

Tabla de materii

Prefață la ediția a treia	5
Din prefața la ediția a doua	6
Prefața la prima ediție	6

INTRODUCERE

Capitolul I. Scurtă introducere istorică.	15
§ 1. Legile fundamentale ale opticii (15); § 2. Principalele etape în dezvoltarea teoriilor optice (17).	
Capitolul II. Unde	25
§ 3. Formarea undei. Ecuația undei. (25); § 4. Oscilații și unde monocromatice. Descompunerea Fourier (29); § 5. Energia transportată de o undă electromagnetică (34) § 6. Clasificarea undelor. Noțiunea de polarizare (37).	
Capitolul III. Mărimi și unități fotometrice.	40
§ 7. Noțiuni fundamentale (40); § 8. Trecerea de la mărimile energetice la cele fotometrice (46); § 9. Unități de măsură în fotometria vizuală (47) § 10. Măsurători fotometrice (48)	

I. INTERFERENȚA LUMINII

Capitolul IV. Coerența	57
§ 11. Introducere (57); § 12. Noțiunea de coerență. Interferența vibrațiilor. § 13. Interferența undelor (60); § 14. Realizarea unor unde coerente în optică (61); § 15. Caracteristicile fundamentale ale dispozitivelor interferențiale (63); § 16. Diferite dispozitive interferențiale (68); § 17. Influența dimensiunilor izvorului de lumină (72) § 18. Însemnătatea polarizării undelor care interferă (76) § 19. Paradoxe aparente în fenomenele de interferență (77) § 20. Lungimea drumului optic. Tautocronismul în cazul sistemelor optice (78); § 21. Interferența razelor nemonocromatice (80)	
Capitolul V. Unde staționare	81
§ 22. Formarea undelor staționare (81); § 23. Unde staționare de lumină. Experiențele lui Wiener (84); § 24. Fotografia în culori (86);	
Capitolul VI. Localizarea franjelor de interferență	88
§ 25. Culorile lamelor subțiri (88); § 26. Localizarea figurii de interferență (franje de egală grosime) (90); § 27. Grosimea admisibilă a lamelor § 28. Inelele lui Newton (92); § 29. Interferența în lame plan-paralele. Franje de egală înclinare (94)	

- **Capitolul VII. Aparate interferențiale și aplicațiile interferenței**
 - § 30. Interferometrul Jamin (57); § 31. Interferometrul Michelson (101);
 - § 32. Aparate interferențiale cu unde multiple fragmentate (102); § 33. Interferența în cazul unei diferențe de drum mari (107); § 34. Câteva aplicații ale metodelor interferențiale de cercetare (110);

II. DIFRAȚIA LUMINII

- **Capitolul VIII. Principiul lui Huygens și aplicațiile lui**
 - § 35. Principiul Huygens-Fresnel (114); § 36. Rețeaua zonată (119); § 37. Calculul grafic al amplitudinii rezultante (120); § 38. Probleme simple de difracție (121); § 39. Spirala lui Cornu și folosirea ei pentru rezolvarea grafică a unor probleme de difracție (125); § 40. Observații cu privire la principiul Huygens-Fresnel (127);
- **Capitolul IX. Difracția în lumină paralelă (difracția Fraunhofer)**
 - § 41. Difracția Fraunhofer produsă de o fantă (129); § 42. Influența lățimii fantei asupra figurii de difracție (135); § 43. Influența dimensiunilor izvorului (135); § 44. Difracția produsă de o deschidere dreptunghiulară sau circulară (137); § 45. Difracția produsă de două fante (139); § 46. Măsurarea diametrului unghiular al stelelor. Interferometrul Rayleigh (141); § 47. Rețele de difracție (144); § 48. Incidența oblică a razelor pe rețea (150); § 49. Rețele de fază (151); § 50. Rețeaua în scară (153); § 51. Caracteristicile aparatelor spectrale și compararea diverselor aparate între ele (154); § 52. Rolul aparatului spectral în analiza unui impuls de lumină (160);
- **Capitolul X. Fenomenele de difracție produse de structuri polidimensionale**
 - § 53. Rețeaua de difracție privită ca o structură unidimensională (163); § 54. Difracția produsă de structurile bidimensionale (164); § 55. Fenomene de difracție produse de structuri tridimensionale (166); § 56. Difracția razelor Röntgen (169); § 57. Difracția undelor de lumină pe unde ultrasonore (170).

III. OPTICA GEOMETRICĂ

- **Capitolul XI. Principiile fundamentale ale opticii geometrice**
 - § 58. Introducere (173); § 59. Principiul lui Fermat (175); § 60. Definiții fundamentale. Legile refracției și reflexiei. Principiul reciprocității (178); § 61. Refracția (și reflexia) pe o suprafață sferică (181); § 62. Focare unei suprafețe sferice (183); § 63. Imaginile obiectelor de dimensiuni mici în cazul refracției pe o suprafață sferică (184); § 64. Mărire. Teorema L. Grange-H. Imholtz (184); § 65. Sisteme optice centrate (187); § 66. Refracție într-o lentilă. Formula generală a lentilelor (188); § 67. Distanțele focale ale unei lentile subțiri (190); § 68. Imaginile date de o lentilă subțire. Mărire (192); § 69. Sisteme optice ideale (193).
- **Capitolul XII. Aberrațiile sistemelor optice**
 - § 70. Introducere (199); § 71. Suprafața caustică. Caracterul simetriei (199); § 72. Aberrațiile în cazul fasciculelor largi (200); § 73. Aberrațiile în cazul fasciculelor înguste, inclinate față de axă (202); § 74. Astigmatismul provocat de asimetria sistemului optic (205); § 75. Aplanatismul. Coma și sinusurile (206); § 76. Aberrațiile provocate de dependența indicelui de refracție de lungimea de undă (aberrațiile cromatice) (209).
- **Capitolul XIII. Instrumente optice**
 - § 77. Rolul diaframelor (214); § 78. Diafragma de apertură, pupila de intrare și de ieșire (215); § 79. Diafragma câmpului vizual. Lucirnole (216);

- § 80. Aparatul fotografic (218); § 81. Ochiul ca sistem optic (219); § 82. Instrumente optice oculare (223); § 83. Aparate de protecție (230); § 84. Aparate spectrale (231); § 85. Perceperea luminii. „Luneta de noapte” a lui M. V. Lomonosov (234).

- **Capitolul XIV. Teoria difracției aplicată instrumentelor optice** 239
 - § 86. Puterea de rezoluție a unui obiectiv (239); § 87. Puterea de rezoluție a microscopului (241); § 88. Microscopul electronic (248); § 89. Metoda câmpului întunecat (ultramicroscopia). Metoda contrastului de fază (253); § 90. Fenomene de difracție în spectrografe (puterea de rezoluție cromatică) (257);

IV. POLARIZAREA LUMINII

- **Capitolul XV. Lumină naturală și polarizată** 260
 - § 91. Transversalitatea undelor de lumină (260); § 92. Trecerea luminii prin turmalină (262); § 93. Polarizarea prin reflexia și refracția luminii la suprafața de separare a doi dielectrici (264); § 94. Orientarea vectorului electric în lumina polarizată (266); § 95. Legea lui Malus (267); § 96. Lumină naturală (268);
- **Capitolul XVI. Polarizarea prin dublă refracție** 269
 - § 97. Dubla refracție și polarizarea luminii la trecerea printr-un cristal de spat de Islanda (269); § 98. Dispozitive de polarizare (272);
- **Capitolul XVII. Interferența razelor polarizate** 276
 - § 99. Experiențele lui Fresnel și Arago și importanța lor pentru teoria elastică a luminii (276); § 100. Polarizarea eliptică și circulară a luminii (277); § 101. Structura luminii naturale (280); § 102. Constatarea și analiza luminii polarizate eliptic și circular (282);

V. GAMA UNDELOR ELECTROMAGNETICE

- **Capitolul XVIII. Radiații infraroșii, ultraviolete și Röntgen** 286
 - § 103. Radiațiile infraroșii și ultraviolete (286); § 104. Descoperirea razelor Röntgen și metodele pentru obținerea și observarea lor (289); § 105. Absorbția razelor Röntgen (290); § 106. Dependența durității razelor Röntgen de regimul tubului (292); § 107. Natura razelor Röntgen (293); § 108. Difracția razelor Röntgen produsă de o rețea cristalină (294); § 109. Spectrografia razelor Röntgen (295); § 110. Spectrul Röntgen continuu. Raze caracteristice (298); § 111. Optica razelor Röntgen (299); § 112. Gama undelor electromagnetice (300).

VI. VITEZA LUMINII

- **Capitolul XIX. Viteza luminii și metodele pentru determinarea ei** 302
 - § 113. Importanța experiențelor de determinare a vitezei luminii și prima încercare a lui Galilei (302); § 114. Metode astronomice de determinare a vitezei luminii (303); § 115. Metode de laborator pentru determinarea vitezei luminii (306); § 116. Viteza de fază și viteza de grup a luminii (310).
- **Capitolul XX. Efectul Doppler** 315
 - § 117. Introducere (315); § 118. Efectul Doppler în acustică (316); § 119. Efectul Doppler în optică (320).
- **Capitolul XXI. Optica mediilor în mișcare** 324
 - § 120. Principiul relativității în mecanică și relațiile de transformare ale lui

Galilei (324); § 121. Electrodinamica mediilor în mișcare (326); § 122. Bazele teoriei relativității restrinse (335); § 123. Relațiile de transformare ale teoriei relativității (337); § 124. Concluzii care rezultă din relațiile de transformare ale teoriei relativității (340); § 125. Mecanica relativistă (348); § 126. Concluzii generale (350);

VII. TRECEREA LUMINII PRIN SUPRAFAȚA DE SEPARARE A DOUĂ MEDII

- Capitolul XXII. Reflexia și refracția la suprafața de separare dintre doi dielectrici
§ 127. Interacțiunea dintre o undă electromagnetică și substanță (352); § 128. Reflexia și refracția la suprafața de separare a doi dielectrici (formulele lui Fresnel) (355); § 129. Observații cu privire la formulele lui Fresnel (360); § 130. Polarizarea luminii la trecerea prin suprafața de separare dintre doi dielectrici. Legea lui Brewster (361).
- Capitolul XXIII. Reflexia totală
§ 131. Fenomenul de reflexie totală (364); § 132. Studiul undei reflectate. Polarizarea eliptică (366); § 133. Studiul undei refractate (368).
- Capitolul XXIV. Bazele opticii metalelor
§ 134. Proprietățile optice ale metalelor (370); § 135. Constantele optice ale metalelor și determinarea lor (372).

VIII. OPTICA MEDIILOR ANIZOTROPE

- Capitolul XXV. Bazele opticii cristalinelor
§ 136. Medii anizotrope (376); § 137. Proprietățile optice ale unui mediu anizotrop (380); § 138. Suprafața de undă (radială) și suprafața normalilor (383); § 139. Cristale uniaxe și biaxe (385); § 140. Construcția lui Huygens pentru medii anizotrope (387); § 141. Date experimentale cu privire la propagarea luminii în cristale uniaxe (390); § 142. Culorile lamelor cristaline sau interferența razelor polarizate (393).
- Capitolul XXVI. Anizotropia artificială
§ 143. Introducere (398); § 144. Anizotropia provocată prin deformări (398); § 145. Dubla refracție în câmp electric (efectul Kerr) (400); § 146. Dubla refracție în câmp magnetic (406).

IX. OPTICA MOLECULARĂ

- Capitolul XXVII. Dispersia și absorbția luminii
§ 147. Dificultățile teoriei electromagnetice a lui Maxwell (409); § 148. Dispersia luminii. Metode de observare și rezultate (410); § 149. Bazele teoriei dispersiei (415); § 150. Absorbția luminii (427); § 151. Lățimea liniilor spectrale și amortizarea radiației (433).
- Capitolul XXVIII. Difuzia luminii
§ 152. Trecerea luminii printr-un mediu optic neomogen (436); § 153. Difuzia moleculară a luminii (440); § 154. Difuzia combinată a luminii (448).
- Capitolul XXIX. Rotirea planului de polarizare
§ 155. Introducere (453); § 156. Rotirea planului de polarizare în cristale (454); § 157. Perfecționarea metodelor de determinare a puterii rotatorii (456); § 158. Rotirea planului de polarizare în corpurile amorfe (457); § 159. Zaharimetria (459); § 160. Teoria rotirii planului de polarizare (459); § 161. Rotirea magnetică a planului de polarizare (463).

- Capitolul XXX. Efectul Zeeman. Efectul Stark 465
§ 162. Efectul Zeeman (465); § 163. Teoria elementară a efectului Zeeman (467); § 164. Efectul Zeeman anomal (complex) (471); § 165. Efectul Zeeman invers. Legătura acestuia cu efectul Faraday (472); § 166. Efectul Stark (474).

X. ACȚIUNEA LUMINII ASUPRA SUBSTANȚEI

- Capitolul XXXI. Efectul fotoelectric 476
§ 167. Introducere (476); § 168. Legile efectului fotoelectric (478); § 169. Ecuația lui Einstein. Ipoteza cuantelor de lumină (481); § 170. Fundamentarea ipotezei cuantelor de lumină cu ajutorul efectului fotoelectric (482); § 171. Dependența intensității curentului fotoelectric de lungimea de undă (486); § 172. Efectul fotoelectric în semiconductori (488); § 173. Celelalte efecte electrice și aplicațiile lor (490);
- Capitolul XXXII. Efectul Compton 492
§ 174. Efectul Compton și legile sale (492); § 175. Teoria efectului Compton (493); § 176. Efectul Doppler privit din punctul de vedere al teoriei cuantelor de lumină (496).
- Capitolul XXXIII. Presiunea luminii 498
§ 177. Studiul experimental al presiunii luminii (498); § 178. Presiunea luminii privită din punctul de vedere al teoriei fotonice (501); § 179. Explicarea citorva fenomene cosmice cu ajutorul presiunii luminii (502).
- Capitolul XXXIV. Efectele chimice ale luminii 503
§ 180. Introducere (503); § 181. Legile fundamentale ale fotochimiei (504); § 182. Reacții fotochimice sensibilizate (506); § 183. Bazele fotografiei (507); § 184. Sensibilizarea plăcilor fotografice (509); § 185. Teoria fotochimică a vederii (510);

XI. RADIAȚIA TERMICĂ

- Capitolul XXXV. Legile radiației termice 514
§ 186. Radiația termică (514); § 187. Radiația termică și regula lui Prevost (516); § 188. Legea lui Kirchhoff (518); § 189. Aplicațiile legii lui Kirchhoff. Corpul absolut negru (521); § 190. Radiația corpurilor care nu sînt negre (524); § 191. Legea Stefan-Boltzmann (525); § 192. Legea de deplasare a lui Wien (526); § 193. Formula lui Planck (528).
- Capitolul XXXVI. Aplicațiile legilor radiației termice 531
§ 194. Pirometria optică (531); § 195. Izvoare de lumină (535).

XII. LUMINESCENȚA

- Capitolul XXXVII. Radiația atomilor și legile spectrale 540
§ 196. Spectre de linii (540); § 197. Inversiunea liniilor spectrale (541); § 198. Analiza spectrală pe baza spectrelor de emisie și de absorbție ale atomilor (542); § 199. Legi spectrale (544).
- Capitolul XXXVIII. Modelul atomic Rutherford-Bohr 549
§ 200. Modelul atomic inițial al lui J. J. Thomson și experiențele lui Rutherford (549); § 201. Modelul nuclear al atomului, propus de Rutherford (552); § 202. Dificultățile teoriei lui Rutherford. Postulatele lui Bohr (554); § 203. Atomul de hidrogen (556); § 204. Spectrele atomilor ionizați (560).

Capitolul XXXIX. Bazele experimentale ale teoriei atomului și consecințele ei.

§ 205. Experimentele lui Franck și Hertz și ale altora (562); § 206. Excitarea succesivă a liniilor spectrale (568); § 207. Radiația de rezonanță (569); § 208. Durata stării excitate (572); § 209. Excitarea emiștelor luminoase prin încălzire (573); § 210. Spectre de raze X. Clasificarea și interpretarea lor (574); § 211. Spectrele atomilor cu structură mai complicată (580).

Capitolul XL. Spectre moleculare.

§ 212. Spectrele de bandă ale moleculelor în domeniile vizibile și ultraviolet (589); § 213. Spectrele infraroșii ale moleculelor (593).

Capitolul XLI. Fotoluminescența

§ 214. Fluorescența moleculelor (595); § 215. Fotoluminescența corpurilor lichide și solide. Compoziția spectrală a luminescenței. Regula lui Stokes (596); § 216. Durata fotoluminescenței (600); § 217. Definierea luminescenței și criteriile duratei. Radiația Cerenkov (604); § 218. Fosfori cristalini (606); § 219. Analiza luminescență (607)

Încheiere

Exerciții

Index alfabetic

INTRODUCERE

CAPITOLUL I

SCURTĂ INTRODUCERE ISTORICĂ

§ 1. Legile fundamentale ale opticii

Chiar de la primele cercetări de optică au fost găsite, experimental, următoarele patru legi fundamentale ale fenomenelor optice :

1. Legea propagării rectilinii a luminii.
2. Legea independenței fasciculelor de lumină.
3. Legea reflexiei luminii pe o suprafață lucie.
4. Legea refracției luminii la suprafața de separare a două medii transparente.

Studiul ulterior al acestor legi a arătat, în primul rând, că ele au un sens mult mai profund decât cel care apare la prima vedere, iar în al doilea rând, că utilizarea acestor legi este limitată, că aceste legi sînt numai aproximative. Stabilirea condițiilor și a limitelor de aplicabilitate a legilor optice fundamentale a însemnat un important progres în studiul naturii luminii.

Esența acestor legi consistă în următoarele.

1. Legea propagării rectilinii a luminii. Într-un mediu omogen, lumina se propagă în linie dreaptă. Această lege se găsește în lucrările de optică, atribuite lui Euclid (300 ani înaintea erei noastre); probabil însă că ea a fost cunoscută și utilizată cu mult înainte.

Observarea umbrelor nete, obținute cu ajutorul izvoarelor de lumină punctuale precum și obținerea de imagini cu ajutorul unor deschideri mici, sînt dovezi experimentale ale acestei legi. Relația dintre conturul obiectului și umbra acestuia, în cazul iluminării cu un izvor punctual (adică cu un izvor ale cărui dimensiuni sînt foarte mici în comparație cu distanța pînă la obiect), corespunde unei proiecții geometrice prin linii drepte (fig. 1). Figura 2 ilustrează obținerea imaginii cu ajutorul unei deschideri mici; forma și dimensiunile imaginii arată că proiectarea se face prin raze rectilinii.

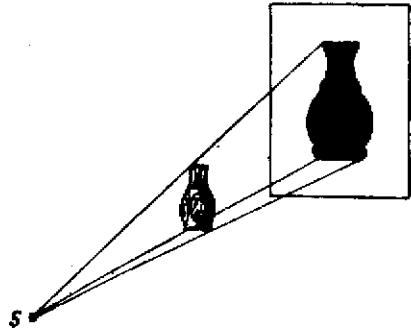


Fig. 1. Propagarea rectilinii a luminii : formarea umbrei în cazul iluminării cu un izvor punctual.

Legea propagării rectilinii poate fi considerată ca fiind bine fundamentată din punct de vedere experimental. Ea are un sens foarte profund deoarece însăși noțiunea de linie dreaptă a apărut, probabil, din observații optice. Noțiunea geometrică de dreaptă, ca fiind cea mai scurtă distanță

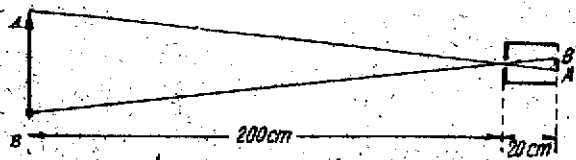


Fig. 2. Propagarea rectiliniei a luminii: obținerea imaginii cu ajutorul unei deschideri mici.

Un studiu mai detaliat al fenomenelor descrise arată că legea propagării rectilinii își pierde valabilitatea dacă trecem la deschideri foarte mici. Astfel, în experiența reprezentată în fig. 2, va obține o imagine destul de imperfectă dacă orificiul va avea un diametru de aprox. 1/100 mm. Imaginea nu se va obține de loc și ecranul nu va fi iluminat practic uniform dacă dimensiunile orificiului vor fi de aprox. 1/2 000 mm.

Abaterile de la legea de propagare rectilinie a luminii vor fi tratate cu ocazia studiului difracției.

2. **Legea independenței fasciculelor de lumină.** Un flux luminos poate fi împărțit în fascicule de lumină izolate, delimitate de exemplu, cu ajutorul unor diafragme. Se constată că acțiunile acestor fascicule de lumină se desfășoară independent, adică efectul produs de un fascicul este același indiferent dacă celelalte fascicule își exercită simultan acțiunea lor, sau sunt eliminate. Astfel, dacă prin obiectivul unui aparat fotografic pătrunde lumina provenită de la un peisaj întins, oprind intrarea în aparat a unuia dintre fasciculele de lumină nu modificăm imaginea dată de celelalte.

Conținutul mai profund al acestei legi va apărea în fenomenele de interferență a luminii (principiul superpoziției, v. §§ 4 și 12).

3. **Legea reflexiei luminii.** Raza incidentă, normala pe suprafața reflectătoare în punctul de incidență și raza reflectată sunt conținute în același plan (fig. 3); unghiurile dintre raze și normală sunt egale între ele: unghiul de incidență i este egal cu unghiul de reflexie r . Această lege este de asemenea amintită în „Optica” lui Euclid. Starea ei este legată de utilizarea suprafețelor metalice lustruite (oglinzi) cunoscute din cele mai vechi timpuri.

4. **Legea refracției luminii.** Normala pe suprafața de separare în punctul de incidență se află în același plan cu razele incidentă și refractată, unghiul de incidență i și unghiul de refracție r (fig. 4) sunt legate prin relația:

$$\frac{\sin i}{\sin r} = n,$$

dintre două puncte, este noțiunea de linie după care se propagă lumina într-un mediu omogen. De aici controlul rectilinității șablonurilor sau a altor obiecte cu ajutorul razelor de lumină procedeu practicat din timpuri străvechi.

Un studiu mai detaliat al fenomenelor descrise



Fig. 3. Referitor la reflexia.

unde n este o constantă care nu depinde de valoarea unghiului de incidență. Mărimea n , indicele de refracție, este determinată de proprietățile ambelor medii, prin a căror suprafață de separare trece lumina și de culoarea razelor.

Fenomenul de refracție a luminii a fost cunoscut chiar de Aristotel (350 ani înaintea erei noastre). Încercarea de a stabili legea cantitativă aparține vestitului astronom Ptolomeu (anul 120 al erei noastre), care a întreprins măsurarea unghiurilor de incidență și de refracție. Datele măsurătorilor efectuate de el sînt destul de precise. Ptolomeu lua în considerare influența refracției atmosferice asupra poziției aparente a corpurilor cerești (refracția atmosferică) și a întocmit chiar și tabele de refracții. Însă, măsurătorile lui Ptolomeu, se refereau la unghiuri relativ mici și de aceea Ptolomeu a ajuns la concluzia incorectă că, unghiul de refracție este proporțional cu unghiul de incidență. Mult mai târziu (în jurul anului 1000) opticianul arab Alhazên (el Haitam) a constatat că raportul dintre unghiurile de incidență și refracție nu rămîne constant, însă nu a putut da expresia corectă a legii. Formularea corectă a legii refracției aparține lui Snellius (1591 — 1626), care a indicat într-o lucrare, rămasă nepublicată, că raportul cosecantelor unghiurilor de incidență și refracție rămîne constant, și lui Descartes, care în lucrarea sa „Dioptrica” (1637) a dat formularea actuală a legii refracției. Descartes a stabilit legea sa în jurul anului 1630; nu se știe însă dacă îi erau sau nu cunoscute cercetările lui Snellius.

Legile reflexiei și refracției sînt valabile numai dacă se respectă anumite condiții. În cazul cînd dimensiunile oglinzii reflectătoare sau ale suprafeții care separă două medii sînt mici, observăm abateri apreciabile de la legile indicate mai sus (v. capitolul privitor la difracție). Totuși, pentru un domeniu larg de fenomene, care au loc în aparatele optice obișnuite, toate legile enumerate sînt respectate suficient de riguros. De aceea, într-un capitol destul de important din punct de vedere practic, studiul instrumentelor optice, aceste legi pot fi considerate perfect valabile. Prima etapă a studiului luminii a consistat în cercetări referitoare la stabilirea acestor legi și la aplicarea lor; ea a pus deci bazele opticii geometrice.

§ 2. Principalele etape în dezvoltarea teoriilor optice

După cum am văzut, legile fundamentale ale opticii au fost stabilite de multă vreme. Însă punctul de vedere din care au fost tratate s-a schimbat în decursul epocilor care au urmat.

Proprietatea fundamentală a luminii — propagarea rectilinie — l-a interesat probabil pe Newton (sfîrșitul secolului al XVII-lea) să fie adekvat explicată prin emisia de particule de lumină, care se mișcă în linie dreaptă, conform legilor mecanicii (legea inerției). Urișele succese obținute de

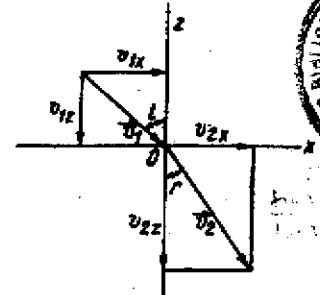


Fig. 4. Referitor la legea refracției.

Newton, în mecanică, au exercitat o influență radicală asupra felului în care se priveau fenomenele optice. El interpreta reflexia luminii în mod analog cu reflexia unei bile elastice care se ciocnește de o suprafață, fenomen în care se respectă legea: $\angle i = \angle r$. Ca și Descartes, Newton explica refracția prin atracția particulelor de lumină de către mediul refractant, fapt pentru care se schimbă viteza particulelor de lumină la trecerea lor din primul mediu, în al doilea.

Să descompunem viteza \vec{v}_1 a particulei în primul mediu în două componente \vec{v}_{1x} și \vec{v}_{1y} (v. fig. 4); viteza particulei care trece din primul mediu în al doilea se schimbă sub acțiunea atracțiilor dintre particula de lumină și particulele mediului. Aceste atracții sînt dirijate după normala la suprafața de separare a celor două medii și de aceea modifică în mod corespunzător componenta normală a vitezei ($v_{1x} \neq v_{2x}$), lăsînd neschimbată componenta tangențială ($v_{1y} = v_{2y}$). Dacă cel de-al doilea mediu este mai dens, atunci $v_{2x} > v_{1x}$ și prin urmare $v_2 > v_1$. Deoarece $v_{1x} = v_1 \sin i$ și $v_{2x} = v_2 \sin r$, din egalitatea $v_{1x} = v_{2x}$ rezultă că raportul

$$\frac{\sin i}{\sin r} = \frac{v_2}{v_1} = n$$

este o constantă care nu depinde de unghiul de incidență, deoarece vitezele v_1 și v_2 nu depind de direcția de propagare a luminii (medii izotrope), în care depinde de culoare.

Teoria indicată dă un sens fizic precis indicelui de refracție: n este raportul dintre vitezele particulelor de lumină în al doilea și în primul mediu; rezultă că viteza luminii într-un mediu mai dens este mai mare decât într-unul mai puțin dens.

Pe vremea lui Newton nu se efectuaseră încă măsurători directe ale vitezei luminii în diferitele medii. De aceea, concluzia găsită nu a putut fi verificată în mod direct. Ulterior, asemenea măsurători au fost efectuate (Foucault, 1850) ele arătînd că viteza luminii în aer, în timp ce indicele de refracție este mai mic decît viteza luminii în apă, este egal cu 1,33, adică este mai mare decît unitatea. În felul acesta interpretarea indicelui de refracție dată de Newton se constată a fi incorectă. O analiză mult mai aprofundată a mecanismului propagării luminii prin materie arată însă că acest proces este chiar atît de simplu (v. Încheierea).

În epocă în care a trăit Newton a fost efectuată determinarea vitezei cu care se propagă lumina în spațiul interplanetar (Römer, 1676). Această determinare a dat o valoare apropiată de 300 000 km/s. O valoare atît de mare a vitezei de propagare a luminii a făcut ca mulți din contemporanii lui Newton să nu admită teoria acestuia asupra luminii deoarece părea greu de admis existența unor particule care să se deplaseze cu o asemenea viteză.

Creдем că este necesar să menționăm că în zilele noastre asemenea obiecțiuni și-au pierdut valabilitatea: noi cunoaștem particule (raze cosmice) a căror viteză de deplasare este foarte apropiată de viteza luminii.

Tot astfel nu mai este valabilă pentru nici și o altă obiecțiune, formulată ceva mai tîrziu (1746) de către Euler. După Euler concepția lui Newton privind emisiunea particulelor „trebuie să pară și curajoasă și stranie, deoarece dacă Soarele ar emite permanent și în toate direcțiile fluxuri de substanță luminoasă, cu o viteză atît de uriașă, ar trebui să ne așteptăm ca acesta să se epuizeze în scurt timp sau cel puțin să sufere modificări considerabile în decursul atîtor veacuri”. Concepțiile moderne cu privire la interdependența dintre masă și energie ne obligă să admitem existența unei micșorări continue a masei Soarelui în timpul procesului de emisie. Multe trăsături ale concepțiilor lui Newton asupra naturii luminii se întîlnesc în concepțiile moderne, care însă prin natura lor sînt cu totul noi și bazate pe un fundament experimental cu totul diferit.

Contemporanul lui Newton, Huygens, a enunțat o altă teorie a luminii („Tratat despre lumină”, scris în 1678, tipărit în 1690).

El pornea de la analogia dintre multe fenomene acustice și optice, presupunînd că perturbația de lumină trebuie privită ca niște impulsuri elastice, care se propagă într-un mediu aparte, eterul, care umple întreg spațiul, atît din interiorul corpurilor materiale cît și dintre acestea. Viteza enormă de propagare a luminii este condiționată de proprietățile eterului (elasticitatea și densitatea acestuia) și nu presupune deplasări rapide ale particulelor de eter. Din observațiile făcute asupra propagării undelor pe suprafața unei ape se știa că mișcările relativ lente ale particulelor, în sus și în jos, pot genera unde care se propagă repede de-a lungul suprafeței apei.

Trebuie să remarcăm că deși Huygens vorbea despre undele luminoase, el nu atribuia acestei noțiuni conținutul pe care ea l-a căpătat ulterior și pe care îl admitem și noi astăzi. El afirma că lumina se propagă prin suprafețe sferice și adăuga: „Eu denumesc aceste suprafețe unde prin asemănarea lor cu undele care pot fi observate pe suprafața unei ape în care s-a aruncat o piatră”. Huygens nu numai că nu presupunea o periodicitate în fenomenele luminoase, dar chiar afirma direct: „... nu trebuie să ne închipuim că aceste unde urmează una după alta la distanțe egale”. În legătură cu aceasta el nu utilizează nicăieri noțiunea de lungime de undă și presupune că lumina se propagă rectiliniu; oricît de mic ar fi orificiul prin care trece aceasta, deoarece „orificiul este totdeauna suficient de mare pentru a putea cuprinde un număr mare de particule infinit de mici ale mediului eter”. În felul acesta el nu ia în considerare fenomenele de difracție, menționate de Grimaldi (1665) și Hooke (în perioada dintre anii 1672 și 1675). Tot astfel el nu pomeneste nimic în tratatul său despre inelele lui Newton, fenomen în care însuși Newton vedea o dovadă a periodicității fenomenelor luminoase.

În felul acesta părerea larg răspîndită, cum că Huygens ar fi creatorul teoriei ondulatorii a luminii, teorie bine încheșată ce ar fi putut fi opusă teoriei corpusculare a lui Newton, este incorectă. Pe timpul lui Huygens Newton teoria ondulatorie era numai foarte schematic conturată. Afară de aceasta, cel mai important element al concepției ondulatorii, periodicitatea fenomenelor luminoase, a fost sesizat mult mai clar decît de Newton, care experimentînd cu așa-zisele inele ale lui Newton (§ 28), a efectuat și măsurători

unde N este modulul deplasării, iar ρ este densitatea. Deoarece eterul împiedică mișcarea corpurilor solide, rezultă că ρ trebuie să fie extrem de mic; pentru a obține însă valorile necesare pentru c trebuie atribuit lui N valori foarte mari. Pentru a explica vitezele diferite cu care se propagă lumina prin diversele corpuri, a trebuit să se admită că proprietățile eterului sînt diferite în substanțe diferite; în cazul substanțelor anizotrope ipotezele care trebuiau să fie făcute erau și mai complicate (v. de ex. § 129). În sfîrșit, eterului elastic trebuiau să-i fie atribuite și alte proprietăți speciale pentru a se explica absența totală a vibrațiilor longitudinale în undele de lumină, absență stabilită prin experiențele lui Fresnel și Arago mai sus menționate. Faptul că eterului elastic solid trebuiau să-i fie atribuite toate aceste proprietăți contradictorii, scoate în evidență dificultățile esențiale ale teoriei elastice a luminii. În același timp această teorie nu stabilește nici o legătură între optică și alte fenomene fizice și nu permitea legarea constantelor optice, care caracterizează o substanță, de alți parametrii acesteia.

Între timp, Faraday a reușit să demonstreze că fenomenele optice reprezintă o categorie izolată de procese și că în particular, există o legătură între fenomenele optice și cele magnetice: în 1846 Faraday a descoperit fenomenul de rotire a planului de polarizare în cîmp magnetic. Pe de altă parte, a fost descoperit și un alt fapt remarcabil: s-a constatat că raportul dintre unitatea electromagnetică de intensitate a curenților și cea electrostatică este egal cu $3 \cdot 10^{10}$ cm/s, adică este egal cu viteza luminii în vid (Weber și Kohlrausch, 1856). În sfîrșit, cercetările teoretice ale lui Maxwell au arătat că variațiile cîmpului electromagnetic nu rămîn localizate în spațiu ci se propagă cu o viteză egală cu raportul dintre unitatea electromagnetică și cea electrostatică, adică cu viteza luminii. Ulterior, această concluzie a fost confirmată de experiențele lui Hertz (1888). Pe baza cercetărilor sale, Maxwell (1865) a formulat concluzia că lumina este un fenomen electromagnetic.

După Maxwell

$$\frac{c}{v} = \sqrt{\epsilon\mu}, \quad (2)$$

unde c este viteza luminii în vid, iar v viteza într-un mediu avînd constantă dielectrică ϵ și permeabilitatea magnetică μ . Cum $\frac{c}{v} = n$ (indicele de refracție), rezultă că

$$n = \sqrt{\epsilon\mu}.$$

Această relație stabilește legătura dintre constantele optice, electrice și magnetice ale substanței.

Din această relație nu rezultă însă că n trebuie să depindă de lungimea de undă λ a luminii, așa numita dispersie a luminii — cum se știe din experiență, cu alte cuvinte că n se schimbă o dată cu lungimea de undă a luminii: $n = f(\lambda)^1$. Teoria lui Maxwell, care se limitează la caracteris-

¹⁾ O explicație a dispersiei în cadrul teoriei eterului elastic a fost dată făcîndu-se o ipoteză specială (Cauchy 1836; Sellmeier, 1871).

proprietăților electromagnetice ale substanțelor cu ajutorul unor parametri macroscopici (ϵ , μ) nu putea explica acest fapt. A fost nevoie de o analiză mai detaliată a proceselor de interacțiune dintre substanță și lumină, bazată pe o schemă mai aprofundată a structurii materiei. Acest lucru a fost efectuat de către Lorentz care a elaborat teoria electronică (1896). Concepția despre electronii care intră în compoziția atomilor și care pot efectua în interiorul acestora oscilații cu o anumită perioadă, a permis să se explice fenomenele de emisie și absorbție a luminii de către materie, precum și particularitățile propagării luminii prin materie. În particular, au devenit clare și fenomenele de dispersie a luminii, deoarece din punct de vedere al teoriei electronice constanta dielectrică ϵ depinde de frecvența cîmpului electromagnetic, adică de lungimea de undă λ .

Paralel cu dezvoltarea teoriei ondulatorii a luminii a evoluat și noțiunea de eter. În concepția lui Huygens această noțiune este încă destul de confuză; Lomonosov încearcă să precizeze și să aprofundeze noțiunea de eter, analizînd diversele tipuri de mișcări posibile ale acestuia: de deplasare, de rotație și oscilatorie; fenomenul de lumină el îl leagă de mișcarea oscilatorie a eterului (de vibrațiile eterului). Este interesant de menționat că Lomonosov considera că este posibil să se explice și fenomenele electrice cu ajutorul aceluiași eter. În „Teoria electricității” — carte începută în 1756 însă neterminată — el scria: „deoarece aceste fenomene (electrice) au loc într-un spațiu lipsit de aer, iar lumina și focul există în vid și depind de eter, se pare că este posibil ca această materie electrică să fie identică cu eterul”. Iar mai departe: „Pentru a lămurii acest lucru e necesar să se studieze natura eterului; dacă ea este utilă pentru explicarea fenomenelor electrice, există o mare probabilitate că ele se datoresc mișcării eterului. În sfîrșit, dacă nu se va găsi nici un fel de materie, atunci cauza sigură a electricității va fi eterul în mișcare”. Una din experiențele sugerate în „Teoria electricității” sună astfel: „Oare răză se va refracta altfel în apa electrizată sau în sticla electrizată?” Aceasta este una din experiențele fundamentale ale electro-opticii, care a fost realizată abia la sfîrșitul secolului al XIX-lea.

Cea mai mare dezvoltare a concepției ondulatorii asupra luminii în secolul al XVIII-lea se datorește lui Euler. După Euler lumina este rezultatul unor vibrații ale eterului, așa cum sunetul este rezultatul vibrațiilor aerului; diverselor culori le corespund vibrații de frecvențe diferite. Compararea vitezei luminii cu viteza sunetului a permis lui Euler să afirme că eterul este o substanță „cu mult mai puțin densă și mai elastică decît aerul obișnuit”. Ca și Lomonosov, Euler își exprimă părerea că izvorul tuturor fenomenelor electrice este același eter care transportă undele de lumină. După Euler, electricitatea nu este altceva decît perturbarea echilibrului eterului: corpurile în care densitatea eterului devine mai mare decît în corpurile înconjurătoare, se constată a fi electrizate pozitiv; electrizarea negativă se datorește micșorării densității eterului. Euler nu extindea teoria asupra fenomenelor magnetice, deoarece natura electrică a magnetismului nu se cunoștea încă. Aceste considerațiuni au fost dezvoltate de Euler în celebrele sale „Scrisori către o principesă germană”, scrise în anii 1760—1761 și tipărite la Petersburg (1768 — 1772) în timpul celei de-a doua vizite

a sa în Rusia, unde a sosit după moartea lui Lomonosov, cu care ducea permanentă corespondență științifică, prietenească. Din această cauză este exclus ca ideile mai sus menționate ale lui Euler să se fi format sub influența ideilor lui Lomonosov.

Eterul lui Fresnel și al lui Young (începutul secolului al XIX-lea), spre deosebire de eterul lui Lomonosov și al lui Euler, era legat doar de interpretarea fenomenelor optice. Ceva mai târziu, pentru a interpreta interacțiunile electrice și magnetice, Faraday a introdus, de asemenea, noțiunea de mediu material ipotetic, a cărui stare (tensiune elastică) trebuia să determine relațiile dintre sarcini și curenți, observate experimental. Ipotezele lui Maxwell cu privire la natura electromagnetică a luminii au permis contopirea eterului luminos cu cel electromagnetic, făcându-l astfel răspunzător de toate fenomenele electromagnetice. Apariția cîmpului electromagnetic, ca și propagarea lui, se interpreta ca o modificare a stării eterului, o modificare ce poate să se propage din aproape în aproape cu o anumită viteză.

Dezvoltarea ulterioară a electrodinamicii mediilor în mișcare a dus la concepția că eterul, pătrunzînd prin toate corpurile, rămîne fix în timpul mișcării acestor corpuri (Lorentz, v. § 121). În felul acesta trăsăturile materiale ale eterului devin din ce în ce mai puțin plauzibile. În concepția lui Lorentz (ultimii ani ai secolului al XIX-lea) eterul este un mediu imobil nelimitat, caracterizat numai printr-o anumită viteză de propagare a perturbațiilor electromagnetice și, în particular, a luminii ($c = 2,99776 \cdot 10^{10}$ cm/s).

În același timp noțiunea de eter ca fiind un mediu imobil, deci ca putea fi ales drept sistem de referință, permițînd în acest fel punerea în evidență a mișcării absolute, venea în contradicție cu experiența (de exemplu experiența lui Michelson, v. § 121) și nu putea fi păstrată. Electrodynamică și teoria relativității, care a luat locul electrodinamicii lui Lorentz (v. § 121), a renunțat cu totul la noțiunea de eter ca suport material al proceselor electromagnetice. Cîmpul electromagnetic, și în particular lumina, constituie o formă de existență a materiei, avînd multe trăsături comune cu materia în sensul obișnuit al cuvîntului (electroni, pozitroni, neutroni, atomi etc.) față de care prezintă însă și deosebiri caracteristice; pentru interpretarea existenței cîmpului electromagnetic nu e nevoie de un mediu ipotetic — eterul. Natura materială a luminii se manifestă deosebit de clar în presiunea luminii, demonstrată experimental pe baza cercetărilor lui P. N. Lebedev (v. § 177). Faptul că lumina (cîmpul electromagnetic) reprezintă două forme diferite ale materiei, se manifestă deosebit de clar în transformarea unei cuante de lumină într-o pereche electron-pozitron și invers, în formarea cuantei de lumină în urma contopirii electron-pozitron cu un electron.

Pe lângă dificultățile amintite la care ajungea teoria electronică a lui Lorentz, bazată pe noțiunea de eter imobil, au ieșit la iveală și alte probleme ale acestei teorii. Ea lăsa neexplicate multe particularități ale fenomenelor ce priveau interacțiunea luminii cu materia. În particular, problema distribuției spectrale a energiei în cazul emisiei unui corp încălzit nu a căpătat o rezolvare satisfăcătoare în cadrul acestei teorii. Dificultățile constatate l-au obligat pe Planck să formuleze teoria cuantelor (1900) care transpunea ideea de discontinuitate (caracter discret), împrumutată

din studiul structurii moleculare a materiei, în procesele electromagnetice, și în particular, în procesul de emisie a luminii. Teoria cuantelor a înlăturat dificultățile care interveneau în problemele de emisie a luminii de către corpurile incandescente; ea a pus cu totul altfel întreaga problemă a interacțiunii dintre lumină și materie, care nu poate fi înțeleasă fără o interpretare cuantică. O serie întreagă de fenomene optice, în particular efectul fotoelectric și problemele de difuzie a luminii, au pus pe primul plan însușirile corpusculare ale luminii. Dezvoltarea teoriei cuantelor, care a devenit baza studiului modern privind structura atomilor și a moleculelor, continuă și astăzi.

Schița sumară a dezvoltării teoriilor de bază ale opticii, arată felul în care s-a reflectat în istoria opticii, lupta dintre două concepții (la prima vedere contradictorii) asupra naturii luminii, cea ondulatorie și cea corpusculară. Această contradicție dintre concepții constituie expresia contradicțiilor interne reale, proprii naturii fenomenelor optice, ca și tuturor fenomenelor din natură în general. Pe măsură ce se dezvoltă cunoștințele noastre, ies la iveală și se lămuresc aceste contradicții, iar întregul proces nu conduce înainte spre o înțelegere mai profundă. Această cale generală de dezvoltare a științei își găsește o expresie concretă și în istoria opticii.

În prima perioadă (Newton-Huygens, pînă pe la începutul secolului al XIX-lea) confruntarea acestor concepții avea caracterul unei eliminări reciproce. Progresul științific consista în căutarea acelor fapte experimentale care, în lumina unei teorii care ar aprofunda aceste concepții contrarii, să permită rezolvarea problemei naturii luminii. A doua perioadă, de la Fresnel și Young pînă la apariția noțiunilor de cuante de lumină (1905) este o perioadă de dezvoltare multilaterală a concepțiilor ondulatorii care, după cum se părea, învinseseră definitiv concepțiile corpusculare.

Ultima perioadă consistă în stringerea de noi fapte experimentale mai subtile, descoperite datorită progresului metodelor experimentale; simultan, are loc și dezvoltarea unor concepții teoretice mai aprofundate, legate de crearea teoriei cuantelor. În această perioadă nu numai că se fundamentează concepțiile corpusculare, paralel cu cele ondulatorii deja stabilite, dar apar și primele încercări reușite de a sintetiza cele două concepții (v. Încheiere). Acest proces nu este nici pe departe încheiat, însă etapele fundamentale ale dezvoltării științei apar cu toată claritatea lor în istoria opticii. Ca și în celelalte domenii științifice, dezvoltarea opticii pornește de la ceva incomplet, de la o cunoaștere neprecisă, spre ceva amplu și precis, scoțînd în relief contradicțiile și învingîndu-le.

CAPITOLUL II

UNDE

§ 3. Formarea undei. Ecuația undei

Procesele ondulatorii reprezintă o categorie destul de generală de fenomene. Formarea unei unde este condiționată de existența unor legături între diversele părți ale unui sistem, datorită cărora noțiunea de proces

izolat constituie evident o abstracție departe de realitate. Sînt foarte rare cazurile cînd un fenomen care se petrece într-un loc anumit din spațiu poate fi privit ca un fenomen izolat. De obicei, el provoacă modificări în punctele vecine ale sistemului, transmițîndu-le o oarecare cantitate de energie. De la aceste puncte, perturbația se transmite celor vecine acestora și așa mai departe, propagîndu-se din aproape în aproape, cu alte cuvinte din naștere unei unde. În funcție de natura legăturilor care condiționează interacțiunea indicată, se produce o undă cu un caracter sau altul. Forțele elastice care se exercită între elementele oricărui corp solid, lichid sau gazos, duc la apariția în corpurile respective, a unor unde elastice (acustice). Perturbarea suprafeței orizontale a apei, devine izvorul unor unde pe suprafața acesteia, datorită legăturilor dintre porțiunile vecine ale apei, condiționate de forța gravitațională și de mobilitatea particulelor constituente ale lichidului. O mică deformare a suprafeței unui lichid poate genera unde capilare provocate de acțiunea forțelor moleculare care condiționează fenomenul dintr-un strat superficial. Conform legilor electromagnetismului și ale inducției, o perturbație electromagnetică, apărută într-o regiune din spațiu, devine izvorul unor perturbații de aceeași natură, în porțiunile învecinate din spațiu, din care se propagă din ce în ce mai departe: apare o undă electromagnetică care (după Maxwell) trebuie să se propage cu viteză luminii.

În ciuda nenumăratelor doveziri dintre procesele fizice care generează unde, formarea undelor urmează o aceeași cale generală. O perturbație care a avut loc într-un punct oarecare la un moment dat, se semnalează după scurgerea unui anumit interval de timp, la o oarecare distanță față de punctul inițial, adică se transmite cu o anumită viteză. Pentru simplitate să analizăm propagarea unei perturbații după o anumită direcție x ; putem reprezenta perturbația s , printr-o funcție de coordonata x și de timpul t : $s = f(x, t)$. Se vede ușor că propagarea perturbației cu o viteză v , de-a lungul direcției x , se va reprezenta cu ajutorul aceleiași funcții în argument

căreia t și x intervin sub forma $(vt - x)$ sau $(t - \frac{x}{v})$. Într-adevăr

această formă a argumentului arată că valoarea pe care o are funcția în punctul x la momentul t , se va repeta într-un punct ceva mai îndepărtat $x + dx$ la un moment $t + dt$, numai dacă

$$vt - x = v(t + dt) - (x + dx). \quad (3)$$

În felul acesta în timpul dt , perturbația se va deplasa pe distanța dx , propagîndu-se cu viteză $\frac{dx}{dt}$. Din relația (3.1) rezultă că $\frac{dx}{dt} = v$, adică această viteză este egală cu v .

Așadar, orice funcție de argument $vt - x$ exprimă propagarea perturbației de-a lungul axei x înspre valorile crescătoare ale lui x , cu o viteză constantă v . În mod analog, orice funcție de argument $vt + x$ descrie propagarea unui impuls cu viteză v , însă de data aceasta în sens contrar. Formarea funcției f , permite determinarea formei perturbației în orice moment și depinde de condițiile care au provocat-o.

Nu este greu să arătăm că ecuația diferențială care reprezintă mișcarea ondulatorie, adică ecuația a cărei soluție va fi o funcție arbitrară de argument $(vt - x)$ sau $(vt + x)$, va fi de forma:

$$\frac{\partial^2 s}{\partial t^2} = v^2 \frac{\partial^2 s}{\partial x^2}. \quad (3.2)$$

Într-adevăr, printr-o simplă substituție ne putem ușor convinge că relația

$$s = f_1(vt + x) + f_2(vt - x), \quad (3.3)$$

unde f_1 și f_2 sînt două funcții arbitrare, reprezintă soluția ecuației (3.2). Deoarece această ecuație este o ecuație cu derivate parțiale de ordinul doi, soluția găsită, care cuprinde două funcții arbitrare reprezintă soluția generală a ecuației noastre. Această soluție reprezintă ansamblul a două unde care se propagă cu viteza v una spre cealaltă. Se înțelege de la sine că din ecuația cu derivate parțiale ca atare, nu vom putea găsi forma specială a funcțiilor f_1 și f_2 . De aceea, o ecuație de tipul (3.2) este valabilă în orice problemă de propagare a unei unde (de-a lungul axei x). Să analizăm, de exemplu, formarea și propagarea unei unde electromagnetice, studiată în cursurile de electricitate.

După cum se știe, apariția într-un punct oarecare al mediului, a unui curent electric alternativ, este însoțită de apariția în spațiul înconjurător a unui cîmp magnetic alternativ (electromagnetism); acesta din urmă, determină un cîmp electric alternativ (inducție electromagnetică) care provoacă curenți alternativi de deplasare în spațiul înconjurător. Curenții de deplasare condiționează apariția unui cîmp magnetic, la fel cum curenții obișnuiți (de conducție) dintr-un conductor, creează în jurul lor un cîmp magnetic. În felul acesta, noi porțiuni ale spațiului devin domenii în care se desfășoară acțiunea cîmpurilor electromagnetice: o oscilație electrică apărută undeva, nu rămîne localizată, ci cuprinde treptat noi porțiuni ale mediului, propagîndu-se sub forma unei unde electromagnetice.

Legile fenomenelor electromagnetice care guvernează acest proces capătă o expresie matematică concisă în ecuațiile lui Maxwell care stabilesc

legătura dintre variațiile intensităților cîmpurilor electric (\vec{E}) și magnetic

(\vec{H}). Raționamentele lui Maxwell, în conformitate cu datele experimentale, arată că direcțiile vectorilor cîmp electric și cîmp magnetic sînt perpendiculare între ele și perpendiculare pe direcția de propagare a unei unde electromagnetice. În cazul cel mai simplu, al unei unde plane, cînd direcțiile

axelor de coordonate sînt astfel încît cîmpul electric (\vec{E}) este dirijat de-a

lungul axei y , iar cîmpul magnetic (\vec{H}) de-a lungul axei z , ecuațiile lui Maxwell capătă forma:

$$\frac{\mu}{c} \frac{\partial H}{\partial t} = - \frac{\partial E}{\partial x}, \quad \frac{\partial E}{\partial t} = - \frac{\partial H}{\partial x} \quad (3.4)$$

$$\frac{\epsilon}{c} \frac{\partial E}{\partial t} = - \frac{\partial H}{\partial x} \quad (3.5)$$

unde μ și ϵ reprezintă permeabilitatea magnetică și permitivitatea (constantă dielectrică) a mediului, iar c — raportul dintre unitatea electromagnetice și cea electrostatică de intensitate de curent, care, după cum am arătat măsurătorile, este egal cu viteza luminii în vid, adică $3 \cdot 10^{10}$ cm/s.

Din aceste ecuații rezultă că, un câmp electromagnetic, apărut într-un punct oarecare, se propagă în spațiu cu o viteză $v = \frac{c}{\sqrt{\epsilon\mu}}$. Într-adevăr, diferențiind ecuația (3.4) în raport cu x , și ecuația (3.5) în raport cu t și eliminând pe H între ele, găsim:

$$\frac{\partial^2 E}{\partial t^2} = \frac{c^2}{\epsilon\mu} \frac{\partial^2 E}{\partial x^2} \quad (3.6)$$

cu alte cuvinte ecuația diferențială a unei, ceea ce arată că \vec{E} , câmpul electric se propagă în spațiu de-a lungul axei x cu viteza $v = \frac{c}{\sqrt{\epsilon\mu}}$. În

felul acesta, soluția ecuației diferențiale va fi de forma $E = f(x - vt)$, unde f este o funcție arbitrară.

O concluzie analogă poate fi obținută și pentru valoarea câmpului magnetic \vec{H} .

Legătura dintre \vec{E} și \vec{H} se stabilește ușor. Astfel, luând $E = f(x - vt)$ găsim din ecuația (3.4):

$$\frac{\mu}{c} \frac{\partial H}{\partial t} = -f'(x - vt) = \frac{1}{v} \frac{\partial E}{\partial t} = \frac{\sqrt{\epsilon\mu}}{c} \frac{\partial E}{\partial t}$$

sau

$$\sqrt{\mu} \frac{\partial H}{\partial t} = \sqrt{\epsilon} \frac{\partial E}{\partial t}$$

sau

$$\sqrt{\mu} \vec{H} = \sqrt{\epsilon} \vec{E} + \text{const.} \quad (3.7)$$

Dat fiind faptul că în toate procesele electrodinamice (prin urmare și în cele optice) un câmp constant nu joacă nici un rol, constanta din ultimă relație poate fi luată egală cu zero fără ca prin aceasta să se diminueze caracterul general al relației. Așadar, avem

$$\sqrt{\mu} \vec{H} = \sqrt{\epsilon} \vec{E} \quad (3.8)$$

Relația (3.8) arată că \vec{E} și \vec{H} depind liniar unul de altul; \vec{E} și \vec{H} se schimbă în așa fel încât trec simultan atât prin maxime, cât și prin minime. În felul acesta, o undă electromagnetică (ca și o undă elastică) se caracterizează prin existența a doi vectori legați, care se propagă sub forma de undă

cu viteza comună $v = \frac{c}{\sqrt{\epsilon\mu}}$. Dispunerea reciprocă a vectorilor \vec{E} , \vec{H} și \vec{v} corespunde unui triedru dextrogir, după cum este arătat în fig.

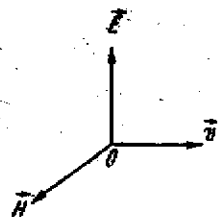


Fig. 6. Orientarea reciprocă a vectorilor câmp electric (\vec{E}), câmp magnetic (\vec{H}) și viteza de propagare (\vec{v}) în cazul unei unde electromagnetice.

§ 4. Oscilații și unde monocromatice. Descompunerea Fourier

Așadar, o undă care se propagă de-a lungul axei x cu o viteză v , poate fi reprezentată printr-o ecuație de forma:

$$s = f\left(t - \frac{x}{v}\right) \quad (4.1)$$

Dând o valoare lui x , constatăm că forma funcției f arată care este legea după care mărimea s variază în decursul timpului, caracterizând perturbarea, de exemplu, intensitatea câmpului electric sau magnetic. După cum s-a mai spus forma funcției f poate fi arbitrară. După cum vom vedea imediat, deosebit de important este cazul când f este o funcție sinusoidală (sau cosinusoidală). În acest caz,

$$s = a \sin \frac{2\pi}{T} \left(t - \frac{x}{v}\right) \quad (4.2)$$

unde a este amplitudinea și T perioada unei; argumentul $\frac{2\pi}{T} \left(t - \frac{x}{v}\right)$ poartă denumirea de fază. Valoarea lui s depinde evident de alegerea originii timpului t și a coordonatei x . Mai multe unde având aceeași amplitudine și perioadă, pot avea valoarea lui s diferită într-un punct dat x și la un moment dat t . Pentru a scoate în evidență acest lucru este comod să scriem expresia unei unde sinusoidale sub o formă mai generală:

$$s = a \sin \left[\frac{2\pi}{T} \left(t - \frac{x}{v}\right) + \varphi \right] \quad (4.3)$$

φ poartă denumirea de fază în momentul inițial (în origine). Dacă fazele tuturor undelor, în momentul inițial coincid, sau avem de-a face cu o singură undă, putem admite că $\varphi = 0$ și păstrăm pentru o undă sinusoidală expresia (4.2).

Forma funcției (4.2) arată că ea este periodică în timp, având perioada T . Ea este periodică de asemenea și în raport cu argumentul x . Dacă dăm lui x o creștere $\lambda = vT$, valoarea funcției nu se schimbă; într-adevăr,

$$\begin{aligned} s &= a \sin \frac{2\pi}{T} \left(t - \frac{x + \lambda}{v}\right) = a \sin 2\pi \left(\frac{t}{T} - \frac{x}{vT} - 1\right) = a \sin 2\pi \left(\frac{t}{T} - \frac{x}{vT}\right) \\ &= a \sin \frac{2\pi}{T} \left(t - \frac{x}{v}\right) \end{aligned}$$

Prin urmare, distanța luată de-a lungul axei x , egală cu $\lambda = vT$, separă puncte ce se găsesc la un moment dat în aceeași fază. Mărimea $\lambda = vT$ se numește lungime de undă.

Expresia (4.2) se poate scrie astfel:

$$s = a \sin 2\pi \left(\frac{t}{T} - \frac{x}{\lambda}\right) \quad (4.4)$$

Să folosim notațiile: $2\pi/T = \omega$ — pulsația sau viteza unghiulară și $2\pi/\lambda = k$ — numărul de undă¹⁾. Atunci (4.4) se poate scrie în felul următor:

$$s = a \sin(\omega t - kx). \quad (4.5)$$

În sfârșit, dacă în locul pulsației introducem numărul de vibrații pe secundă (frecvența) $\nu = 1/T = \omega/2\pi$, atunci

$$s = a \sin(2\pi\nu t - kx). \quad (4.6)$$

Toate aceste expresii (4.2) — (4.6) se utilizează pentru reprezentarea undelor.

Unda, exprimată sub una din aceste forme o vom numi *undă monocromatică*. În legătură cu terminologia introdusă, putem spune că viteza de propagare v , a unei unde monocromatice este viteza cu care se transmite din punct în punct *faza* vibrației monocromatice. Într-adevăr, viteza de propagare a fazei se determină cu ajutorul acelei relații dintre x și t pentru care faza rămâne neschimbată, adică impunând condiția $\frac{2\pi}{T} \left(t - \frac{x}{v} \right) = \text{const.}$

Diferențind această relație vom găsi viteza de propagare a fazei $\frac{dx}{dt} = v$.

Din această cauză v poartă denumirea de *viteză de fază* a unei unde monocromatice. Utilizând o altă expresie pentru unda monocromatică, putem găsi o altă expresie pentru viteza de fază. Astfel, din relația (4.5) găsim următoarea condiție care conduce la definiția vitezei de fază: $\omega t - kx = \text{const.}$ adică, $\frac{dx}{dt} = \frac{\omega}{k}$, expresie care bineînțeles este echivalentă cu expresia de mai sus. Într-adevăr,

$$\frac{\omega}{k} = \frac{\lambda}{T} = \frac{T\nu}{T} = v.$$

Experiența arată că doar pentru spațiul vid viteza de propagare a fazei undelor de lumină este aceeași pentru unde de perioade diferite²⁾. În toate celelalte medii, viteza de propagare a fazei unei unde de lumină monocromatice depinde de lungimea de undă, adică $v = \Phi(\lambda)$. Asemenea medii se numesc *dispersive*. Acest fapt are o foarte mare importanță în cazul propagării unui impuls de formă complicată. Un asemenea impuls se exprimă cu ajutorul unei funcții de formă arbitrară $f(t)$. În multe probleme optice acustice $f(t)$ este o funcție periodică de timp, deși de cele mai multe ori ea poate fi neperiodică.

Analiza problemei generale a propagării unui impuls de formă arbitrară se simplifică mult datorită faptului că orice funcție poate fi reprezentată sub forma unei sume (în general, cu un număr infinit de termeni) de funcțiuni bine determinate. Din punct de vedere fizic aceasta înseamnă că un impuls *arbitrar* poate fi reprezentat ca o sumă (cu un număr infinit de termeni) de impulsuri de o *anumită* formă. Majoritatea covârșitoare

dispozitivelor de recepție urmează *principiul superpoziției*, care consistă în aceea că, rezultatul citorva acțiuni simultane, reprezintă suma rezultatelor provocate de fiecare acțiune în parte. Principiul superpoziției este aplicabil în cazul când proprietățile sistemului receptor, nu depind de faptul dacă aceasta se găsește sau nu sub acțiunea unei excitații recepționate. Această independență are loc totdeauna dacă excitația nu devine prea puternică. Atât timp cât principiul superpoziției poate fi aplicat, putem înlocui un impuls arbitrar prin suma componentelor sale și să studiem acțiunea fiecărei componente în parte. Alegerea rațională a acestor componente, adică alegerea rațională a metodei de descompunere a impulsului compus, poate simplifica enorm studiul problemei. O astfel de descompunere rațională, este descompunerea în *unde monocromatice*, adică reprezentarea, introdusă de Fourier, a unei funcții arbitrare sub forma unei sume de funcții cosinusoidale și sinusoidale. Conform teoremei lui Fourier, orice funcție¹⁾ poate fi reprezentată cu precizia dorită, cu ajutorul unei sume de funcții sinusoidale și cosinusoidale având amplitudinile, perioadele și fazele în momentul inițial, convenabil alese. Afară de aceasta, dacă funcția inițială este periodică (având perioada T) perioadele sinusurilor și cosinusurilor care se însumează sînt $T, \frac{T}{2}, \frac{T}{3}, \frac{T}{4}, \dots$, deci se găsesc în raporturi

întregi simple (reprezentarea sub formă de *serie Fourier*). Dacă însă funcția nu este periodică, atunci în descompunere vor exista nu numai perioade egale cu un submultiplu de T ci toate perioadele posibile (reprezentarea sub formă de *integrală Fourier*). În practică, obținem de cele mai multe ori o foarte bună aproximație, chiar dacă ne limităm la un număr relativ mic de termeni ai seriei Fourier.

Utilizînd descompunerea Fourier, putem reprezenta un impuls sub forma unei sume de unde monocromatice.

Dacă mediul nu este dispersiv, dacă deci toate aceste unde monocromatice se propagă cu aceeași viteză de fază, atunci totalitatea acestor oscilații într-un punct oarecare al mediului prin însumare, va da un impuls de aceeași formă ca și impulsul inițial. Într-un asemenea mediu, orice impuls se propagă fără să-și schimbe forma, ca un întreg, așa încît viteza de fază este în același timp și viteza de propagare a impulsului. Dacă însă mediul este dispersiv, atunci diferitele oscilații sinusoidale ajung într-un punct oarecare x_1 , la un moment t_1 , cu faze diferite și însumându-se, dau un impuls de formă modificată față de cea inițială. Impulsul, propagîndu-se printr-un mediu dispersiv, se deformează și noțiunea de viteză de propagare a acestuia devine mult mai complexă. Vom reveni la această problemă în cap. XIX.

În felul acesta, în mediile dispersive, din a căror categorie fac parte toate mediile (în afară de vid), doar o *undă sinusoidală* (monocromatică) se propagă fără deformare și cu o viteză *anumită*. În aceasta rezidă cauza importanței covârșitoare pe care o prezintă pentru optică descompunerea Fourier, spre deosebire de celelalte descompuneri matematice posibile.

¹⁾ De obicei se înțelege prin număr de undă inversul lungimii de undă (STAS 5134 — Optică ondulatorie — Simboluri). (N. Red. E. T.)

²⁾ Pentru amănunte v. cap. XXVII.

¹⁾ Condițiile matematice pe care trebuie să le satisfacă funcția pentru a putea fi aproximată după metoda lui Fourier, sînt îndeplinite în toate problemele fizice.

(Trebuie subliniat că, o undă este monocromatică dacă nu numai perioada T dar și amplitudinea a și faza în momentul zero ϕ sînt mărimi independente de timpul t . O undă reprezentată de una din expresiile (4.7) — (4.8), nu va fi monocromatică pentru un a variabil. Undele care apar prin propagarea impulsurilor reprezentate în fig. 7, 8, 9, a căror amplitudine variază în timp, constituie

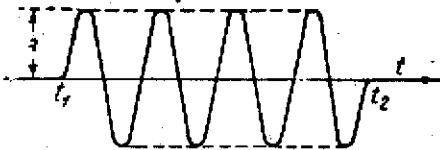


Fig. 7. Exemplu de undă nemonocromatică: o „porțiune” de sinusoidă.

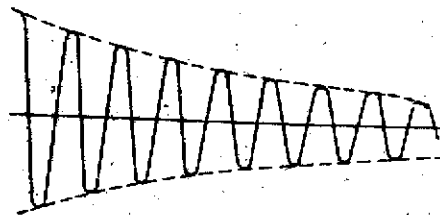


Fig. 8. Exemplu de undă nemonocromatică: „sinusoidă” amortizată.

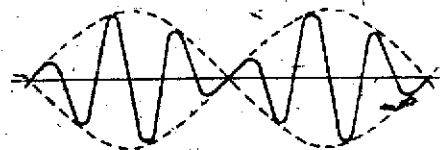


Fig. 9. Exemplu de undă nemonocromatică: suprapunerea a două sinusoides care au perioade apropiate (fenomenul „bătăilor”).

dă nu este riguros monocromatică, dat fiind că amplitudinea ei este funcție de timp (fig. 8).

Cu cât intervalul de timp $t_2 - t_1$ este mai lung în comparație cu perioada T , adică cu cât este mai mare numărul de unde de o perioadă de emise în timpul funcționării izvorului, cu atât mai monocromatic poate fi considerat acesta. În general, cu cât amplitudinea variază mai lent în decursul timpului, cu atât unda este mai monocromatică.

Să studiem acum un exemplu din care reiese că o undă sinusoidală cu o amplitudine variabilă este echivalentă cu suma câtorva unde monocromatice.

Fie o undă reprezentată sub forma

$$s = a \cos(2\pi nt - kx),$$

unde a este o mărime care variază în decursul timpului după legea:

$$a = A(1 + \cos 2\pi mt),$$

adică, de m ori în timp de o secundă capătă valoarea $2A$ și tot de atâtea ori se anulează, luînd după legea menționată toate valorile intermediare. Aici A este o mărime oarecare, constantă. În acest caz avem:

$$\begin{aligned} s &= A(1 + \cos 2\pi mt) \cdot \cos(2\pi nt - kx) = A \cos(2\pi nt - kx) + \\ &+ A \cos 2\pi mt \cdot \cos(2\pi nt - kx) = A \cos(2\pi nt - kx) + \\ &+ \frac{A}{2} \cos[2\pi(n+m)t - kx] + \frac{A}{2} \cos[2\pi(n-m)t - kx]. \end{aligned}$$

În felul acesta, unda noastră nu este altceva decît suma a trei unde riguros monocromatice, avînd amplitudinile A , $\frac{A}{2}$ și $\frac{A}{2}$ și frecvențele n , $n+m$, $n-m$. Suma acestor trei unde monocromatice reprezintă unda nemonocromatică dată de expresia (4.7).

Am dus calculele pînă la sfîrșit în exemplul prezentat mai sus din cauza simplității analizei matematice a problemei. În cazul unei alte legi mai complicate de variație a amplitudinii în timp (în mod periodic sau neperiodic) esența fizică a fenomenului rămîne aceeași, însă analiza matematică necesară pentru găsirea diverselor unde monocromatice din care putem compune unda nemonocromatică va fi mult mai complicată, necesitînd în general folosirea teoriei lui Fourier.

Exemplul studiat arată clar că variația amplitudinii în timp, atrage după sine depărtarea de la monocromatism a unei și apariția unor frecvențe noi.

Variația amplitudinii în timp, duce la variația intensității și poartă denumirea de modulație. Nu numai amplitudinea poate fi modulată, dar și faza undei. Modulația în fază duce de asemenea la o depărtare de la monocromatism.

În exemplul descris, modularea în amplitudine se făcea după o lege sinusoidală simplă. În fenomenele reale, adeseori modularea are loc într-un fel mai complicat, în general, neregulat (modulare haotică). Astfel, în orice izvor luminos radiațiile provenite de la diferiții atomi care constituie izvorul, se schimbă atît ca amplitudine cît și ca fază, suferind o modulare haotică¹⁾.

În cazul cînd modulația se face după legea aleasă în exemplul de mai înainte, are loc o transformare a unei monocromatice de frecvență n în trei unde monocromatice avînd frecvențele n , $n+m$, $n-m$ și amplitudini corespunzătoare. O asemenea acțiune asupra intensității undei, adică modulația undei însoțită de descompunerea frecvenței undei monocromatice, joacă un rol important în multe fenomene optice. Însă nu trebuie să uităm greutatea de care ne izbim la observarea directă în fenomenele optice a unei acțiuni similare celei descrise mai sus, datorită frecvenței undelor optice, frecvență care este foarte mare ($n \approx 10^{14}$). De aceea, sînt necesare variații foarte rapide ale intensității, care să se facă de un număr enorm

¹⁾ Un studiu amănunțit al fenomenelor de modulație poate fi găsit în cartea Г. С. Горелик: «Колебания и волны», Гостехиздат, 1950.

de ori pe secundă, pentru a se putea obține o variație apreciabilă a frecvenței, adică pentru ca $n+m$ și $n-m$ să difere simțitor de n .

Din punct de vedere tehnic o asemenea modulație rapidă se realizează foarte greu, din care cauză fenomenele de acest gen se observă greu optică. Cu toate acestea ele se realizează atât în experiențe artificiale cât și într-o serie întreagă de fenomene naturale (în legătură cu aceasta vezi de exemplu, capitolul „Difuzia luminii”).

Fenomenul menționat poate fi ușor realizat într-o experiență acustică unde avem de-a face cu frecvențe mici. Dacă luăm un diapazon cu o frecvență 100, este suficient să modulăm intensitatea sunetului acestuia de două ori pe secundă după legea menționată, pentru a obține o undă compusă, echivalentă cu trei unde având frecvențele 98, 100 și 102. Pentru acest lucru ne putem ușor convinge printr-o experiență simplă. Să așezăm unul în fața celuilalt două diapazoane (fig. 10), având frecvențe 100 și 98 (sau 102). Diapazoanele

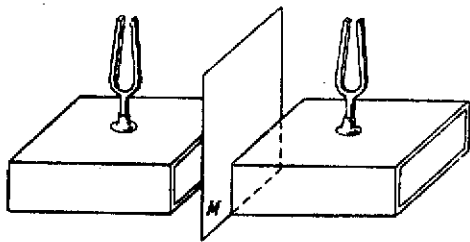


Fig. 10. Modulația unei emise de un diapazon.

nefiind acordate la unison, undele emise de unul din diapazoane nu vor provoca fenomenul de rezonanță în celălalt. Dacă însă punând în vibrație primul diapazon, vom introduce și vom înălțura de două ori pe secundă paravanul M , care acoperă cutia de rezonanță a acestuia, adică vom modula de două ori pe secundă intensitatea sunetului produs, atunci unda rezultantă va fi echivalentă (aproximativ) cu suma a trei unde având frecvențele 100, 98 și 102, și cel de-al doilea diapazon va răspunde la una din acestea. O experiență de acest gen reușește fără nici un fel de dificultăți.

O experiență analogă, de modulare a curentului alternativ, reușește în bune condiții dacă utilizăm pentru înregistrarea frecvenței un frecvențimetru mecanic. Ori de câte ori curentul sinusoidal al rețelei, de intensitate constantă, acționează asupra frecvențimetrului, vibrează lama corespunzătoare frecvenței curentului (de obicei $\omega = 50$). Dacă însă acest curent se întrerupe periodic de Ω ori pe secundă, sau și mai bine, dacă intensitatea curentului se modulează după o lege sinusoidală cu frecvența Ω , atunci afara lamei ω vor vibra și lamele corespunzătoare frecvențelor $(\omega + \Omega)$ și $(\omega - \Omega)$.

Trebuie menționat că am introdus noțiunea de undă monocromatică fiind ca exemplu o undă plană, pentru care amplitudinea a nu depinde de coordonate. Această limitare nu este însă esențială și unda rămâne monocromatică pentru orice amplitudine cu singura condiție ca ea să nu depindă de timp: $a = f(x, y, z)$. Așa de exemplu, în § 6 vom avea de-a face cu o undă monocromatică sferică a cărei amplitudine descrește pe măsură ce ne îndepărtăm de punctul din care a fost emisă.

§ 5. Energia transportată de o undă electromagnetică

Unda electromagnetică reprezintă, după cum s-a menționat în § 3, o perturbație electromagnetică care se propagă în vid, cu viteza c , iar într-

mediu oarecare cu viteza $v = \frac{c}{\sqrt{\epsilon\mu}}$, unde ϵ este constanta dielectrică a mediului, iar μ permeabilitatea magnetică a acestuia. De această perturbație electromagnetică, este legată energia a cărei densitate (adică energie cuprinsă în unitatea de volum) se exprimă, pentru câmpul electric, prin $\frac{\epsilon}{8\pi} E^2$,

iar pentru cel magnetic, prin $\frac{\mu}{8\pi} H^2$. În cazul unei unde monocromatice

$E = E_0 \sin(\omega t - kx)$ și $H = H_0 \sin(\omega t - kx)$, așa încât energia unei unde este proporțională cu pătratul amplitudinii sale. Această relație dintre energie și amplitudine își păstrează valoarea pentru oricare altă undă, de exemplu în cazul undelor elastice, studiate în mecanică și în particular, în acustică.

La propagarea unei unde electromagnetice are loc un transport (o propagare) de energie, ca și la propagarea unei unde elastice. Problema propagării energiei printr-o undă elastică a fost studiată pentru prima oară de către N. A. Umov (1874)¹⁾, care a demonstrat teorema generală a fluxului de energie pentru un mediu oarecare. Fluxul de energie într-o undă elastică poate fi calculat cu ajutorul mărimilor care caracterizează energia potențială a deformării elastice și energia cinetică de mișcare a particulelor mediului elastic. Densitatea fluxului de energie, se exprimă cu ajutorul unui vector special (vectorul lui Umov). Un studiu analog se constată a fi fructuos și în cazul undelor electromagnetice. Până la un anumit punct, putem găsi o asemănare între energia câmpului electric și energia potențială a deformării elastice, pe de o parte, și între energia câmpului magnetic și energia cinetică de mișcare a diferitelor porțiuni din corpul deformat, pe de altă parte. Ca și în cazul unei deformări elastice, în cazul unei unde electromagnetice, transportul de energie de la un punct la altul este legat de faptul că undele, electrică și magnetică, sînt în fază. O asemenea undă se numește progresivă. Transportul de energie într-o undă progresivă elastică sau electromagnetică, poate fi reprezentat, comod, cu

ajutorul vectorului \vec{S} , numit vectorul fluxului de energie, care exprimă cantitatea de energie transportată de undă, într-o secundă, printr-o suprafață de 1 cm^2 , situată normal pe direcția de propagare. În cazul undelor electromagnetice acest vector a fost introdus de către Poynting (1884). Vectorul în cauză este numit vectorul Umov-Poynting.

Expresia acestui vector pentru cazul simplu, studiat de noi în § 3, care exprimă propagarea unei unde plane de-a lungul axei x , se poate găsi cu ușurință. Înmulțind (3.4) cu H și (3.5) cu E și însumîndu-le, obținem:

$$\frac{\partial u}{\partial t} = -\frac{c}{4\pi} \frac{\partial (EH)}{\partial x},$$

unde $u = \frac{1}{8\pi} (\epsilon E^2 + \mu H^2)$, reprezintă densitatea de energie. Pe de altă parte, considerînd fluxul de energie S care intră și iese dintr-un volum

¹⁾ Н. А. Умов, Уравнения движения энергии в телах. Одесса, 1874, Избранные сочинения. Гостехиздат, 1950, р. 151—200.

elementar, găsim expresia variației densității de energie în timp $\frac{\partial u}{\partial t} = -\frac{\partial S}{\partial x}$

De aici,

$$S = \frac{c}{4\pi} (\mathbf{E} \cdot \mathbf{H}), \quad (5.1)$$

care reprezintă valoarea numerică a vectorului Umov-Poynting în cazul unei unde electromagnetice¹⁾. În ceea ce privește direcția vectorului Umov-Poynting, aceasta este perpendiculară pe planul care trece prin vectorul câmp electric și câmp magnetic, adică putem scrie în general sub formă vectorială :

$$\vec{S} = \frac{c}{4\pi} \vec{E} \times \vec{H}. \quad (5.2)$$

Prin direcția sa vectorul Umov-Poynting determină direcția transportului de energie și în multe cazuri poate fi luat ca direcție a razei. Nu trebuie însă să uităm că noțiunea de rază este o noțiune de optică geometrică și nu are un corespondent adecvat în domeniul reprezentărilor ondulatorii, pentru care se introduce vectorul Umov-Poynting.

O undă electromagnetică monocromatică care se propagă de-a lungul axei x , reprezintă totalitatea undelor de forma

$$E = \frac{a}{\sqrt{\epsilon}} \sin \frac{2\pi}{T} \left(t - \frac{x}{v} \right) \quad (5.3)$$

și

$$H = \frac{a}{\sqrt{\mu}} \sin \frac{2\pi}{T} \left(t - \frac{x}{v} \right).$$

În conformitate cu (3.8). Undele (5.3) sînt reprezentate în fig. 11 astfel încît vectorii \vec{E} și \vec{H} ating maximum și minimum simultan, adică sînt în fază iar energia se propagă în lungul axei x (vectorul \vec{v}).

Din teoria lui Maxwell expusă aici, rezultă că o perturbare electromagnetică trebuie să se propage într-un dielectric cu o viteză $v = \frac{c}{\sqrt{\epsilon}}$.

În cazul vidului $\epsilon = \mu = 1$, adică viteza de propagare a unei unde electromagnetice în vid este $c = 3 \cdot 10^{10}$ cm/s, cu alte cuvinte, coincide cu viteza luminii. Această concluzie fundamentală l-a condus pe Maxwell la ideea că lumina este un fenomen electromagnetic. Relația lui Maxwell $v = \frac{c}{\sqrt{\epsilon}}$

scrisă mai sus, permite să se determine și viteza de fază a luminii (per-

¹⁾ Ecuatiile lui Maxwell nu țin seama de dispersie. În cazul unui mediu dispersiv expresia finală a vectorului Umov-Poynting se păstrează, însă deducerea simplificată din text nu este valabilă.

Trebuie subliniat de asemenea că teorema Umov-Poynting dă o expresie corectă a fluxului de energie printr-o suprafață închisă. Din această cauză ea nu poate fi formulată în forma afirmației că $S_n ds$ exprimă cantitatea de energie care trece în unitatea de timp prin suprafața ds . O asemenea interpretare are sens doar atunci cînd dimensiunile suprafeței sînt mari în comparație cu lungimea de undă a câmpului alternativ.

bării electromagnetice), pentru orice dielectric. Deoarece $\frac{c}{v} = n$ este indicele de refracție al mediului, atunci după Maxwell $n = \sqrt{\epsilon\mu}$ adică indicele de refracție al mediului este legat de alte constante care caracterizează mediul și anume, de constanta dielectrică ϵ (permeabilitatea pentru majoritatea corpurilor este apropiată de unitate; afară de aceasta în cazul unor procese atît de rapide cum sînt cele luminoase putem considera, după cum dovedește experiența, că valoarea permeabilității este egală cu unitatea pentru orice mediu).

Studiile ulterioare au arătat însă că indicele de refracție depinde de frecvență (dispersie), așa încît teoria lui Maxwell trebuie perfecționată; nu putem utiliza direct valoarea constantei dielectrice, luată din experiențele cu câmp electric constant (constanta dielectrică statică), ci trebuie luată în calcule, valoarea constantei dielectrice care caracterizează mediul sub acțiunea unui câmp electric de înaltă frecvență (constanta dielectrică dinamică; v. capitolul XXVII).

Astăzi, dispunem de numeroase date care dovedesc existența unei legături strînsă între fenomenele optice și electromagnetice (electrooptica și magnetooptica), așa încît teoria electromagnetică a luminii, este serios fundamentată atît din punct de vedere teoretic cît și din punct de vedere experimental.

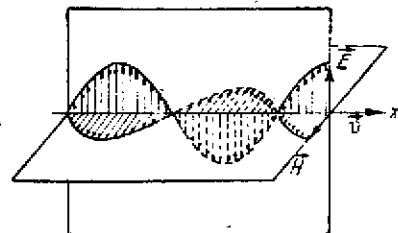


Fig. 11. Într-o undă progresivă vectorii \vec{E} și \vec{H} sînt în fază.

§ 6. Clasificarea undelor. Noțiunea de polarizare

În procesul de propagare a unei unde monocromatice, putem totdeauna găsi locul geometric al punctelor care se găsesc în fază. Totalitatea acestor puncte reprezintă o suprafață, denumită suprafață de undă. În particular, o suprafață ale cărei puncte suferă toate, simultan, o perturbare care a părăsit izvorul într-un anumit moment t , va fi de asemenea o suprafață de fază egală adică o suprafață de undă. Această din urmă definiție a suprafeței de undă, poate fi utilizată comod, în cazul în care avem de-a face cu totalitatea undelor monocromatice care au părăsit izvorul cu faze diferite (de exemplu, emisia monocromatică a unui mare număr de atomi independenți), sau cînd izvorul emite o undă nemonocromatică (un impuls).

Dacă izvorul perturbației are dimensiuni mici (un punct) și viteza de propagare a perturbației în toate direcțiile este aceeași (mediu izotrop), este clar că suprafața de undă trebuie să aibă forma unei suprafețe sferice, al cărei centru coincide cu izvorul. Într-un asemenea caz unda se numește sferică. Ecuația unei asemenea unde monocromatice sferice va fi :

$$s = \frac{a_0}{r} \sin \omega \left(t - \frac{r}{v} \right) = \frac{a_0}{r} \sin (\omega t - kr), \quad (6.1)$$

unde a_0 este amplitudinea la distanța $r = 1$ cm de izvor. Această expresie arată că amplitudinea unei unde sferice se micșorează proporțional cu distanța față de izvor și prin urmare, intensitatea unde, proporțională cu pătratul amplitudinii, descrește cu pătratul distanței față de izvor deoarece energia transportată de undă, se distribuie pe suprafețe mereu crescătoare.

Unda sferică corespunde unui izvor punctual, adică constituie abstracțiune. Cu toate acestea, chiar în cazul unui izvor de dimensiuni finite, suprafața de undă la o distanță r , suficient de mare, va fi considerată cu o bună aproximație, drept o suprafață sferică.

În multe probleme de optică practică, suprafața de undă poate fi considerată ca fiind sferică dacă distanța r este cel puțin de 10 ori mai mare decât dimensiunile liniare ale izvorului. În acest caz, legea de descreștere a intensității, cu pătratul distanței, se respectă cu o bună aproximație (v. § 7).

Suprafața de undă se deplasează de-a lungul direcției normalei acestei suprafațe. În cazul unei unde sferice aceste normale coincid cu razele vechi duse prin izvor, linii de-a lungul cărora se propagă perturbarea emisă de izvor și care constituie razele. În felul acesta propagarea suprafeței de undă în cazul unei unde sferice are loc de-a lungul razelor. Suprapunerea direcției de propagare a suprafeței de undă peste direcția razei care are totdeauna loc într-un mediu izotrop, nu se realizează, în general în cazul mediilor anizotrope (v. § 138)¹⁾.

Dacă r devine suficient de mare, adică izvorul se găsește foarte departe de regiunea în care se fac observațiile, suprafața de undă apare ca o porțiune dintr-o suprafață sferică de rază mare. Ea poate fi considerată cu aproximație, ca fiind plană. Unda a cărei suprafață de undă este plană se numește undă plană. Dacă axele de coordonate sînt astfel alese în planul suprafeței de undă este paralel cu planul ZOY, atunci ecuația unei astfel de unde monocromatice plane este de forma :

$$s = a \sin \omega \left(t - \frac{x}{v} \right).$$

Într-adevăr, din (6.2) rezultă că suprafața de fază egală se determină condiția $x = \text{const.}$, adică toate punctele planului paralel cu ZOY, sînt în fază.

Suprafața de undă a unei unde plane se deplasează paralel cu direcția de propagare, așa încît traiectoriile diverselor porțiuni ale unde plane sînt paralele între ele : unda plană corespunde unui fascicul de raze paralele.

¹⁾ Prin direcție de propagare, înțelegem direcția de-a lungul căreia se propagă suprafața de undă, adică o direcție perpendiculară pe suprafața de fază egală. De obicei, această direcție coincide cu direcția de propagare a energiei (raza sau vectorul Umov-Poynting). Deoarece această cauză nu se face deosebire între aceste două direcții. Totuși, într-o serie întregă de cazuri (de exemplu, în optica cristalelor, în fenomenul de reflexie totală) aceste două direcții nu coincid.

Dat fiind faptul că vectorii cîmp electric \vec{E} și magnetic \vec{H} , sînt totdeauna perpendiculari pe vectorul Umov-Poynting, în cazurile de mai sus, cel puțin unul din acești vectori este perpendicular pe direcția de propagare, așa încît unda electromagnetică - în acest caz - nu este riguros transversală. Experimentele arată că această concluzie se referă la vectorul

În conformitate cu aceasta, intensitatea unde, adică energia care trece într-o secundă, prin suprafața de un centimetru pătrat normală pe direcția de propagare, rămîne neschimbată pentru toate valorile coordonatelor x și prin urmare și amplitudinea a a unde nu depinde de x . Trebuie menționat de asemenea că unda plană este și ea o idealizare. Într-adevăr, pentru ca un izvor să emită o undă plană este necesar ca el să fie situat la infinit. Cum însă orice izvor real emite într-o secundă o energie finită, în cazul unui asemenea izvor situat la infinit, energia care va reveni unei porțiuni limitate a unde va fi infinit mică.

Există și alte metode pentru obținerea unei unde plane (fascicul paralel). Între acestea se poate situa de exemplu, izvorul în focarul unui sistem optic oarecare (colimator). Totuși, și în acest caz, nu puteam realiza riguros o undă plană care să transporte o cantitate finită de energie. Pentru ca dispozitivul de colimare să ofere un fascicul riguros paralel, este necesar ca izvorul de lumină să fie situat riguros în focarul sistemului, cu alte cuvinte izvorul trebuie să fie punctual, în sensul matematic al acestui cuvînt. Izvoarele reale, care emit o cantitate finită de energie, sînt întinse și nu pot coincide cu focarul unui sistem optic. În sfîrșit, însuși sistemul optic nu poate fi realizat în așa fel încît să fie lipsit de orice fel de aberații. În particular existența difracției, care în principiu nu poate fi evitată, elimină posibilitatea obținerii unor fascicule riguros paralele. Fasciculul care se obține cu ajutorul unui sistem de colimare nu va fi, prin urmare, riguros paralel, iar unda respectivă va fi diferită de o undă plană. Așadar unda riguros plană nu are un sens real. În practică însă, undele de lumină emise de stele pot fi considerate ca fiind plane. Soarele, al cărui diametru unghiular este de aproximativ $\frac{1}{2}^\circ$, dă o undă simțitor diferită de cea plană; delimitînd o porțiune din această undă, cu ajutorul unei diafragme ale cărei dimensiuni pot fi oricît de mici în comparație cu distanța ei pînă la Soare, vom delimita un fascicul ale cărui raze periferice vor forma între ele un unghi de aproximativ $\frac{1}{2}^\circ$ (nu se ține seama de difracție). Sistemele mai bune de colimare, pot oferi fascicule ale căror abateri, față de cele paralele, nu depășesc fracțiuni de minut, dacă drept izvor se ia un orificiu puternic iluminat, al cărui diametru este mai mic de 0,1 mm. Un asemenea sistem de colimare dă însă, bineînțeles, o lumină relativ slabă.

Legile generale ale mișcării ondulatorii se referă, în aceeași măsură, atât la undele longitudinale cît și la cele transversale. Din această cauză foarte multe fenomene au loc atât pentru unele cît și pentru celelalte. Dintr-un anumit punct de vedere însă, undele transversale se caracterizează printr-o importantă proprietate a lor. Vibrațiile longitudinale sînt simetrice față de direcția de propagare, adică acțiunea lor asupra unui aparat receptor oarecare nu se schimbă dacă acest aparat este rotit în jurul direcției de propagare. În cazul undelor transversale, condițiile de acțiune ale unde asupra aparatului, pot fi diferite după cum vibrațiile transversale sînt cuprinse într-un plan care trece prin direcția de

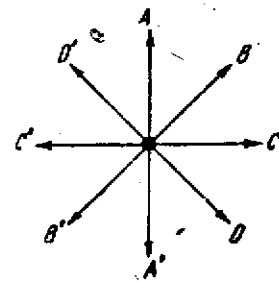


Fig. 12. Direcțiile de vibrație într-o undă transversală.

propagare sau în altul. În fig. 12 sînt arătate cîteva din direcțiile de vibrație posibile pentru o undă transversală care se propagă dinspre planul figurii spre observator.

Proprietatea menționată, a undelor transversale, poartă denumire de *polarizare*. Dacă direcția de vibrație transversală rămîne într-un același plan, unda se numește *plan* sau *liniar polarizată*. Sînt posibile și alte tipuri mai complicate, de polarizare a undei transversale, cazuri în care vibrații vectorului, efectuîndu-se într-un plan perpendicular pe direcția de propagare, prezintă un caracter mai complicat (polarizare eliptică sau circulară cînd extremitatea vectorului descrie o elipsă sau un cerc).

CAPITOLUL III

MĂRIMI ȘI UNITĂȚI FOTOMETRICE

§ 7. Noțiuni fundamentale

Acțiunea luminii asupra ochiului sau asupra oricărui receptor, consistă în primul rînd în faptul că se cedează acestuia, energie transportată de unda de lumină. De aceea, înainte de a analiza legile fenomenelor optice trebuie să ne însușim noțiunile legate de măsurarea luminii (fotometria) care se reduc la măsurarea energiei transportate de unda de lumină, și la măsurarea mărimilor legate într-un fel sau altul de această caracteristică energetică. În primul rînd trebuie să definim acele mărimi care intervin în practica măsurătorilor. Alegerea acestor mărimi este condiționată de particularitățile aparatelor receptoare, care înregistrează direct una din aceste mărimi precum și de posibilitatea realizării unor etaloane pentru reproducerea mărimilor respective. La formularea legilor teoretice sau la concluziile practice pentru domenii diferite (teoria radiației, tehnica instrumentului, optotehnica, optica fiziologică etc.) este comod să utilizăm unele dintre aceste mărimi sau altele.

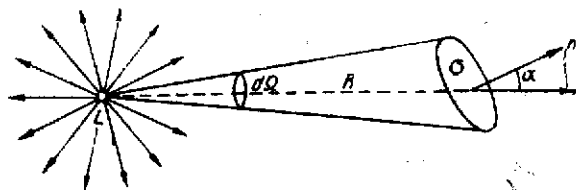


Fig. 13. Figură explicativă referitoare la noțiunea de „flux de energie radiantă”.

a) **Fluxul de energie radiantă, Φ** . Să ne închipuim un izvor de lumină de dimensiuni atât de mici încît la o anumită distanță față de suprafața unei care se propagă, să poată fi considerată ca fiind sferică. Un asemenea izvor se numește de obicei *punctual*.

Să așezăm în drumul energiei radiante, provenite de la izvorul (fig. 13), o suprafață mică oarecare σ și să măsurăm cantitatea de ener-

W , care trece prin această suprafață în timpul τ . În acest scop, putem acoperi suprafața cu o substanță care să absoarbă întreaga energie incidentă (negru de fum) și să măsurăm energia absorbită. Raportul

$$\frac{W}{\tau} = d\Phi, \quad (7.1)$$

care arată cantitatea de energie radiantă care trece prin suprafața σ în unitatea de timp, adică *puterea* prin suprafața σ , se numește fluxul de energie radiantă prin suprafața σ .

Dat fiind faptul că, într-un mediu omogen, energia se propagă în linie dreaptă, ducînd prin punctul L o suprafață generată de o dreaptă care se sprijină pe conturul suprafeței σ , vom obține un con care limitează o porțiune din flux, anume aceea care trece prin σ . Dacă în interiorul mediului nu există absorbție, atunci prin orice secțiune a acestui con trece un același flux. Intersecția conului cu o suprafață sferică cu centrul în L și avînd o rază egală cu unitatea, ne dă măsura unghiului solid al conului, $d\Omega$. Dacă normala la suprafața σ formează un unghi φ cu axa conului, iar distanța dintre L și suprafața este R atunci

$$d\Omega = \frac{\sigma \cos \varphi}{R^2} \quad (7.2)$$

În felul acesta porțiunea de flux astfel delimitată revine unui unghi solid $d\Omega$. În același timp presupunem că dimensiunile liniare ale suprafeței σ sînt mici în comparație cu R așa încît $d\Omega$ este o mărime mică și în interiorul ei fluxul poate fi considerat uniform. Fluxul total care se propagă din L în toate direcțiile, va fi

$$\Phi = \int d\Phi.$$

Fluxul este noțiunea de bază necesară pentru evaluarea cantității de energie care pătrunde în aparat. Cunoașterea fluxului este foarte necesară pentru calculul multor dispozitive optice. Unele receptoare, cum ar fi de exemplu fotoelementele, înregistrează în mod direct fluxul (v. § 85).

b) **Intensitatea luminoasă, I** . Mărimea fluxului emis prin unitatea de unghi solid se numește *intensitate luminoasă*. Dacă fluxul Φ , emis de izvor este uniform, atunci

$$I = \frac{\Phi}{4\pi} \quad (7.3)$$

este intensitatea luminoasă în orice direcție. În cazul unui flux neuniform mărimea $\frac{\Phi}{4\pi}$ reprezintă doar intensitatea luminoasă medie și se numește *intensitate luminoasă sferică medie*. Pentru definirea intensității luminoase într-o direcție oarecare trebuie să delimităm un unghi solid elementar $d\Omega$, luat în această direcție și să măsurăm fluxul luminos $d\Phi$, emis prin acest unghi solid.

Intensitatea luminoasă în direcția dată se va determina cu ajutorul relației:

$$I = \frac{d\Phi}{d\Omega} \quad (7.4)$$

Caracterizând direcția aleasă cu ajutorul unghiurilor de latitudine și longitudine θ într-un sistem de coordonate polare oarecare (fig. 14) putem nota intensitatea luminoasă după direcția dată prin $I_{\varphi, \theta}$. Această mărime este o funcție de φ și θ . Din fig. 14 rezultă că

$$d\Omega = \sin \varphi d\varphi d\theta$$

și, prin urmare,

$$d\Phi = I_{\varphi, \theta} \sin \varphi d\varphi d\theta,$$

iar fluxul total

$$\Phi = \int_0^{2\pi} d\theta \int_0^{\pi} I_{\varphi, \theta} \sin \varphi d\varphi. \quad (7.5)$$

Dacă I nu depinde de φ și θ (flux uniform), atunci din această relație generală rezultă că:

$$\Phi = 4\pi I. \quad (7.6)$$

Fig. 14. Figură explicativă referitoare la deducerea expresiei unghiului solid în coordonate polare.

Fluxul luminos total caracterizează izvorul emițător și nu poate fi mărit prin nici un fel de sisteme optice. Acțiunea acestor sisteme se poate reduce doar la redistribuția fluxului luminos, de exemplu, concentrarea după anumite direcții alese. În felul acesta se obține o mărire a intensității luminoase după direcții date, fapt însoțit însă de o micșorare corespunzătoare a acesteia după alte direcții. O asemenea acțiune o exercită, de exemplu, aparatele de semnalizare sau proiectoarele, care permit, în cazul folosirii unor izvoare cu o intensitate luminoasă sferică medie de cîte sute de candelă, să se obțină, după direcția axei proiecteurului, o intensitate luminoasă de milioane de candelă (v. exercițiul 121).

Etalonul fundamental în fotometrie este etalonul de intensitate luminoasă (v. § 9).

c) **Illuminarea, E.** Illuminarea E este valoarea fluxului care revine unei unități de suprafață. Astfel, iluminarea suprafeței σ (fig. 13)

$$E = \frac{d\Phi}{\sigma} = \frac{I d\Omega}{\sigma} = \frac{I \cos \alpha r^2}{R^2} \quad (7.7)$$

[în baza relației (7.2)].

Expresia obținută arată că iluminarea creată de un izvor punctual este invers proporțională cu pătratul distanței dintre izvor și suprafața direct proporțională cu cosinusul unghiului format de direcția fluxului luminos (axa conului îngust în interiorul căruia se propagă fluxul) și norma

dusă pe suprafața iluminată. Aceasta este legea fundamentală a iluminării create de un flux emis de un izvor punctual, adică de un izvor ale cărui dimensiuni sînt foarte mici în comparație cu distanța R pînă la suprafața care primește lumina.

În cazul unor izvoare întinse putem să împărțim suprafața izvorului în porțiuni elementare (suficient de mici în comparație cu R), să determinăm iluminarea creată de fiecare dintre acestea, — folosind legea inverselor pătrate și să integrăm apoi pentru întreaga suprafață a izvorului, ținînd bineînțeles seama de dependența intensității luminoase de direcție. În acest caz, dependența iluminării de R va fi mai complicată. Totuși, în cazul unor distanțe suficient de mari (în comparație cu mărimea izvorului) putem folosi și legea inverselor pătrate, cu alte cuvinte putem considera izvorul ca fiind punctual. Acest calcul, simplificat, dă rezultate bune în practică, dacă dimensiunile liniare ale izvorului nu depășesc $1/10$ din distanța care separă izvorul de suprafața iluminată. Astfel, dacă se ia drept izvor un disc cu diametrul de 50 cm iluminat uniform, atunci într-un punct situat pe normala dusă din centrul discului, eroarea de calcul datorită utilizării formulei simplificate, atinge aproximativ 25% pentru o distanță de 50 cm. Pentru o distanță de 2 m ea nu depășește 1,5%, iar pentru o distanță de 5 m se reduce doar la 0,25%.

Modificînd cu ajutorul lentilelor și oglinzilor distribuția fluxului luminos, avem posibilitatea să-l concentrăm pe anumite porțiuni ale suprafeței și în felul acesta să le mărim iluminarea, micșorînd simultan iluminarea celorlalte. Tocmai acesta este rolul diverselor corpuri de iluminat, cu care de obicei sînt înzestrate izvoarele luminoase destinate iluminării încăperilor, a meselor de lucru, a străzilor etc.

Deoarece, în majoritatea cazurilor, percepem obiecte care nu sînt izvoare primare, noțiunea de iluminat capătă o importanță deosebită. Majoritatea problemelor de tehnica iluminatului, se rezumă la crearea unei iluminări convenabile. În „Norme de iluminare” sînt stabilite condițiile care trebuie respectate la iluminarea rațională a încăperilor de lucru.

d) **Strălucirea izvorului, B.** În multe calcule de tehnica iluminatului putem considera, după cum am văzut, unele izvoare ca fiind punctuale, adică putem neglija dimensiunile lor în comparație cu distanțele la care li se observă acțiunea. Totuși, multe din aceste izvoare sînt atît de mari încît, în cazul distanțelor obișnuite de observație, putem distinge cu ochiul formele lor; cu alte cuvinte dimensiunile suprafeței izvorului se situează în limitele posibilităților de care dispune ochiul, sau instrumentul de măsurare, pentru distingerea unui obiect întins, de un punct. Pentru asemenea izvoare, care constituie majoritatea covârșitoare, are sens definirea noțiunii de strălucire a suprafeței izvorului (sau pur și simplu strălucire), care nu poate fi aplicată izvoarelor ale căror dimensiuni se situează dincolo de limitele posibilităților de rezoluție ale receptorului (de exemplu stelele). Strălucirea B este mărimea care caracterizează radiația emisă de o suprafață luminoasă după o direcție dată, definită cu ajutorul unghiului φ pe care-l face această direcție cu normala dusă pe suprafața luminoasă.

Să delimităm un flux care se sprijină pe un element de suprafață σ și formează un unghi solid $d\Omega$; axa fascicului formează unghiul φ cu nor-

mala dusă pe σ (fig. 15). Aria aparentă a elementului de suprafață după direcția axei fasciculului este $\sigma \cos \varphi$. Fie $d\Phi$ fluxul emis de această suprafață în interiorul unghiului solid $d\Omega$. Ne putem ușor da seama (iar experiența confirmă aceasta) că fluxul emis va fi proporțional cu suprafața aparentă a emițătorului ($\sigma \cos \varphi$) și cu mărimea unghiului solid ($d\Omega$). Coeficientul de proporționalitate depinde de proprietățile suprafeței emițătoare și poate avea valori diferite pentru diversele direcții φ față de normală. Însemnând acest coeficient prin B_φ , găsim:

$$d\Phi = B_\varphi \sigma \cos \varphi d\Omega,$$

sau

$$B_\varphi = \frac{d\Phi}{\sigma \cos \varphi d\Omega} \quad (7.9)$$

Fig. 15. Figură explicativă referitoare la noțiunea de „strălucire a unui izvor întins”.

respectivă de unitatea de suprafață aparentă în interiorul unui unghi solid $d\Omega$, și mărimea acestui unghi solid.

B_φ este o mărime care depinde de direcție; totuși, pentru anumite izvoare ea poate să nu depindă de direcție. Asemenea izvoare se numesc *izvoare care urmează legea lui Lambert*. În mod riguros, un asemenea izvor nu poate fi decât corpul negru absolut; suprafețele mate sau mediul turbid, a cărui fiecare porțiune difuzează lumina uniform în toate direcțiile nu pot fi decât izvoare mai mult sau mai puțin apropiate de izvoarele care urmează legea lui Lambert. Asemenea medii sînt numite *permițivitate difuzantă* dacă ele urmează legea lui Lambert.

O suprafață iluminată, acoperită cu oxid de magneziu sau un gel de sticlă lăptoasă de calitate superioară, iluminat din interior, pot constitui exemple de izvoare care se apropie, destul de mult, de cele care se supun legii lui Lambert. Suprafața Soarelui emite după o lege suficient de apropiată de legea lui Lambert, deși Bouguer a stabilit experimental că strălucirea Soarelui descreește intrucîtva dacă ne deplasăm de la centrul său înspre periferie, ajungînd, la o distanță de $3/4$ din rază, la aproximativ 80% din strălucirea corespunzătoare centrului discului.

Să considerăm un disc luminos plan S (fig. 16) și o emisferă luminoasă S' . Să presupunem, că ambele suprafețe urmează legea lui Lambert și au o aceeași strălucire B . Atunci fluxurile luminoase, trimise de porțiuni corespunzătoare ale discului și sferei în orice direcție vor fi aceleași, deoarece suprafețele lor aparente sînt egale

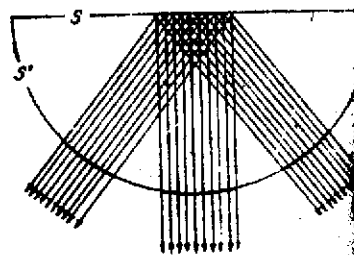


Fig. 16. Un disc plan și o emisferă, ambele urmează legea lui Lambert, par să aibă aceeași strălucire.

iar strălucirile, prin definiție, nu depind de direcție. În felul acesta, discul luminos nu se deosebește de o emisferă luminoasă dacă ambele urmează legea lui Lambert. Astfel, în cazul unor observații insuficient de riguroase, Soarele ni se pare a fi un disc plan de strălucire uniformă; aceasta dovedește că Soarele este un izvor care urmează destul de bine legea lui Lambert.

Cunoașterea strălucirii este absolut necesară atunci cînd se studiază izvoarele primare, în particular, izvoarele luminoase. Ochiul nostru recepționează direct strălucirea izvorului (v. § 10). Noțiunea de strălucire se utilizează și în teoria radiației (v. partea a unsprezecea).

e) **Radianța, R .** De noțiunea de strălucire este strîns legată noțiunea de *radianță* R , care reprezintă o mărime integrală, și anume fluxul total emis de unitatea de suprafață, în afară, în toate direcțiile (în interiorul unghiului solid 2π). Așadar,

$$R = \frac{\Phi}{\sigma} \quad (7.9)$$

dacă Φ este fluxul total, emis de suprafața luminoasă σ în afară, în toate direcțiile.

Radianța și strălucirea sînt legate între ele printr-o relație simplă. Fluxul în interiorul unghiului solid $d\Omega$ după direcția φ va fi

$$d\Phi = B_\varphi \sigma \cos \varphi d\Omega = B_\varphi \sigma \sin \varphi \cos \varphi \cos \varphi d\varphi d\theta,$$

deoarece

$$d\Omega = \sin \varphi d\varphi d\theta.$$

Pentru a obține fluxul emis de o suprafață σ , în afară, trebuie integrată această expresie pentru toate valorile lui φ și θ , care definesc direcții din interiorul unei emisfere. Vom integra deci în raport cu φ între 0 și $\frac{\pi}{2}$, iar în raport cu θ între 0 și 2π . Astfel, fluxul total va fi:

$$\Phi = \int d\Phi = \sigma \int_0^{2\pi} d\theta \int_0^{\pi/2} B_\varphi \sin \varphi \cos \varphi d\varphi = 2\pi\sigma \int_0^{\pi/2} B_\varphi \sin \varphi \cos \varphi d\varphi.$$

Pe de altă parte același flux poate fi exprimat și cu ajutorul radiației R :

$$\Phi = \sigma R.$$

În felul acesta legătura dintre radianță și strălucire se exprimă cu ajutorul relației:

$$R = 2\pi \int_0^{\pi/2} B_\varphi \cos \varphi \sin \varphi d\varphi. \quad (7.10)$$

În cazul izvoarelor care urmează legea lui Lambert $B_\varphi = B$ nu depinde de φ . În acest caz avem:

$$R = 2\pi B \int_0^{\pi/2} \cos \varphi \sin \varphi d\varphi = \pi B. \quad (7.11)$$

Radianța este o noțiune foarte comodă în multe calcule. Această noțiune o vom întâlni și în teoria radiației.

Relația $\Phi = \sigma R$ arată că radianța R are aceleași dimensiuni ca iluminarea E , ea reprezentând fluxul corespunzător unității de suprafață. Radianța caracterizează *emisia luminoasă* a suprafeței, adică fluxul care părăsește unitatea de suprafață; iluminarea caracterizează *luminarea suprafeței*, adică fluxul care cade pe unitatea de suprafață.

f) **Intensitatea fluxului luminos, B .** Pentru a caracteriza câmpul luminos mai putem introduce noțiunea de *intensitatea fluxului luminos*. Prin aceasta se înțelege mărimea fluxului luminos care trece prin unitatea de secțiune aparentă după o direcție definită de unghiul φ , format de direcția fluxului și normala dusă pe această secțiune, în interiorul unghiului solid unitate:

$$B = \frac{d\Phi}{d\Omega \cos \varphi} \quad (7.1)$$

În felul acesta intensitatea fluxului luminos joacă în cazul câmpului luminos, același rol pe care-l joacă strălucirea atunci când este vorba de caracterizarea unei suprafețe luminoase. Din această cauză uneori această mărime se numește *strălucirea fluxului luminos*.

§ 8. Trecerea de la mărimile energetice la cele fotometrice

Până în prezent am folosit pentru determinarea mărimii fluxului a tuturor mărimilor legate de aceste unități de energie și putere obișnuite de exemplu, unitățile erg și watt. Asemenea măsurători energetice se efectuează atunci când se folosește drept receptor al luminii un receptor universal, a cărui funcționare se bazează pe transformarea energiei luminoase absorbite în energie calorică, de exemplu, un termoelement. Totuși, trebuie să avem în vedere că de cele mai multe ori, utilizăm drept receptoare aparate speciale, ale căror înregistrări nu depind numai de energia transportată de lumină, dar și de compoziția spectrală a acesteia. Astfel receptoare *selective*, de altfel foarte des întrebuițate, sînt placa fotografică, fotoelementul și mai ales ochiul omenesc, care joacă un rol deosebit de important în recepționarea și utilizarea luminii. Ținînd seama de această particularitate a ochiului, care ne obligă să delimităm un anumit interval îngust, de lungimi de undă din întreaga gamă de oscilații electromagnetice. De multe ori, prin termenul „lumină” se înțelege tocmai intervalul în cuprins între aproximativ 4 000 Å și 8 000 Å. Din acest punct de vedere nu interesează numai recepționarea obișnuită a energiei, ci și recepționarea ei sub formă de lumină. De aceea, trebuie stabilită o trecere de la mărimile energetice la mărimile care caracterizează perceperea luminii.

Sensibilitatea ochiului omenesc pentru radiațiuni de diverse lungimi de undă poate fi caracterizată cu ajutorul *curbei de vizibilitate* (eficiența luminoasă) *relativă*. Pentru trasarea curbei, se iau în abscisă lungimile

de undă λ , iar în ordonată vizibilitățile relative ale ochiului, V_λ , adică mărimi invers proporționale cu puterile monocromatice, care dau o senzație vizuală identică. În ciuda caracterului subiectiv al unor asemenea evaluări, reproducibilitatea lor este suficient de bună, iar curba de vizibilitate, după cum arată măsurătorile, nu se schimbă apreciabil cînd se trece de la un observator la altul. La foarte puțini oameni ochii prezintă abateri apreciabile față de ochiul normal.

Pe baza a numeroase măsuri s-a stabilit forma curbei de vizibilitate relativă care caracterizează un ochi normal. Curba de vizibilitate relativă are un maxim pentru $\lambda = 555 \text{ m}\mu$, luat convențional ca unitate. Curba adoptată de Comisia Internațională pentru Iluminat, este reprezentată în fig. 17¹⁾. Valorile numerice ale ordonatelor acestei curbe sînt date în tabela de mai jos.

Din tabela valorilor vizibilităților relative rezultă că, de exemplu, pentru $\lambda = 7 800 \text{ Å}$ se cere o putere aproximativ de 20 000 de ori mai mare decît pentru $\lambda = 5 500 \text{ Å}$ pentru a provoca o senzație egală din punct de vedere al intensității senzației vizuale.

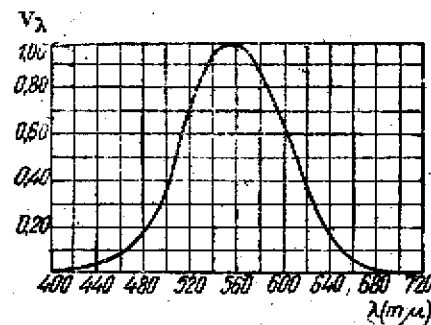


Fig. 17. Curba de vizibilitate relativă.

Tabela valorilor vizibilității relative V_λ

λ în Å	V_λ	λ în Å	V_λ	λ în Å	V_λ
4 000	0,0004	5 200	0,710	6 400	0,175
4 100	0,0012	5 300	0,882	6 500	0,107
4 200	0,0040	5 400	0,954	6 600	0,061
4 300	0,0116	5 500	0,995	6 700	0,032
4 400	0,023	5 550	1,000	6 800	0,017
4 500	0,038	5 600	0,995	6 900	0,0082
4 600	0,060	5 700	0,952	7 000	0,0041
4 700	0,091	5 800	0,870	7 100	0,0021
4 800	0,139	5 900	0,757	7 200	0,00105
4 900	0,208	6 000	0,631	7 300	0,00052
5 000	0,323	6 100	0,503	7 400	0,00025
5 100	0,503	6 200	0,381	7 500	0,00012
		6 300	0,265	7 600	0,00006

¹⁾ Această curbă, numită de vizibilitate diurnă, este valabilă numai pentru străluciri cuprinse între aproximativ 10^{-4} și 10^{-1} sb. Pentru străluciri sub 10^{-4} sb de exemplu, se obține o nouă curbă de vizibilitate crepusculară, cu maximum deplasat spre lungimi de undă mai mici (N. Red. E.T.).

§ 9. Unități de măsură în fotometria vizuală

Luind ochiul drept receptor al energiei luminoase, Comisia Internațională pentru Iluminat (CII) a definit *fluxul luminos* ca un flux de energie radiantă, evaluată în funcție de senzația vizuală.

În felul acesta deși s-a introdus noțiunea de ochi normal, metoda respectivă de evaluare își păstrează o oarecare legătură cu noțiunile psihologice, deoarece în timpul procesului de măsurare se face apel la senzația vizuală. Înlocuirea ochiului normal printr-un receptor fizic echivalent,

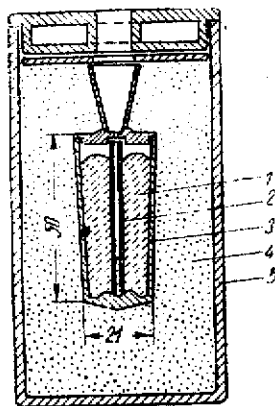


Fig. 18. Etalonul luminos de stat din U.R.S.S.

1 - platină; 2 - tub de oxid de toriu topit; 3 - vas din oxid de toriu topit; 4 - umplutură din oxid de toriu; 5 - vas de enay.

exemplu un fotoelement cu o curbă de sensibilitate convenabil aleasă, a permis efectuarea acestor măsurători în mod obiectiv, ghidându-ne după intensitatea curentului fotoelectric care ia naștere. Pentru realizarea unui flux luminos definit și a altor mărimi luminoase, se folosește un etalon fotometric convențional. Prin convenția internațională din 1 ianuarie 1948 s-a introdus un nou etalon de lumină reproducibil, obținut în forma unui corp negru absolut (v. § 189), folosit la temperatura de solidificare a platinei (2046,6°K). Etalonul trebuie realizat după o anumită schemă respectându-se anumite criterii privind puritatea platinei. În U.R.S.S. un asemenea etalon este deja realizat de către laboratorul fotometric al Institutului Unional de cercetări științifice Metrologice, condus de prof. P. M. Tihod. Începând de la 1 ianuarie 1948 întregul sistem de unități luminoase, folosit în U.R.S.S., se bazează pe acest nou etalon luminos de Stat.

Construcția și dimensiunile emițătorului constituie etalonul luminos, sînt arătate în figura 18.

Încălzirea și topirea platinei se face cu curenți de înaltă frecvență. Emițătorul de lumină este tubul 2, ai cărui pereți se mențin pe întreaga lungime la aceeași temperatură, datorită contactului cu platina încălzită. Strălucirea emițătorului la temperatura de solidificare a platinei se măsoară fiind de 60 sb.

Acest stilb precum și candela, lumenul și alte unități, corespund toare lui, constituie unitățile luminoase actuale, stabilite pentru măsurarea mărimilor luminoase.

1. Unitatea de *intensitate luminoasă, candela (cd)* este egală cu valoarea intensității luminoase emise în direcția normală de către un centimetru pătrat din suprafața etalonului luminos menționat.

Pînă la introducerea noului etalon unitatea fundamentală de intensitate luminoasă era *luminarea internațională* (b. int.), realizată cu ajutorul unor becuri electrice de construcție specială și egală cu 1,0197 cd¹⁾.

¹⁾ Lampa cu filul de o anumită construcție, utilizată uneori în măsurătorile de laborator și în care arde acetat de amil pur, nu poate servi drept etalon de intensitate luminoasă. Aceasta este așa-numita luminare Hefner, care reprezintă circa 0,90 cd. Distribuția

2. Unitatea de *flux luminos este lumenul (lm)* și reprezintă fluxul emis de un izvor luminos de 1 cd în interiorul unui unghi solid de 1 str. Dacă izvorul are o intensitate luminoasă de 1 cd după orice direcție, atunci el emite un flux luminos total de $4\pi \text{ lm} = 12,5 \text{ lm}$. Noul etalon luminos emite de pe 1 cm² în direcția normalei un flux egal cu 60 lm/str.

3. Unitatea de *iluminare, phot-ul (ph)*, este iluminarea corespunzătoare unui flux de un lumen, uniform distribuit pe o suprafață de un centimetru pătrat

$$1 \text{ ph} = \frac{1 \text{ lm}}{1 \text{ cm}^2}$$

În scopuri practice se utilizează 1/1 000 ph, denumit *miliphot (mph)*. Deși phot-ul și miliphot-ul au fost recunoscute drept unități de iluminare încă din 1929, de către Comisia Internațională pentru Iluminat, totuși și astăzi de cele mai multe ori iluminarea se măsoară în lux (lx), un lux corespunzând unui flux de un lumen uniform distribuit pe o suprafață de un metru pătrat. Este clar că $1 \text{ lx} = 10^{-4} \text{ ph} = 10^{-1} \text{ mph}$. Urmează că un lux este iluminarea creată pe suprafața unei sfere avînd o rază de un metru, în centrul căreia este situat un izvor luminos de o candelă care emite uniform în toate direcțiile. Din această cauză uneori în loc de „lux” se utilizează denumirea de metru-candelă.

Radianța, ca și iluminarea, se exprimă în phot sau lux, însă această mărime nu se referă la fluxul primit ci la cel emis.

4. Unitatea de *strălucire* poartă denumirea de *stilb (sb)*. Aceasta este strălucirea unei suprafețe care dă o intensitate luminoasă de o candelă de pe fiecare centimetru pătrat, după o direcție perpendiculară pe suprafață. Așadar,

$$1 \text{ sb} = \frac{1 \text{ cd}}{1 \text{ cm}^2}$$

Pentru a caracteriza strălucirea unei suprafețe iluminate, care difuzează lumina și în felul acesta constituie un izvor secundar, se utilizează de multe ori unitatea denumită *apostilb (asb)*. Apostilbul este strălucirea unei suprafețe perfect difuzante, pe care s-a creat o iluminare de un lux. Prin strălucirea perfect difuzantă se înțelege o suprafață care difuzează întregul flux incident, uniform în toate direcțiile, așa încît strălucirea ei nu depinde de direcție (se respectă legea lui Lambert). O suprafață perfect difuzantă, a cărei iluminare este de un lux, difuzează în toate direcțiile, întregul flux incident, adică 10^{-4} lm de pe fiecare centimetru pătrat. În felul acesta, în baza relației $R = \pi B$ (vezi § 7), ea are o strălucire de $\frac{1}{\pi \cdot 10^4} = 0,0000318 \text{ asb}$. Așadar, $1 \text{ asb} = 0,0000318 \text{ sb}$ ¹⁾. Strălucirile diverselor corpuri luminoase se deosebesc foarte mult între ele. Tabloul de mai jos ilustrează diversitatea acestor valori.

Strălucirea Hefner după lungimi de undă este bine studiată; de aceea ea prezintă interes în scopuri de laborator, fiind un izvor de lumină ușor realizabil și avînd caracteristici bine cunoscute.

¹⁾ În literatura americană se utilizează mai des drept unitate lambert-ul, corespunzător strălucirii unei suprafețe perfect difuzantă pe care s-a creat o iluminare de 1 ph. În felul acesta $1 \text{ lambert} = 10^4 \text{ asb} = 0,318 \text{ sb}$.

Strălucirea cerului nocturn, fără lună	circa 10^{-8}	sb
Strălucirea unui bec cu neon	0,1	sb
Strălucirea lunii pline văzute prin atmosferă	0,25	sb
Strălucirea flăcării unei luminări obișnuite de stearină	0,5	sb
Strălucirea cerului într-o zi senină	0,15	sb
Strălucirea flăcării unei lămpi cu petrol	1,5	sb
Strălucirea unui bec de gaz	5	sb
Strălucirea filamentului de cărbune al unui bec cu incandescență	50—100	sb
Strălucirea filamentului metalic al unui bec cu incandescență	150—200	sb
Strălucirea spiralei unui bec cu incandescență umplut cu gaz	500	sb
Strălucirea craterului unui electrod de cărbune al unui arc obișnuit	15 000	sb
Strălucirea Soarelui	circa 150 000	sb
Strălucirea capătului unui arc cu mercur la presiune foarte înaltă	pnă la 40 000	sb
Strălucirea unei lămpi sferice cu mercur de presiune ultrănaltă (P.U.I.S.)	pnă la 120 000	sb

Intensitatea fluxului luminos, ca și strălucirea, se exprimă în stili. Disponind de un etalon care să dea un anumit flux luminos exprimat în lumeni, am fi putut determina acest flux în wați și stabili deci legătura dintre unitățile absolute și cele practice. Trebuie însă să avem în vedere din cauza sensibilității foarte diferite a ochiului pentru diversele lungimi de undă comparația de mai sus nu ar da decât caracteristica economică a etalonului utilizat fără să spună nimic cu privire la sensibilitatea energetică a ochiului. De aceea, s-a convenit ca factorul de transformare care determină puterea în wați necesară pentru obținerea unei senzații luminoase provocate de un flux de un lumen să fie măsurat pentru un anumit interval îngust de lungimi de undă, corespunzător maximului de sensibilitate al ochiului anume $\lambda = 5550 \text{ \AA}$. Acest factor M se numește echivalentul mecanic al luminii. După noile determinări el este egal

$$M = 0,0016 \text{ W/lm.}$$

Având în vedere dificultățile care intervin în măsurarea acestei mărimi precum și necesitatea luării mediei rezultatelor obținute din multe măsurători, precizia în determinarea lui M nu depășește 2—3%.

Pentru comoditate dăm mai jos un tablou comparativ cu toate unitățile luminoase.

Unitățile fotometrice ¹⁾

Mărimea	Notăția	Unitatea	Simbolul	Simbolul unității mărimii energetice corespunzătoare
Flux luminos	Φ	lumen	lm	W
Intensitate luminoasă	I	candelă	cd	W/str
Strălucire	B	stilb	sb	W/str cm ²
Radianță	R	phot	ph	W/cm ²
Iluminare	E	phot, lux	ph, lx	W/cm ²

¹⁾ Deoarece în unitățile: lumen, candelă, stilb, phot, lux etc. se măsoară numai unitățile luminoase (folosite în fotometria vizuală), pe când în watt, watt/str, watt/cm² etc. cele energetice, pentru a se evita eventuale confuzii, este indicat să se adopte numiri deosebite pentru aceste două categorii de mărimi.

Totalitatea noțiunilor și mărimilor fotometrice, stabilite drept unități pentru măsurătorile corespunzătoare, permite caracterizarea acțiunii luminii asupra aparatelor și dispozitivelor noastre.

§ 10. Măsurători fotometrice

Măsurătorile fotometrice pot fi împărțite în obiective (efectuate cu ajutorul unor dispozitive care nu necesită participarea pchiului, de exemplu, cele care utilizează fotoelemente) și subiective sau vizuale, în care măsurătorile se bazează pe indicațiile ochiului.

În ultimii ani fotometrele obiective (fotoelectrice) capătă o dezvoltare din ce în ce mai mare, luând treptat locul metodelor vizuale de măsură. Vom face cunoștință mai îndeaproape cu aceste aparate în capitolul privind efectul fotoelectric. Menționăm doar că, toate aceste aparate se bazează pe creșterea direct proporțională a curentului fotoelectric cu fluxul luminos absorbit de către fotoelement. Din această cauză scara aparatului electric de măsură, legat de fotoelement, poate fi gradată direct în unități fotometrice, de exemplu în lux.

Măsurătorile vizuale se efectuează direct cu ochiul. Aici trebuie să avem în vedere că ochiul apreciază foarte bine egalitatea iluminărilor a două suprafețe oarecari alăturate, dar destul de incorect de cite ori iluminarea unei suprafețe este mai mare decât iluminarea celeilalte. De aceea, toate aparatele folosite pentru compararea a două izvoare (așa-zisele fotometre) sînt astfel construite, încît robul ochiului se reduce la stabilirea egalității iluminărilor a două cîmpuri alăturate, iluminate cu ajutorul izvoarelor de comparat. Pentru a obține egalitatea iluminărilor se utilizează cele mai variate metode, care în ultima analiză duc la slăbirea iluminării create de izvorul mai intens. Cea mai simplă metodă se bazează pe modificarea distanței dintre izvor și fotometru și utilizarea relației:

$$\frac{I_1}{I_2} = \frac{r_1^2}{r_2^2} \tag{10.1}$$

Dat fiind faptul că distanțele nu pot fi variate în limite foarte largi, s-a recurs la alte metode de slăbire a fluxului. Din această categorie fac parte: absorbția luminii cu ajutorul unui filtru de grosime variabilă (pană) (fig. 19)

Extragem din lucrarea: Mărimi și unități în fizică, vol. II de Radu Grigorovici și Mircea Găscescu (Editura Tehnică, 1956) următoarele numiri corespundente:

Mărimea energetică

- Energia radiantă
- Fluxul de energie radiantă
- Intensitatea radiantă de izvor
- Iradierarea
- Strălucirea radiantă
- Radianța

Mărimea fotometrică

- Cantitatea de lumină
- Fluxul luminos
- Intensitatea luminoasă (a unui izvor)
- Iluminarea
- Luminanța (strălucirea)
- Emitanța

(N. Red. E.T.).

sau cu rețele cu un raport mai mare sau mai mic între suprafața ochiur și a sîrmelor, introducerea în fascicul a unui disc rotitor avînd o tăietură în formă de sector circular cu o suprafață variabilă (fig. 20), precum și absorbția luminii cu ajutorul unui sistem de prisme polarizante (fig. 21).

Folosirea tuturor acestor dispozitive necesită anumite precauții. Legea inverselor pătratelor distanțelor este valabilă doar în cazul unor izvoare punctuale (§ 7, c); filtrele trebuie să absoarbă în aceeași propor-

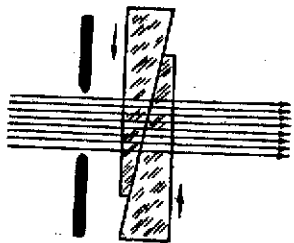


Fig. 19. Atenuator fotometric: până absorbantă.

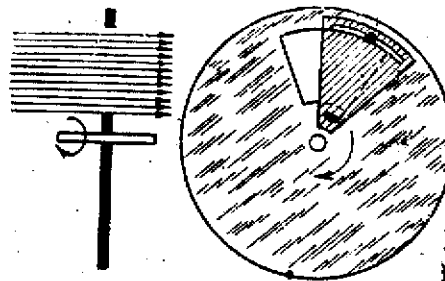


Fig. 20. Atenuator fotometric: disc rotitor avînd o deschidere.

lumina de diverse lungimi de undă (filtre neutre); rețelele nu trebuie să umbre și de aceea se utilizează de preferință în combinație cu lentile apropierea cărora se așează. În sfîrșit, sectoarele rotitoare nu modifică fluxul în timpul acțiunii acestuia și prin urmare nu pot fi utilizate decît atunci cînd micșorarea valorii medii a fluxului în timp este echivalentă cu micșorarea valorii fluxului; aceasta are loc după cum au arătat măsurătorile psihologice — doar la frecvențe de întrerupere suficient de ridicate (legea lui Talbot). Egalizînd, printr-o metodă sau altele, iluminările create de izvoarele de comparat, găsim raportul intensităților luminice ale izvoarelor.

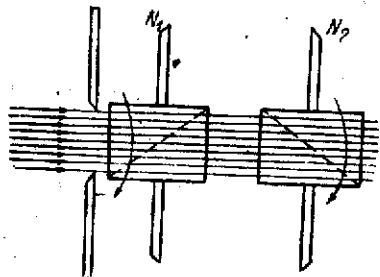


Fig. 21. Atenuator fotometric: un sistem de două prisme polarizante.

$$\frac{I_1}{I_2} = k.$$

Dacă intensitatea unuia din izvoare este cunoscută (izvor etalon), putem determina intensitatea celui de-al doilea izvor după o direcție aleasă. Măsurarea intensității izvorului după diversele direcții, putem calcula fluxul luminos, iluminarea etc. Stabilirea egalității iluminărilor se face suficient de precis cu ochiul, dacă ambele cîmpuri au aceeași culoare. În caz contrar, compararea nu numai că este îngreunată dar uneori, și în general chiar, are sens. Pentru compararea unor izvoare de culori diferite (fotometrie heterocromatică) se pornește de la definirea egalității iluminărilor, bazîndu-se pe diversele observații psihofiziologice, care stau la baza măsurătorilor

exemplu, dispariția fenomenului de pîlpire în cazul iluminării cu o lumină întreruptă, de intensitate diferită și de culoare diferită).

Există fotometre care permit determinarea directă a fluxului luminos total și prin urmare și a intensității sferice medii a luminii emise de un izvor (sfera fotometrică sau integratorul), a iluminării unei suprafețe (luxmetrul), a strălucirii izvorului etc.

În orice fotometru se observă un cîmp format din două părți; o parte este iluminată doar de unul din izvoare, iar cealaltă, doar de celălalt. Trebuie

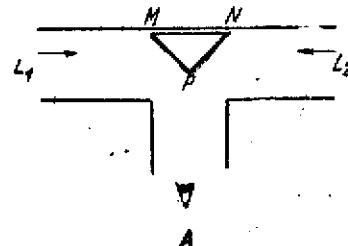


Fig. 22. Schema celui mai simplu fotometru.

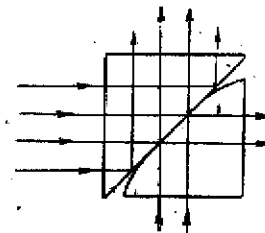


Fig. 23. Cubul fotometric al lui Lummer.

să avem grijă ca ambele părți ale cîmpului fotometric care se compară să fie iluminate de izvoarele corespunzătoare, sub același unghi; ochiul observatorului trebuie și el să observe ambele cîmpuri sub unghiuri egale. Figura 22 arată felul în care se realizează acest principiu într-unul din cele mai simple modele de fotometre.

Construcția acestui fotometru este extrem de simplă; ochiul observatorului A privește o prismă cu trei fețe MPN, așezată în interiorul unui tub înnegrit și iluminată de izvoarele L_1 și L_2 . Variînd distanțele dintre izvoare și prismă, putem egala iluminările suprafețelor MP și PN. Pentru a se putea măsura comod distanțele L_1P și L_2P , dispozitivele se așază pe un banc optic.

O construcție mai perfecționată întîlnim la fotometrul Lummer-Brodhun. El reprezintă o foarte reușită realizare a principiului fotometrului cu pată de ulei. Partea principală a fotometrului este cubul lui Lummer, care intră de altfel ca o parte constituantă în multe alte aparate fotometrice. Cubul lui Lummer (fig. 23) este format din două prisme cu baza triunghi dreptunghic isoscel; una dintre acestea are fața corespunzătoare ipotenuzei lăsată plană doar în centru, iar marginile — teșite. Prismele sînt foarte bine polizate și puse în contact intim între ele; în felul acesta în punctul în care prismele sînt în contact situația se prezintă ca și cînd cele două piese ar forma un singur corp transparent (contact optic).

Schema și aspectul unui fotometru care utilizează cubul lui Lummer sînt arătate în fig. 24 și 25. Aci L_1 și L_2 sînt două izvoare de lumină de comparat, S — un ecran alb care difuzează lumina perfect identic pe ambele fețe, S_1 și S_2 două ecrane albe identice auxiliare, P_1P_2 — cubul lui Lummer, A — ochiul observatorului iar V — lupa care permite să se vizeze planul de separare al cubului. În timpul observării, centrul cubului este iluminat de

razele provenite de la izvorul L_1 , iar partea periferică a cîmpului — de raze provenite de la izvorul L_2 , raze care au suferit o reflexie totală pe fața P_1 .

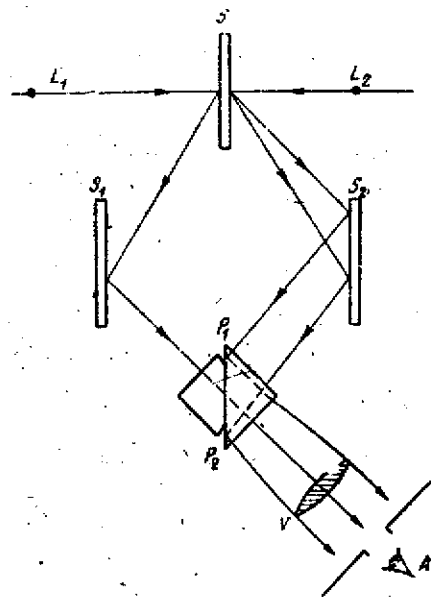


Fig. 24. Schema fotometrului Lummer-Brodhun :

L_1, L_2 — izvoarele de comparat; S, S_1, S_2 — ecrane difuzante; P_1, P_2 — cubul lui Lummer; A — ochiul observatorului.

Dacă iluminarea ecranului S este aceeași pe ambele fețe, atunci linia de separație dintre cîmpuri dispare. În terminînd distanțele respective L_1S și L_2S , găsim raportul intensităților luminoase ale izvoarelor.

În tehnica iluminatului o problemă foarte importantă este aceea legată de felul în care trebuie să fie iluminat un anumit plan sau un anumit loc al unei încăperi de lucru, pentru diversele forme de lucru: lectură, desen tehnic, cusut etc.

Iluminarea, după cum s-a menționat, se măsoară în phot și mai frecvent în lux. Instrucțiunile inspectoratului de protecția muncii prezintă un anumit număr de lux pentru iluminarea încăperilor de lucru. Iluminarea minimă a unei suprafețe de lucru (masă) nu poate fi mai mică de 10, indiferent de ce muncă este vorba. Iluminarea la care se poate coase atît de comod ca și la lumina zilei este de 60 lx. La o iluminare de ordinul unui lux se poate citi cu ușurință în cazul unui cer senin luna plină o ează o iluminare de una sau două zecimi de lux. Această iluminare este suficientă unui aviator pentru un bombardament cu ochire; în consecință asemenea iluminare nu poate fi admisă în timpul camuflajului. O iluminare de ordinul sutimilor de lux (luna nouă) permite efectuarea unor anumite

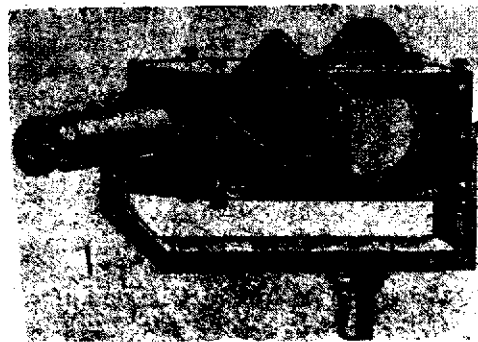


Fig. 25. Fotometrul Lummer-Brodhun.

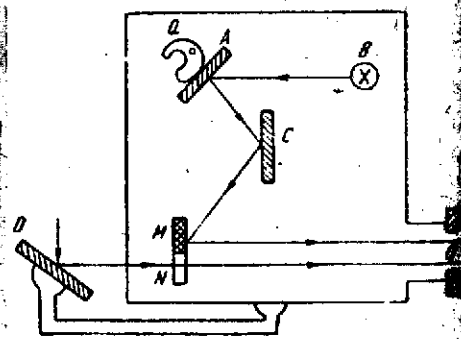


Fig. 26. Schema luxmetrului IOS.

lucrări noaptea, de exemplu săpături în pămînt. O iluminare de ordinul miimilor de lux (cer instelat) este admisibilă în timpul camuflajului. O iluminare de ordinul zecimilor de miimi de lux permite doar să ne orientăm cu greu noaptea.

Există modele speciale de fotometre care sînt adaptate pentru determinarea directă a iluminării (luxmetre). În fig. 26 este reprezentat un luxmetru simplu, realizat de către Institutul Optic de Stat.

În ultima vreme, se utilizează cu succes drept luxmetre fotoelemente a căror scară este gradată în mod corespunzător (fig. 27).

Numai un izvor punctual are o aceeași intensitate după orice direcție și prin urmare pentru caracterizarea lui este suficientă efectuarea unei singure măsurători pe un banc optic. În cazul izvoarelor reale, intensitatea luminii în diversele direcții este diferită, așa încît, pentru a caracteriza complet distribuția luminii provenite de la izvor este necesar să efectuăm măsurători în azimuturi diferite. Asemenea diagrame (în coordonate polare) sînt deosebit de semnificative (fig. 28). În cazurile cînd drept izvor de lumină servește un bec montat într-un corp de iluminat diagramele pot căpăta o formă foarte asimetrică (de exemplu, în cazul farurilor de automobil).

În multe cazuri este suficient să cunoaștem intensitatea sferică medie a luminii, adică valoarea fluxului total emis de izvor și nu distribuția acestuia în diversele direcții. O asemenea măsurătoare poate fi efectuată în așa-numitele fotometre integrale. Un astfel de fotometru este sfera fotometrică

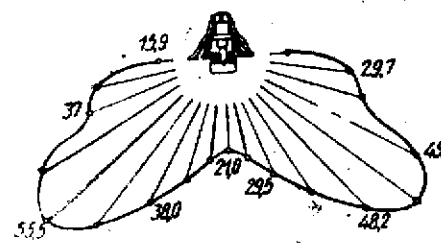


Fig. 28. Diagrama polară a intensității luminoase a unei lămpi cu incandescență, echipată cu un abajur. Cifrele exprimă intensitatea luminoasă după direcțiile date (în unități convenționale).



Fig. 27. Luxmetru fotoelectric.

Ulbricht (fig. 29). Izvorul de studiat se suspendă în interiorul unei sfere goale K (fig. 30), a cărei suprafață interioară este acoperită cu o vopsea albă mată. Ecranul alb mat S apără orificiul O de pe suprafața sferei de acțiunea directă a razelor provenite de la izvor. Dacă reflexia luminii pe suprafața interioară a sferei K urmează legea lui Lambert, atunci iluminarea E a orificiului O este proporțională cu fluxul luminos total Φ al becului

$$E = c\Phi, \quad (10.2)$$

unde c este un factor de proporționalitate care depinde de dimensiunile sferei și de felul vopselei. Acest factor se determină experimental, înlocuind becul studiat printr-unul cunoscut. Orificiul O , este acoperit cu o plăcuță de sticlă lăptoasă.

Pentru măsurarea lui E , se determină strălucirea acestui geam cu ajutorul unui fotometru obișnuit, montat pe un banc optic sau cu un aparat. De cele mai multe ori se utilizează sfere Ulbricht de cel puțin 1 m diametru. Deseori se întrebunțea și sfere mai mari.

O variantă a metodei vizuale este valabilă pentru măsurarea celor mai



Fig. 29. Sfera fotometrică, vedere generală.

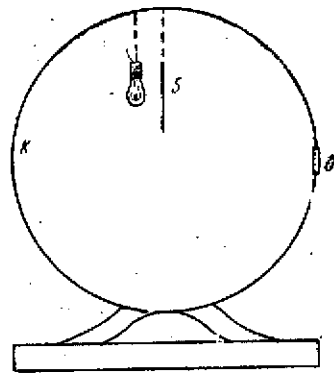


Fig. 30. Sfera fotometrică, reprezentare schematică în secțiune.

mici străluciri este metoda elaborată de acad. S. I. Vavilov și cunoscută sub numele de „Metoda extincției”. S. I. Vavilov considera drept creator al acestei metode pe François Marie (1700). Trebuie însă să menționăm doar în urma unor cercetări minuțioase ale lui S. I. Vavilov, metoda de măsurare a căpătat caracterul unei importante căi pentru evaluarea intensității strălucirii. Metoda se bazează pe proprietatea ochiului de a aprecia destul de bine valoarea pragului de strălucire, adică strălucirea minimă pe care ochii o pot percepe un ochi odihnit. Această valoare a pragului se consideră a fi pentru fiecare observator destul de stabilă. Metoda extincției se rezumă în fond la micșorarea strălucirii printr-o metodă oarecare pînă cînd se atinge valoarea pragului. Cunoșcînd de cîte ori a fost nevoie să se efectueze slăbirea strălucirii observatorul poate determina strălucirea inițială. În felul acesta se poate evalua strălucirea de ordinul zecimilor de miimi de apostilb și chiar mai puțin, fapt aproape irealizabil dacă folosim oricare altă metodă.

I. INTERFERENȚA LUMINII

CAPITOLUL IV

COERENȚA

§ 11. Introducere

Legea independenței fasciculelor de lumină, menționată în § 1, afirmă că fasciculele de lumină, intersectîndu-se, nu interacționează între ele. Această afirmație a fost formulată clar de către Huygens, care scria în „Tratatul” său : „Una din proprietățile minunate ale luminii consistă în aceea că, ori de cîte ori ea vine din părți diferite sau chiar opuse, razele ei exercită acțiunea lor trecînd una prin cealaltă fără a se perturba. Datorită acestui fapt mai mulți observatori pot vedea simultan diverse obiecte prin unul și același orificiu . . .”. Însuși Huygens adaugă că această concluzie se înțelege ușor dacă o privim din punct de vedere al reprezentării ondulatorii. Ea reprezintă o consecință a „principiului superpoziției” (v. § 4), în virtutea căruia vectorul luminos al unei unde de lumină se adună aritmetic cu vectorul unei alte unde, fără să sufere vreo deformare. În același timp însă se ridică următoarea întrebare. În virtutea principiului superpoziției, la adunarea vectorilor diverselor unde izolate se poate obține o undă a cărei amplitudine să fie, de exemplu, egală cu suma amplitudinilor undelor care se însumează ; cum însă energia unei unde este proporțională cu pătratul amplitudinii, energia unei rezultante nu va fi, în general, egală cu suma energiilor undelor care se însumează, deoarece pătratul sumei cîtorva mărimi nu este egal cu suma pătratelor lor. O experiență simplă arată însă că iluminarea creată de două sau mai multe fascicule de lumină reprezintă suma simplă a iluminărilor, create de fasciculele izolate. În felul acesta faptele experimentale obișnuite par la prima vedere să fie în contradicție cu reprezentările ondulatorii.

§ 12. Noțiunea de coerență. Interferența vibrațiilor

Pentru lămurirea acestei probleme fundamentale, vom aminti cunoștințele privind compunerea vibrațiilor și undelor.

La compunerea a două vibrații armonice de aceeași perioadă

$$s_1 = a_1 \sin(\omega t + \varphi_1) \text{ și } s_2 = a_2 \sin(\omega t + \varphi_2), \quad (12.1)$$

care se efectuează după aceeași direcție, se obține o vibrație armonică de aceeași perioadă :

$$s = s_1 + s_2 = A \sin(\omega t + \theta), \quad (12.2)$$



I. INTERFERENȚA LUMINII

CAPITOLUL IV

COERENȚA

§ 11. Introducere

Legea independenței fasciculelor de lumină, menționată în § 1, afirmă că fasciculele de lumină, intersectându-se, nu interacționează între ele. Această afirmație a fost formulată clar de către Huygens, care scria în „Tratatul” său : „Una din proprietățile minunate ale luminii consistă în aceea că, ori de câte ori ea vine din părți diferite sau chiar opuse, razele ei exercită acțiunea lor trecind una prin cealaltă fără a se perturba. Datorită acestui fapt mai mulți observatori pot vedea simultan diverse obiecte prin unul și același orificiu . . .”. Însuși Huygens adaugă că această concluzie se înțelege ușor dacă o privim din punct de vedere al reprezentării ondulatorii. Ea reprezintă o consecință a „principiului superpoziției” (v. § 4), în virtutea căruia vectorul luminos al unei unde de lumină se adună aritmetic cu vectorul unei alte unde, fără să sufere vreo deformare. În același timp însă se ridică următoarea întrebare. În virtutea principiului superpoziției, la adunarea vectorilor diverselor unde izolate se poate obține o undă a cărei amplitudine să fie, de exemplu, egală cu suma amplitudinilor undelor care se însumează ; cum însă energia unei este proporțională cu pătratul amplitudinii, energia unei rezultante nu va fi, în general, egală cu suma energiilor undelor care se însumează, deoarece pătratul sumei câtorva mărimi nu este egal cu suma pătratelor lor. O experiență simplă arată însă că iluminarea creată de două sau mai multe fascicule de lumină reprezintă suma simplă a iluminărilor, create de fasciculele izolate. În felul acesta faptele experimentale obișnuite par la prima vedere să fie în contradicție cu reprezentările ondulatorii.

§ 12. Noțiunea de coerență. Interferența vibrațiilor

Pentru lămurirea acestei probleme fundamentale, vom aminti cunoștințele privind compunerea vibrațiilor și undelor.

La compunerea a două vibrații armonice de aceeași perioadă

$$s_1 = a_1 \sin(\omega t + \varphi_1) \text{ și } s_2 = a_2 \sin(\omega t + \varphi_2), \quad (12.1)$$

care se efectuează după aceeași direcție, se obține o vibrație armonică de aceeași perioadă :

$$s = s_1 + s_2 = A \sin(\omega t + \theta), \quad (12.2)$$



a cărei amplitudine A și fază θ se determină cu ajutorul relațiilor:

$$A^2 = a_1^2 + a_2^2 + 2a_1a_2 \cos(\varphi_1 - \varphi_2). \quad (12)$$

$$\operatorname{tg} \theta = \frac{a_1 \sin \varphi_1 + a_2 \sin \varphi_2}{a_1 \cos \varphi_1 + a_2 \cos \varphi_2} \quad (13)$$

(v. exercițiile 13 și 14).

Expresia (12.3) arată că pătratul amplitudinii unei vibrații rezultante este diferit de suma pătratelor amplitudinilor vibrațiilor componente, alte cuvinte energia vibrației rezultante este diferită de suma energiilor vibrațiilor componente. Amplitudinea rezultantă depinde de *diferența de fază* ($\varphi_1 - \varphi_2$) a vibrațiilor inițiale și poate avea orice valoare cuprinsă în limitele $A^2 = (a_1 - a_2)^2$ (pentru $\varphi_1 - \varphi_2 = \pi$) și $A^2 = (a_1 + a_2)^2$ (pentru $\varphi_1 - \varphi_2 = 0$).

Practic însă, niciodată nu vom întâlni vibrații riguros armonice reprezentate prin (12.1), adică vibrații care să dureze indefinit cu amplitudine constantă. De obicei vibrațiile se întrerup și reîncep apoi cu o fază neregulară modificată, cu alte cuvinte nu sînt riguros armonice. Într-un asemenea caz și intensitatea rezultantă, ($I \sim A^2$) variază în cursul timpului.

Observînd această intensitate, ar trebui să obținem valori variabile, însă pentru aceasta ar fi necesar să utilizăm pentru observare un aparat care să reacționeze suficient de rapid pentru a putea înregistra variațiile lui I . În caz contrar, nu vom putea urmări toate variațiile lui I și vom înregistra doar o anumită valoare *medie în timp* a intensității I , notată prin \bar{I} , tot astfel după cum ochiul nu este în stare să urmărească fluctuațiile strălucire ale unui bec cu incandescență alimentat în curent alternativ și semnalează doar o anumită strălucire constantă, *medie*.

Să notăm pentru prescurtare $\varphi = \varphi_1 - \varphi_2$ și să calculăm intensitatea medie a vibrației rezultante pentru un interval de timp τ :

$$\begin{aligned} \bar{A}^2 &= \frac{1}{\tau} \int_0^\tau A^2 d\tau = \frac{1}{\tau} \int_0^\tau (a_1^2 + a_2^2 + 2a_1a_2 \cos \varphi) d\tau = \\ &= a_1^2 + a_2^2 + 2a_1a_2 \cdot \frac{1}{\tau} \int_0^\tau \cos \varphi \cdot d\tau. \end{aligned}$$

Dacă φ rămîne constant în decursul timpului de observație τ , atunci

$$\frac{1}{\tau} \int_0^\tau \cos \varphi d\tau = \cos \varphi$$

și prin urmare

$$\bar{A}^2 = a_1^2 + a_2^2 + 2a_1a_2 \cos \varphi, \text{ adică } \bar{I} \neq I_1 + I_2.$$

În cazul unor întreruperi accidentale, urmate de reparații ale vibrațiilor, diferența de fază are un caracter dezordonat, parcurgînd de mai multe

în timpul τ , toate valorile cuprinse între zero și 2π . Din această cauză $\frac{1}{\tau} \int_0^\tau \cos \varphi d\tau$ tinde către zero și obținem:

$$\bar{A}^2 = a_1^2 + a_2^2$$

adică, $\bar{I} = I_1 + I_2$.

Așadar, la însumarea a două vibrații de o aceeași perioadă trebuie să distingem două cazuri:

1. Diferența de fază a vibrațiilor rămîne constantă în decursul timpului τ , suficient pentru observație. Intensitatea vibrației rezultante este diferită de suma intensităților vibrațiilor componente; ea poate fi mai mare sau mai mică decît aceasta, în funcție de diferența fazelor. În acest caz vibrațiile se numesc *coerente*, compunerea vibrațiilor la care nu are loc o însumare a intensităților o vom numi *interferența vibrațiilor*.

2. Diferența de fază a vibrațiilor variază dezordonat în cursul timpului de observație. Intensitatea vibrației rezultante este egală cu suma intensităților vibrațiilor componente. În acest caz vibrațiile se numesc *incoerente*. La compunerea lor se observă totdeauna o însumare a intensităților, cu alte cuvinte fenomenul de interferență nu are loc.

După cum s-a arătat mai sus, vibrațiile riguros armonice și cu aceeași perioadă sînt totdeauna coerente, deoarece ele durînd indefinit, diferența de fază existentă se păstrează neschimbată un timp oricît de îndelungat. De aceea, la compunerea acestor vibrații apare totdeauna fenomenul de interferență.

Așadar, rezultatul compunerii a două vibrații depinde de relația dintre fazele lor. La compunerea unui număr mare de vibrații cu faze arbitrare rezultatul va depinde fără îndoială de legea de distribuție a fazelor. Presupunînd că toate vibrațiile au aceeași amplitudine, vom găsi că intensitatea rezultantă poate fi cuprinsă între o valoare proporțională cu $n^2 a^2$ și zero. Rayleigh¹⁾ a arătat însă că în cazul unei distribuții a fazelor supusă unor variații cu totul arbitrare, intensitatea medie rezultînd din însumarea unor asemenea vibrații într-un timp care să cuprindă un număr suficient de mare de variații a fazelor, este proporțională cu na^2 , adică în acest caz general are loc o însumare a intensităților. Această concluzie este în strînsă legătură cu izvoarele reale de lumină. Vibrația rezultînd din compunerea vibrațiilor provenite de la diversele centre emițătoare (atomi), care formează izvorul, creează o iluminare a cărei valoare, la un moment dat și într-un punct anumit, depinde de relația dintre fazele diverselor centre. Ochiul nostru recepționează însă doar iluminarea medie, luată pentru un anumit interval de timp, suficient pentru recepționare, și pe o anumită suprafață iluminată de dimensiuni convenabile. Această împrejurare duce la o valoare medie a diferențelor de fază, fapt în urma căruia iluminarea recepționată va fi suma iluminărilor create de fiecare centru luminos al izvorului. De aceea, sîntem îndreptățiți să spunem că în orice caz real două lumînări identice vor da o iluminare de două ori mai mare decît una singură.

¹⁾ Дж. В. Стрэтт (Рэлей) Волновая теория света, § 4, Гостехиздат, 1941. Экспериментальные обоснования теории Рэleigh се poate găsi în cartea Г. С. Горюхиной, Колебания и волны, сар. X, § 2, Гостехиздат, 1950.

§ 13. Interferența undelor

Prin analogie cu definițiile folosite în paragraful precedent vorbim despre interferența undelor atunci când la o acțiune concomitentă a acestor unde nu are loc o însumare a intensităților. Condiția de interferență a undelor de o aceeași lungime de undă este coerența lor, adică păstrarea diferenței de fază constante în decursul timpului necesar pentru observație. În particular, undele monocromatice, adică undele generate de vibrațiile armonice sînt coerente și pot interfera (dacă bineînțeles au aceeași perioadă). Faptul că undele coerente sînt capabile să interfere înseamnă că în orice punct unde ajung aceste unde au loc vibrații coerente care pot să interfere, de bineînțeles orientarea și polarizarea undelor sînt astfel încît direcțiile brațurilor coincid între ele. Rezultatul interferenței este condiționat de diferența de fază dintre undele care interfere, în locul de observație; această diferență din urmă depinde de diferența de fază inițială a undelor și de diferența distanțelor care separă punctul de observație de izvorul fiecărei unde.

Fie două unde coerente provenite din izvoarele S_1 și S_2 (fig. 31). Brațele lor sînt dirijate perpendicular pe planul figurii, iar observația se face în punctul M . Admițînd pentru simplitatea calculului, că în punctul M ambele unde au aceeași amplitudine, găsim că vibrațiile în M , provocate de prima și a doua undă, se vor exprima prin:

$$s_1 = a \cos 2\pi \left(\frac{t}{T} - \frac{d_1}{\lambda} \right)$$

și

$$s_2 = a \cos \left[2\pi \left(\frac{t}{T} - \frac{d_2}{\lambda} \right) - \varphi \right],$$

unde $d_1 = MS_1$ și $d_2 = MS_2$, λ este lungimea de undă, iar φ — diferența de fază inițială.

Vibrațiile însumîndu-se în punctul M , obținem:

$$s = s_1 + s_2 = 2a \cos \left(\pi \frac{d_2 - d_1}{\lambda} + \frac{\varphi}{2} \right) \cos \left[2\pi \left(\frac{t}{T} - \frac{d_2 + d_1}{2\lambda} \right) - \frac{\varphi}{2} \right].$$

În felul acesta vibrația în punctul M are o amplitudine egală cu $2a \cos \left(\pi \frac{d_2 - d_1}{\lambda} + \frac{\varphi}{2} \right)$, iar intensitatea — proporțională cu

$$4a^2 \cos^2 \left(\pi \frac{d_2 - d_1}{\lambda} + \frac{\varphi}{2} \right).$$

În cazul undelor coerente φ este constant și prin urmare intensitatea în punctul M este funcție numai de diferența distanțelor $d_2 - d_1$. Din cauza acestei diferențe de distanțe sau, după cum se obișnuiește să spună, a diferenței de drum a două unde, vibrațiile provocate de aceste unde în punctul lor de întîlnire, vor prezenta o diferență de fază chiar în

în care fazele inițiale ale ambelor unde erau aceleași. Diferența de fază ψ care apare în urma diferenței de drum a undelor este

$$\psi = 2\pi \frac{d_2 - d_1}{\lambda} = 2\pi \left(\frac{t}{T} - \frac{d_1}{\lambda} \right) - 2\pi \left(\frac{t}{T} - \frac{d_2}{\lambda} \right) = \Delta\psi$$

Dacă fazele inițiale sînt aceleași ($\varphi = 0$), atunci pentru $d_2 - d_1 = m\lambda$, unde m este un număr întreg, vibrațiile vor fi în fază și intensitatea va atinge un maxim proporțional cu $4a^2$. Pentru $d_2 - d_1 = \left(m + \frac{1}{2} \right) \lambda$ vibrațiile vor

fi în opoziție de fază, iar intensitatea rezultantă va fi minimă (zero). În felul acesta locul geometric al punctelor din spațiu care se caracterizează prin amplitudini (și intensități) egale satisface condiția $\frac{d_2 - d_1}{\lambda} = \text{const.}$,

adică reprezintă suprafața unui hiperboloid de rotație în jurul axei S_1S_2 , focarele respective fiind punctele S_1 și S_2 (în fig. 31 intersecția unuia

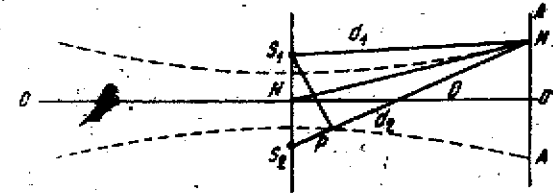


Fig. 31. Calculul diferenței de fază a undelor provenite de la două izvoare coerente.

din acești hiperboloizi cu planul figurii este reprezentată punctat). În particular, planul mijlociu, reprezentat în figură prin linia OO' va reprezenta un plan de intensitate maximă.

Distribuția descrisă a intensităților reprezintă figura de interferență, corespunzătoare interferenței a două unde coerente a căror diferență de fază inițială este nulă. Dacă diferența de fază inițială ar fi fost diferită de zero, am fi avut o figură similară, însă deplasată în raport cu punctele S_1 și S_2 , în funcție de valoarea lui φ .

În cazul undelor necoerente, fiecărei valori a lui φ îi va corespunde o anumită figură de interferență, al cărei loc va fi luat de alta după scurgerea unui interval de timp. Dacă aceste schimbări se succed suficient de rapid, nu putem distinge aceste figuri de interferență instantanee și ceea ce înregistrăm este o anumită stare medie, corespunzătoare unei distribuții uniforme a intensității în apropierea ambelor izvoare S_1 și S_2 .

§ 14. Realizarea unor unde coerente în optică

Experiența arată că dacă două izvoare independente de lumină — exemplul două lumânări sau două porțiuni diferite ale unui corp luminos — trimit unde de lumină într-o regiune a spațiului, nu observăm fenomenul de interferență, ci constatăm însumarea iluminărilor. În urma celor expuse în paragrafele precedente nu putem considera că rezultatele unei asemenea experiențe pot servi drept o dovadă a nevalabilității concepțiilor ondulatorii asupra luminii. Lipsa unei figuri de interferență stabile (observabile) poate însemna doar că izvoarele noastre nu emit unde coerente. Aceasta înseamnă

cu S_1S_2 . Valoarea aperturii 2ω determină dimensiunile unghiulare ale puiului de interferență, a cărui iluminare medie depinde de unghiul solid. În acest câmp, datorită fenomenului de interferență are loc o redistribuire a iluminării, se formează franje de interferență. Cu cât iluminarea medie mai mare, cu atât mai pronunțată este deosebirea dintre maximele și minimele iluminărilor în aceste franje.

Unghiul 2ω dintre razele provenite din S și care se îndreaptă în M , trecând fiecare printr-o ramură a dispozitivului interferențial, reprezintă

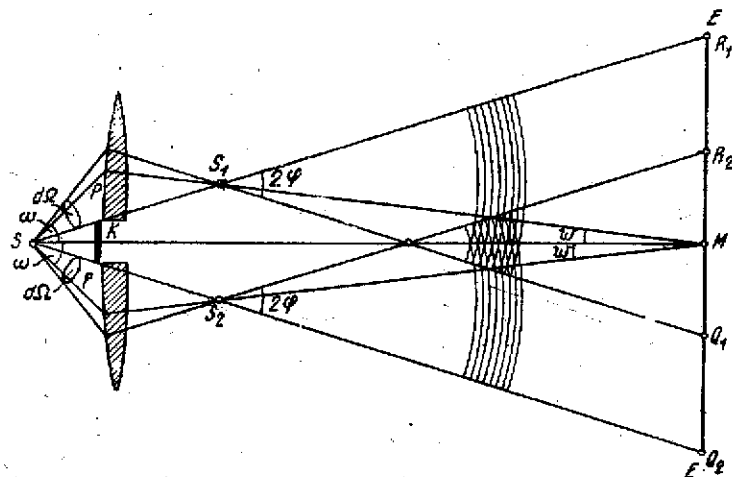


Fig. 33. Bilentila lui Billet:

$\angle R_1S_1Q_1 = \angle R_2S_2Q_2 = 2\omega$ - apertura fasciculelor care se întrecutează în cazul unui ecran așezat la infinit. $\angle PSP = 2\omega$ - apertura interferenței pentru un punct central M al câmpului de pe ecranul EE .

unghiul de deschidere al razelor, care produc efectul de interferență în punctul M . Practic, acest unghi are aceeași valoare pentru oricare alt punct al câmpului de interferență. Acest unghi îl vom numi *apertura interferenței*. Acestuia îi corespunde în câmpul de interferență unghiul de convergență al razelor 2ω , a cărui mărime este legată de unghiul 2ω prin legile de construcție a imaginilor. În cazul unei distanțe constante până la ecran este cu atât mai mare cu cât 2ω este mai mare.

Valoarea aperturii interferenței, 2ω , este strâns legată de dimensiunile admisibile ale izvorului. Teoria și experiența (v. § 17) arată că, odată cu mărirea aperturii interferenței, se micșorează dimensiunile admisibile pe lățimea izvorului, dimensiuni pentru care mai are loc o figură de interferență netă. Am văzut însă că mărirea fluxurilor luminoase care interesează se determină, în baza § 7, prin expresia $\Phi = B\omega\Omega$ (admițând că izvorul emite după o direcție normală pe suprafața sa). La o strălucire dată, izvorului valoarea fluxului depinde de produsul $\omega\Omega$; ω , în baza celor de mai sus, va fi cu atât mai mare cu cât apertura interferenței va fi mai mică, iar Ω este cu atât mai mare cu cât apertura fasciculelor care se acoperă este mai

Dacă ne punem întrebarea în ce măsură dispozitivul interferențial schițat poate asigura o bună iluminare a figurii de interferență, trebuie să ținem seama în ce măsură putem realiza simultan o apertură mare a fasciculelor care se suprapun (2ω) și o apertură interferențială (2ω) mică.

Caracteristicile principale ale interferometrului lui Billet care, într-o formă generală este reprezentat în figura 34, se întâlnesc în orice dispozitiv interferențial.

Punctele S_1 și S_2 sînt imaginile centrului emițător S , obținute cu ajutorul sistemului optic al dispozitivului interferențial, care nu este re-

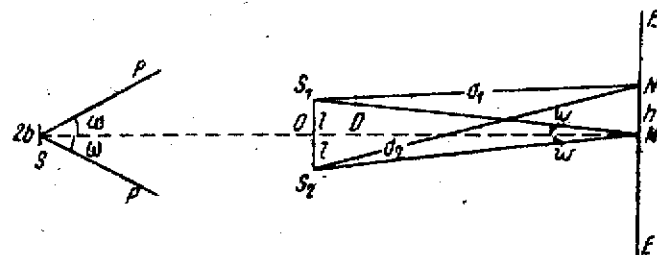


Fig. 34. Schemă interferometrică generală:

$\angle PSP = 2\omega$ - apertura interferenței; $S_1S_2 = 2l$; $MN = h$; $OM = D$. Pentru punctul N diferența de drum este $\Delta = d_2 - d_1 = \frac{2h^2}{d_1 + d_2}$.

prezentat în figură ¹⁾. Aceste puncte pot fi imagini atât reale cât și virtuale ale punctului S . În particular S poate coincide cu unul din aceste puncte (schemă lui Lloyd, fig. 37). Apertura interferenței 2ω și unghiul legat de aceasta, 2ω , determină dimensiunea admisibilă a izvorului luminos, a cărui lățime este notată în figura noastră prin $2b$. Pentru calculul figurii de interferență, obținute cu orice dispozitiv interferențial, este suficient să cunoaștem pozițiile relative ale punctelor S_1 și S_2 și așezarea lor față de ecranul EE . Dacă ecranul EE este așezat perpendicular față de linia S_1S_2 , atunci, după cum rezultă din § 13, franjele de interferență vor apărea ca niște cercuri concentrice (intersecțiile hiperboloizilor de rotație, avînd focarele în S_1 și S_2 cu planul perpendicular pe axă). Dacă ecranul EE se așază paralel cu linia S_1S_2 , franjele au aspectul unor hiperbole, care, dacă izvorul este punctual (undă sferică), pot fi aproximate prin linii drepte din cauza condiției $OM \gg S_1S_2$. De obicei drept izvor se utilizează o fantă îngustă, puternic iluminată, paralelă cu planul de simetrie al sistemului (diametrul tăieturii bilentilei lui Billet, muchia oglinzilor lui Fresnel etc.). În cazul unui astfel de izvor liniar (unde cilindrice) figurile de interferență, produse de diversele puncte ale izvorului, vor fi deplasate una față de cealaltă, de-a

¹⁾ Metoda de studiere a schemelor interferențiale, bazată pe regulile de construcție ale imaginilor este foarte utilă la calculul interferometrelor compuse. Dezvoltarea acestei metode aparține prof. A. N. Zaharievski, care a expus-o în articolul „Элементы общей теории интерферометров” vezi broșura „Теория и расчет оптико-механических приборов”, Сборник статей № 1, вып. 5. Изд-во машиностроительной литературы. М. Л., 1947).

lungul izvorului, dînd pe ecranul EE franje de interferență paralele cu fața
în felul acesta pentru a rezolva problema distribuției maximelor și mi-
nelor ne putem limita la studiul în planul figurii. Să facem calculul în ac-
dîn urmă caz (v. fig. 34).

Să însemnăm distanța $S_1S_2 = 2l$; distanța de la S_1S_2 pînă la ecran
 $OM = D$, iar distanțele de la S_1 și S_2 pînă la un punct oarecare N al ecran-
lui să le notăm d_1 , respectiv d_2 . Dacă S_1 și S_2 sînt în fază ($\varphi = 0$), maxim
central se așază pe linia centrală, în punctul M ($S_1M - S_2M = 0$).

Din fig. 34 găsim ușor diferența de drum $\Delta = d_2 - d_1$ pentru un pu-
oarecare N al ecranului, situat la distanța h față de M :

$$d_2^2 = D^2 + (h+l)^2; \quad d_1^2 = D^2 + (h-l)^2;$$

$$d_2^2 - d_1^2 = (d_2 + d_1) \cdot \underbrace{(d_2 - d_1)}_{\Delta} = 2h \cdot 2l$$

sau

$$\Delta = \frac{2h \cdot 2l}{d_1 + d_2}$$

Diferența de drum Δ reprezintă cîteva lungimi de undă și este
deauna foarte mică față de d_1 și d_2 . Din această cauză putem lua $d_1 + d_2$
 $= 2d$ unde $d = d_1 + \frac{\Delta}{2} = d_2 - \frac{\Delta}{2}$. Așadar,

$$\Delta = h \frac{2l}{d} \quad (1)$$

În majoritatea cazurilor distanța D pînă la ecran este mult mai
decît $2l$; din această cauză $d \approx D$, cu alte cuvinte

$$\Delta = h \frac{2l}{D} \quad (2)$$

Pentru raționamentele următoare vom presupune că lumina pe care
folosim este monocromatică. Acum cînd dificultatea principală, con-
nată de lipsa de monocromatism a undelor (lipsa coerenței), este ex-
datorită utilizării metodei lui Fresnel, nu facem nici o greșală prin
considerînd undele ca fiind monocromatice; prin aceasta simplificăm
calculul. În cele ce vor urma, se va arăta care sînt modificările care inter-
în figura de interferență observată, atunci cînd undele nu sînt riguros mo-
cromatice.

Așadar, să presupunem că izvoarele emit unde cu lungimea de undă
Atunci, conform calculelor din § 13, poziția maximelor corespunde condiției
 $\Delta = d_2 - d_1 = m\lambda$; iar poziția minimelor corespunde condiției $\Delta = d_2 -$
 $= \left(m + \frac{1}{2}\right)\lambda$, unde m sînt numere întregi. Numărul m , care dă nu-
de ordine al franjei de interferență, se numește *ordinul de interferență*.

În felul acesta pozițiile maximelor pe ecran se determină cu ajuto-
rul valorilor $h = m \frac{D}{2l} \lambda$, iar pozițiile minimelor cu ajutorul valorilor

$h = \left(m + \frac{1}{2}\right) \frac{D}{2l} \lambda$. Distanța dintre două maxime sau minime vecine este

$$\delta h = \frac{D}{2l} \lambda,$$

și se numește *interfranță*. Această formulă arată că franjele vor fi cu atît
mai late cu cît distanța $2l$ dintre izvoare va fi mai mică pentru un D și λ dat.

Interfranța poate fi de asemenea exprimată cu ajutorul unghiului
de convergență al razelor $2w$, legat de apertura interferenței. Cum însă de
obicei unghiul $2w$ este mic, din fig. 34 se vede că $2l = 2w \cdot D$, adică

$$\delta h = \frac{\lambda}{2w}$$

Valoarea *liniară* a lățimii interfranței este determinată însă și de dis-
tanța D pînă la ecran, ea mărindu-se nelimitat pe măsură ce se depărtează
ecranul. Din această cauză este rațional să introducem noțiunea de *lățime*
unghiulară a franjelor de interferență, înțelegînd prin aceasta distanța unghi-
lară dintre maximele vecine, distanță văzută din locul în care sînt așezate
izvoarele. Lățimea unghiulară a franjei este:

$$\delta \beta = \frac{\delta h}{D} = \frac{\lambda}{2l}$$

Aceasta este cu atît mai mare (figura de interferență este mai mare) cu cît
distanța $2l$ dintre izvoare este mai mică.

În intervalele dintre maxime și minime iluminarea variază treptat.
Legea de variație a iluminării se deduce cu ușurință.

Aplicînd cazului studiat raționamentele expuse în § 13, obținem o
distribuție a iluminărilor, proporțională cu

$$A^2 = 4a^2 \cos^2 \frac{2\pi h l}{\lambda D} = 2a^2 \left(1 + \cos \frac{4\pi h l}{\lambda D}\right) \quad (15.3)$$

Această formulă arată care este variația iluminării ecranului în funcție
de coordonata h . Figura 35 redă aproximativ distribuția iluminării, dată de
formula (15.3).

Realizînd o experiență de interferență, putem găsi lungimea de undă
a unei de lumină, măsurînd distanțele δh , D și l . Prin astfel de
ori s-au făcut primele determinări de lungimi de undă de lumină vizibilă.
ori care au arătat că radiațiile roșii extreme corespund unei lungimi
de undă $\lambda_r = 8000 \text{ \AA} = 800 \text{ m}\mu = 0,8 \mu$, iar cele albastre, unei lun-
gimi de undă $\lambda_b = 4000 \text{ \AA} = 400 \text{ m}\mu = 0,4 \mu$.

După cum rezultă din cele de mai sus, figura va apărea ca o succesiune de franje negre nete, separate de spații mai luminoase, doar atunci când lucrăm în lumină monocromatică (λ are o valoare bine determinată). Practic însă, pentru o astfel de experiență de interferență este suficient să folosim lumină de o aceeași culoare, acoperind izvorul cu o sticlă colorată (filtru optic), care delimitează un interval de lungimi de undă în interiorul căruia

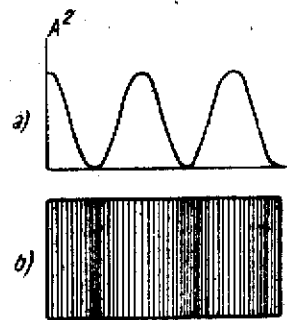


Fig. 35. Distribuția iluminării în cazul interferenței a două raze:
a - graficul iluminării în funcție de coordonata x ; b. - reprezentarea schematică a iluminării ecranului.

radiațiunile nu diferă mult una de cealaltă în punct de vedere al lungimii de undă. Dacă în izvorul emite lumină naturală, figura de interferență va apărea ca o succesiune de franje colorate; spații perfect întunecate nu vor apărea nicăieri, deoarece pozițiile minimelor pentru anumită lungime de undă coincid cu pozițiile maximelor pentru o altă lungime de undă. Măsurând distanțele δh dintre maximele vecine, pentru o culoare dată, putem determina (aproximativ) lungimea de undă corespunzătoare acestei culori.

În alte experiențe interferențiale, mai exacte (v. mai departe) monocromatizarea luminii cu ajutorul filtrelor optice este insuficientă și, în consecință, trebuie să se recurgă la alte metode pentru a obține lumină monocromatică.

§ 16. Diferite dispozitive interferențiale

Trăsăturile caracteristice ale schemei interferențiale, prezentate în fig. 34, se repetă în toate dispozitivele propuse. Să analizăm câteva dintre acestea.

a) **Oglizile lui Fresnel** (fig. 32, p. 62). Izvoarele de unde coerente S_1 și S_2 sînt imaginile virtuale ale lui S . Distanța $S_1S_2 = 2l$ este cu atât mică și, în consecință, figura de interferență este cu atât mai mare, cît unghiul α , dintre oglinzi, este mai mic (v. exercițiul 17). Unghiul solid maxim în limitele căruia fasciculele care interferă se mai pot suprapune, este determinat de unghiul $2\varphi = \sphericalangle C_1S_1C_2 = \sphericalangle C_2S_2C_1$, care poate fi găsit din condițiile $S_1B_1C_1 \parallel S_2OC_1$ și $S_1OC_1 \parallel S_2B_2C_2$ (v. fig. 32). Ecranul trebuie să fie așezat suficient de departe (teoretic, la infinit).

În baza legilor reflexiei unghiul $2\varphi = 2\alpha$, unde α este unghiul dintre oglinzi. În felul acesta apertura fasciculelor care se suprapun nu poate fi mai mare de 2α . Pentru un ecran așezat la o distanță finită, $2\varphi < 2\alpha$. Această valoare o are și apertura interferenței $2\omega = \sphericalangle PSP$, adică unghiul dintre perechea de raze care interferă și converg după reflexie, într-un punct al ecranului. În fig. 32, 2ω este figurat pentru punctul central, M , cîmpului ecranului, așezat la o distanță finită, D , față de S_1S_2 .

În felul acesta, în cazul oglinzilor lui Fresnel, apertura fasciculelor care se suprapun (care determină unghiul solid al fluxurilor care interferează) și apertura interferenței au aceeași valoare, ea depinzînd de mărimea

unghiului α dintre oglinzi. În baza celor spuse în § 15, rezultă că oglinzile lui Fresnel nu pot asigura o bună iluminare a figurii de interferență, fapt care face ca dispozitivul descris să fie puțin folosit în scopuri demonstrative. În același timp, pentru a obține franje de interferență suficient de largi, trebuie să se utilizeze valori mici ale unghiului dintre oglinzi, avînd în

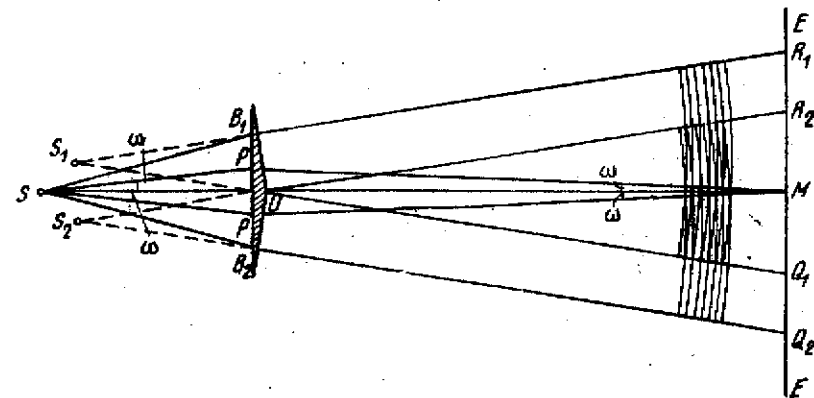


Fig. 36. Biprisma lui Fresnel:
 $\sphericalangle PSP = 2\omega$ - apertura interferenței pentru un punct central, M , al ecranului, EE . $\sphericalangle R_1S_1Q_1 = \sphericalangle R_2S_2Q_2 = 2\varphi$ - apertura fasciculelor care se suprapun în cazul unui ecran așezat la infinit.

același timp grijă ca oglinzile să nu formeze o treaptă de-alungul liniei lor de intersecție; această treaptă devine cauza unei diferențe de drum suplimentare.

b) **Biprisma lui Fresnel** (fig. 36). Apertura maximă (2φ) a fasciculelor care se suprapun corespunde unei ecran așezat la infinit și se determină din condiția

$$S_1B_1R_1 \parallel S_2OR_2 \text{ și } S_1OQ_1 \parallel S_2B_2Q_2.$$

În cazul unui ecran așezat la o distanță finită, această apertură devine ceva mai mică. Apertura interferenței $2\omega = \sphericalangle PSP$ este ceva mai mică decît apertura fasciculelor care se suprapun (2ω este desenat pentru punctul central, M , al cîmpului și un ecran așezat la distanța finită față de S_1S_2 ; pentru celelalte puncte ale cîmpului, 2ω are, cu bună aproximație, aceeași valoare). Dat fiind faptul că unghiurile biprismei se iau foarte mici, pentru a asigura o distanță mică între S_1 și S_2 și, prin urmare, pentru a obține franje de interferență largi, apertura interferenței nu se deosebește, practic, de apertura fasciculelor care se suprapun. Din această cauză, ca și în cazul oglinzilor, dispozitivul care folosește biprisma nu este luminos.

c) **Oglinda lui Lloyd** (fig. 37). Fasciculul direct, provenit de la izvorul S și imaginea virtuală a acestuia în oglindă, S_1 . Dat fiind că în cazul unei reflexii razante pe oglindă are loc o schimbare a fazei undei cu π , S și S_1 nu sînt în fază, ci în opoziție de fază. În felul acesta, în dispozitivul

lui Lloyd întreaga figură de interferență este deplasată cu o jumătate de franjă, față de situația dată de un calcul pur geometric.

Spre deosebire de dispozitivele lui Fresnel, în dispozitivul lui Lloyd apertura interferenței, 2ω , depinde foarte mult de punctul ecranului care se studiază interferența. Ea este cu atât mai mică cu cât acest punct este mai apropiat de centrul cîmpului (de planul oglinzii) (v. fig. 37).

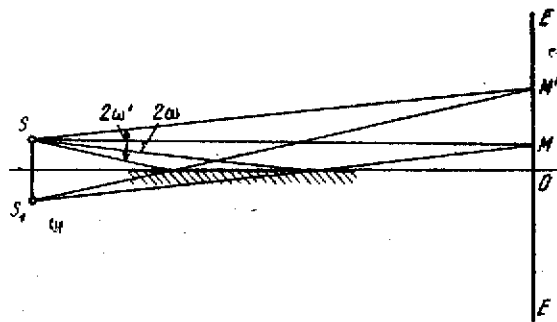


Fig. 37. Oglinda lui Lloyd :

Apertura interferenței pentru punctul $M = 2\omega$, pentru punctul $M' = 2\omega'$.
Pe măsura îndepărtării de planul oglinzii, apertura interferenței crește.

nu depășește 0,03–0,05 mm. În felul acesta, izvoarele de unde coerente sînt S_1 și S_2 , imaginile virtuale ale lui S . Distanța $S_1S_2 = 2l$ (dacă se neglijează refracția în mică). Apertura interferenței, $2\omega = \sphericalangle PSR$, depinde de locul cîmpului interferențial, adică de unghiul θ . Pe desen (fig. 38) se observă că :

$$2\omega = \sphericalangle PSR = \frac{PR}{SP} = \frac{l \sin \theta}{A/\cos \theta} = \frac{l}{2A} \sin 2\theta,$$

unde $A = SO$ este distanța dintre izvor și placa de mică.

Dat fiind faptul că l ($\approx 0,05$ mm) este mult mai mic decît A (≈ 500 mm) chiar pentru $\theta = 45^\circ$ apertura interferenței va fi foarte mică ($2\omega = 5 \cdot 10^{-5}$ rad). Din această cauză, dimensiunile izvorului pot fi suficient de mari (de exemplu o lampă cu mercur), așa încît să dea un flux luminos apreciabil. Iată de ce dispozitivul descris se caracterizează printr-o mare luminositate și poate fi utilizat, cu ușurință, în experiențele demonstrative. Dimensiunea unghiulară a cîmpului interferențial este foarte mare. Dîndu-se o foiță de mică doar de cîtiva centimetri, se poate obține, folosind o lampă cu mercur relativ mică, o figură de interferență intensă, care acoperă tavanul și pereții sălii de curs.

Dat fiind faptul că distanța $D = A + B$ este considerabilă (cîțiva metri), pe ecran se obțin franje de interferență foarte largi. Într-adevăr (v. § 15),

$$\delta h = \frac{\lambda}{2\omega} = \frac{\lambda(A+B)}{l \sin 2\theta},$$

§ 17.

deoarece unghiul de convergență

$$2\omega = \frac{2l \sin \theta \cos \theta}{A+B}$$

asa cum rezultă din figură.

Luînd $A + B = 5$ m, găsim pentru $\theta = 45^\circ$ și $\lambda = 5 \cdot 10^{-5}$ cm :

$$\delta h = 5 \text{ cm.}$$

Dimensiunea izvorului (≈ 10 mm) este mult mai mare decît distanța S_1S_2 ($\approx 0,1$ mm), așa încît imaginile izvorului se acoperă reciproc aproape integral, însă aceasta nu deranjează cu nimic.

e) **Dispozitivul lui Young.** Formarea undelor coerente care se suprapun în metoda lui Young (fig. 39) se realizează într-un fel aparte.

Izvorul de lumină este o fantă S , puternic iluminată, de la care unda de lumină ajunge la două fante înguste, S_1 și S_2 , iluminate în felul acesta, de regiuni diferite ale aceleiași unde. Lumină care a trecut prin deschiderile mici S_1 și S_2 , se abate de la direcția inițială (difracție), așa încît cele două părți ale acestei unde se suprapun, dînd naștere unui fenomen de interferență, analog cu cel dat de alte dispozitive interferențiale. În cazul dispozitivului lui Young apertura interferenței $2\omega = \sphericalangle S_1SS_2$ se determină cu ajutorul raportului între distanța dintre fantele S_1 și S_2 și distanța dintre S și S_1S_2 .

Young a fost primul care a observat fenomenul de interferență, folosind metoda descrisă mai sus (1802)¹⁾ și primul care a enunțat, într-o formă clară, principiul de compunere a amplitudinilor, explicînd astfel fenomenul de interferență. Importanța istorică a acestei experiențe este deosebit de mare. Este drept că această experiență este ceva mai greu interpretabilă, deoarece în acest caz întîlnirea a două porțiuni ale unei unde devine posi-

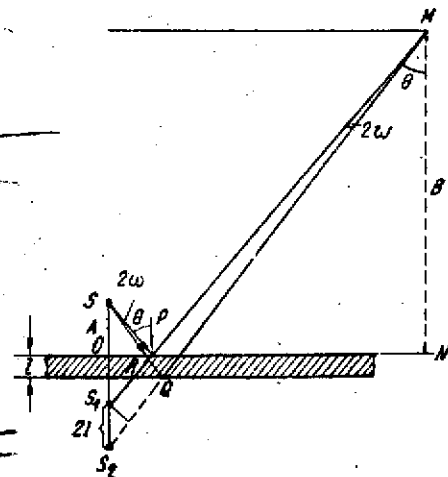


Fig. 38. Dispozitiv de mare luminositate :
 $\sphericalangle PSR = 2\omega$ - apertura interferenței pentru punctul M al unui ecran îndepărtat. Deoarece l este foarte mic, Q se situează aproape sub P .

¹⁾ O experiență, asemănătoare ca metodă, a fost efectuată încă în 1665 de către Grimaldi care însă a lucrat fără fanta S , utilizînd drept izvor de lumină, direct Soarele. Calculul arată că, în aceste condiții, la distanțele dintre fante cu care a lucrat Grimaldi, fenomenul de interferență nu putea fi observat din cauza dimensiunii unghiulare considerabile a izvorului de lumină. Soarele (aproximativ $1/2^\circ$). Regiunile luminoase și întunecate, observate de Grimaldi se datoresc probabil fenomenelor de contrast (v. exercițiul 82).

bilă, nu datorită fenomenelor de reflexie (oglinzile lui Fresnel) sau refracție (biprisma), ci datorită fenomenului de difracție. Această experiență va fi discutată mai amănunțit în partea a doua a acestei cărți.

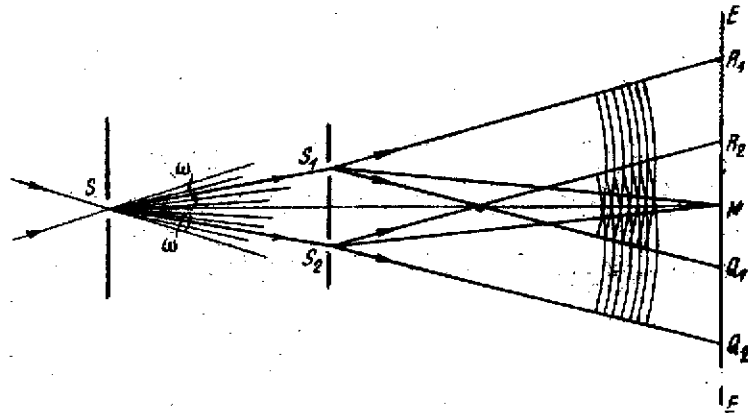


Fig. 39. Dispozitivul lui Young:

$\angle S_1S_2S_3 = 2\omega$ - apertura interferenței pentru un punct oarecare al cimpului. $\angle R_1S_1Q_1 = \angle R_2S_2Q_2 = 2\varphi$ - apertura fasciculelor care se suprapun în cazul unui ecran așezat la infinit.

§ 17. Influența dimensiunilor izvorului de lumină

Am menționat de mai multe ori că, în toate dispozitivele interferențiale practice, dimensiunile izvorului de lumină prezintă o importanță considerabilă. Dacă dimensiunile izvorului sînt mult mai mici decît lungimea de undă a undei de lumină, este evident că se va obține totdeauna o figură de interferență netă, deoarece diferența de drum între cele două ramuri ale interferometrului de la oricare punct al izvorului pînă la orice punct M al cimpului interferențial, va fi totdeauna aceeași. Însă, în practică sînt de obicei izvoare ale căror dimensiuni depășesc cu mult lungimea de undă a undei de lumină. Conform celor expuse mai sus, undele care interferă sînt cele provenite din puncte corespondente, care nu sînt altceva decît imaginile aceluiasi punct al izvorului. Din această cauză, în cazul unui izvor ale cărui dimensiuni sînt comparabile cu distanța dintre punctele corespondente, se obține suprapunerea mai multor figuri de interferență, corespunzătoare diverselor perechi de izvoare coerente. Aceste figuri vor fi deplasate una față de cealaltă, în așa fel încît figura rezultantă va fi mai mult sau puțin difuză, iar cînd izvoarele prezintă o lungime considerabilă, pe lângă interferență nu va putea fi observată.

Astfel în cazul oglinzilor lui Fresnel, așezarea punctelor corespondente (AA' , BB' , CC') va fi aceea prezentată în fig. 40, *a*, iar în cazul oglinzii lui Lloyd, aceea din fig. 40, *b*, adică în cazul (*a*) avem un sistem de două oglinzi identice, deplasați unul față de celălalt, iar în cazul (*b*) - un sistem de hiperboloizi cu un centru comun însă cu distanțe între focare, diferite.

În concluzie, în cazul reprezentat în fig. 40, *a* figura de interferență va fi difuză, dacă distanța dintre punctele A și B , B și C este egală cu jumătatea unei interfranje, adică atunci cînd minimele provenite din jumătatea stîngă a izvorului se vor suprapune peste maximele provenite din jumătatea dreaptă a acestuia. În cazul figurii 40, *b* franjele datorite punctelor C vor fi mai largi decît franjele corespunzătoare celorlalte puncte. Dispariția figurii de interferență corespunde aproximativ situației cînd franjele produse de punctele A vor fi de două ori mai înguste decît franjele produse de punctele C , așa încît fiecare al doilea maxim al lui A se va suprapune peste minimele lui C . Pentru aceasta este necesar ca lățimea izvorului să fie egală cu jumătatea distanței dintre C și C' adică $AC = \frac{1}{2} CC'$. În acest caz, suprapunerea franjelor devine din ce în ce mai simțită, pe măsură ce crește numărul de ordine al franjei, așa încît cele mai nete și strălucitoare sînt franjele din apropierea centrului (v. de asemenea § 16, c).

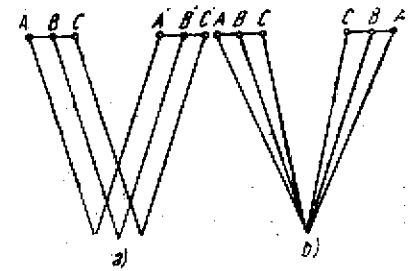


Fig. 40. Referitor la rolul dimensiunilor izvorului:

a - schema oglinzilor lui Fresnel, a b) oglinzii lui Lloyd, etc., *b* - schema oglinzii lui Lloyd.

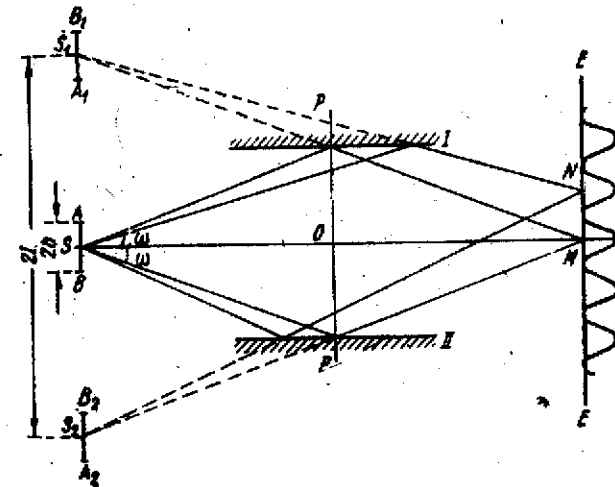


Fig. 41. Referitor la deducerea condiției $2b \sin \omega < \frac{\lambda}{4}$.

Pentru a stabili relația cantitativă dintre lățimea $2b$ a izvorului și apertura interferenței 2ω , pentru care mai poate avea loc o figură interferențială netă, se folosește următoarea schemă de experiență interferențială. Razele, provenite de la un izvor de lățime $2b$, interferă după ce au fost reflectate de două oglinzi paralele I și II (fig. 41). Să presupunem că

distanța dintre izvoarele virtuale $S_1S_2 = 2l$ nu este mică în comparație cu distanța $SM = D$ dintre izvor și ecran, așa încât apertura interferenței poate fi considerabilă. În aceste condiții ea se schimbă atunci când se trece de la un punct al ecranului la altul. Această variație nefiind prea mare, va folosi valoarea corespunzătoare punctului central, M , al ecranului.

În felul acesta, apertura interferenței, adică unghiul $\angle PSP = 2\omega$ se va determina cu ajutorul condiției

$$\sin \omega = \frac{PO}{PS} \approx \frac{l}{d_1} \approx \frac{l}{d_2} \approx \frac{l}{d}$$

unde $d_1 = S_1M$ și $d_2 = S_2M$. Cum $2l$ nu este prea mic în comparație cu d , pentru calculul interferenței se va folosi formula (15.1) și nu (15.2). Maximul de pe ecranul EE , produse de punctul central (S_0) al izvorului se situează în punctul M și într-o serie de puncte așezate de ambele părți ale lui la distanțe $\delta h = \frac{d}{2l} \lambda$. Deși interfranja δh se schimbă și ea întrucâtva,

măsură ce ne depărtăm de centrul ecranului, deoarece există o variație a lui d , această schimbare nu este apreciabilă, în consecință nu va fi luată în considerare. În felul acesta, interfranja va fi:

$$\delta h = \frac{d}{2l} \lambda = \frac{\lambda}{2 \sin \omega}$$

deci această interfranja este cu atât mai mică cu cât apertura interferenței este mai mare. Maximul central, M , și odată cu acesta întregul sistem de franje, produs de un alt punct oarecare al izvorului (S'), este deplasat în comparație cu M , cu distanța S_0S' dintre acest punct și centrul izvorului.

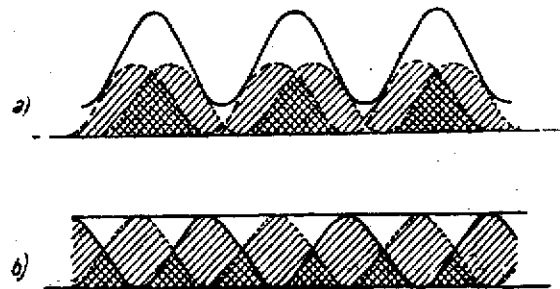


Fig. 42. Suprapunerea figurilor de interferență, deplasate una față de cealaltă:

Prin linii întrerupte și punctate s-au reprezentat curbele corespunzătoare primei și celei de a doua figuri de interferență; curba plină corespunde figurii rezultante. a - deplasare de $1/4$ franjă; se mai observă maxime și minime pronunțate; b - deplasare de $1/2$ franjă; iluminare uniformă.

de clar (fig. 42, a). Pentru $b = \frac{1}{2} \delta h$ maximele unei jumătăți a izvorului compensează minimele produse de cealaltă jumătate și figura de interferență este „difuză” (fig. 42, b). Pentru o valoare mai mare a lui b , deplasarea

depășește valoarea unei jumătăți de interfranja și maximele încep din nou să se evidențieze. Pentru $b = \delta h$ (suprapunerea maximelor) ele sînt din nou foarte nete, etc. În același timp fondul luminos general crește treptat, contrastul figurii scade din ce în ce, și în sfîrșit figura de interferență dispăre cu desăvîrșire.

Așadar, se poate considera că pentru a avea asigurată o vizibilitate bună a figurilor de interferență este necesară respectarea condiției:

$$b < \frac{1}{4} \delta h, \text{ adică } b < \frac{1}{4} \cdot \frac{\lambda}{2 \sin \omega}$$

sau

$$2b \sin \omega < \frac{1}{4} \lambda. \quad (17.1)$$

Această condiție, în ciuda caracterului său aproximativ, poate fi pusă la baza calculelor privind dimensiunile admisibile ale izvoarelor.

Dată fiind importanța relației (17.1) se va arăta posibilitatea demonstrării ei printr-o altă metodă, mai generală. Să observăm interferența produsă de un izvor întins ($2b$) (fig. 43) folosind un dispozitiv interferențial oarecare, nearătat în figură. Razele I și II , care trec prin cele două ramuri ale interferometrului, determină apertura interferenței, egală cu 2ω . Să presupunem, de exemplu, că razele emise din punctul S (centrul izvorului) determină apariția unui maxim într-un punct oarecare al ecranului. Razele provenite din punctul A , așezat la periferia izvorului și mergînd spre același punct al ecranului, vor avea o diferență de drum suplimentară, egală cu $(AM + SN)$, deoarece raza AII are un drum cu AM mai mare decît raza SII , iar raza AI - un drum cu SN mai mic decît SI . $AM = SN = b \sin \omega$. În felul acesta, diferența de drum suplimentară dintre punctul A și punctul considerat de pe ecran este $2b \sin \omega$. Dacă $2b \sin \omega < \frac{1}{4} \lambda$ nu se observă

o ștergere apreciabilă a figurii de interferență. Cele spuse cu privire la A și S sînt valabile și pentru oricare altă pereche de puncte, așezate unul în partea stîngă și altul în partea dreaptă a izvorului, la distanța b , unul de celălalt.

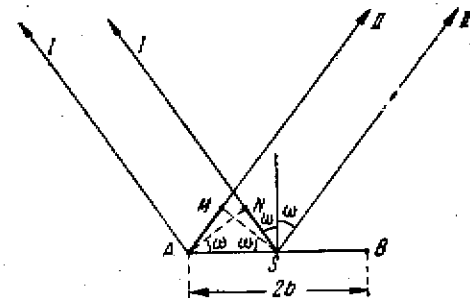


Fig. 43. Referitor la deducerea condiției

$$2b \sin \omega < \frac{\lambda}{4}$$

$$AM = SN = b \sin \omega; \Delta = AM + SN = 2b \sin \omega.$$

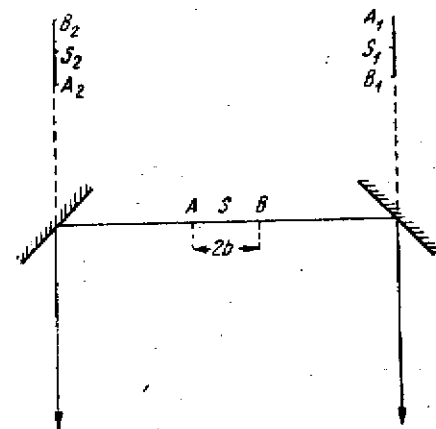


Fig. 44. Interferența sub un unghi apropiat de 180° este posibilă dacă lățimea izvorului

$$\text{lui } 2b < \frac{\lambda}{4}.$$

În felul acesta, condiția $2b \sin \omega < \frac{\lambda}{4}$ reprezintă o condiție care leșă apertura interferenței și dimensiunile unui izvor întins, la care mai e posibilă o observare clară a figurii de interferență. În particular, dacă apertura interferenței ia valoarea 180° , cu alte cuvinte, dacă razele care interferează merg în direcții opuse, izvorul trebuie să fie mai mic decât $1/4$ din lungimea de undă.

Acest caz, reprezentat în fig. 44, poate fi calculat direct. Într-un punct foarte depărtat al ecranului, unde centrul izvorului S dă un maxim, punctele A și B (extremitățile izvorului) dau o diferență de drum suplimentară $S_2B_2 + S_1B_1 = 2b$. În felul acesta pentru a se păstra un aspect suficient de clar al figurii de interferență, este necesar ca $2b < \frac{1}{4} \lambda$, în conformitate cu condiția (17.1), unde $\omega = 90^\circ$.

Utilizând formula (15.3) se poate calcula schimbarea contrastului figurii de interferență, pe măsură ce crește lărgimea izvorului (v. exemplu 37).

§ 18. Însemnătatea polarizării undelor care interferează

După cum s-a menționat în § 13, se presupune că ambele vibrații care interferează au aceeași direcție. În cazul când sînt unde longitudinale (de exemplu undele sonore în aer), când direcțiile undelor coincid, și direcțiile vibrațiilor. În cazul în care însă undele sînt transversale (de exemplu, undele de lumină), este posibil ca atunci când direcțiile a două unde coincid, direcțiile vibrațiilor respective să nu coincidă. Într-adevăr, într-o undă transversală sînt posibile vibrații după orice direcție, perpendiculară față de direcția de propagare a undei.

După cum s-a mai menționat (v. Introducere) lumina se zice că este naturală dacă în ea există vibrații după toate direcțiile posibile. Dacă s-a reușit, printr-o metodă oarecare, să se delimiteze vibrațiile, făcînd să acționeze după una, din direcțiile perpendiculare pe direcția unde lumina se zice că este polarizată. În felul acesta, pentru a realiza interferența razelor luminoase este necesar să se asigure întîlnirea a două raze de lumină polarizate după aceeași direcție. După toate datele existente, lumina emisă de un atom oarecare este lumină polarizată. Însă radiația observată noi este totdeauna lumină emisă simultan de un număr foarte mare de atomi, conținînd astfel vibrații după toate direcțiile posibile; această lumină este deci naturală. Afară de aceasta și fiecare atom începînd să emită lumină, întrerupe această acțiune după un interval de timp foarte scurt, pe care apoi să înceapă din nou procesul de emisie, însă de data aceasta în altă direcție a vibrațiilor (și cu o nouă fază inițială). În experiență, de mai multe ori, se face să interfereze lumina naturală. De remarcat că metoda lui Fresnel, care consistă în aceea că se descompune o undă în două, nu este și aci în ajutor. În experiențele de interferență se face să se întîlnesc două unde, emise aproape simultan de un același atom, cu alte cuvinte unde care păstrează aceeași fază inițială și aceeași direcție de vibrație.

În felul acesta, observarea interferenței în lumină naturală, lumină care nu este altceva decît un amestec de unde polarizate orientate arbitrar, se constată a fi posibilă, deoarece interferența se face între porțiunile unei aceleiași unde polarizate. Printr-o experiență specială, se pot observa particularitățile fenomenelor de interferență, legate de natura transversală a vibrațiilor luminii naturale. Astfel, observînd interferența în experiența reprezentată în fig. 44, este necesar ca direcția vibrațiilor să fie perpendiculară pe planul figurii. Particularitățile interesante care apar în structura cîmpului de interferență, puse în evidență cu ajutorul unor observări de polarizare, au fost menționate de către S. I. Vavilov ¹⁾.

Asupra interferenței razelor polarizate vom reveni în capitolul XVII.

§ 19. Paradoxe aparente în fenomenele de interferență

În cazul a două izvoare coerente, de exemplu un izvor și imaginea acestuia în oglindă, în spațiul înconjurător va avea loc o distribuție a amplitudinilor de valori diferite cuprinse între $a_1 + a_2$ și $a_1 - a_2$. În particular, cînd amplitudinile corespunzătoare ambelor izvoare sînt egale, $a_1 = a_2 = a$, amplitudinile vibrației rezultante se situează între valorile extreme zero și $2a$, iar intensitățile corespunzătoare între zero și o valoare proporțională cu $4a^2$.

Maximele și minimele de iluminare, observate în figurile de interferență, nu sînt legate, în general, de diverse transformări ale energiei radiante, cu alte cuvinte în regiunile de minim, energia sub formă de lumină nu trece de fel în alte forme de energie, de exemplu în căldură. Problema se reduce doar la o redistribuție a fluxului luminos, așa încît maximele de iluminare din unele regiuni sînt compensate de minimele din alte regiuni. Dacă se calculează energia care străbate o suprafață închisă care înconjură izvorul și oglinda, iar după aceea energia care trece prin aceeași suprafață, în lipsa oglinzii, se va constata că energiile găsite în ambele cazuri sînt egale. În cazul acesta, nu există nici o contradicție cu legea conservării energiei.

Se pot însă imagina cazuri mai complicate. Să presupunem că distanța între două izvoare coerente este mai mică decît $\frac{\lambda}{2}$, adică $S_1S_2 = 2l < \frac{\lambda}{2}$. În acest caz, după cum se vede ușor din fig. 31, nu se vor găsi nicăieri puncte care intensitatea să fie nulă; într-adevăr, $d_1 - d_2$ este totdeauna mai mic decît $2l$ și prin urmare, mai mic decît $\frac{\lambda}{2}$, cu alte cuvinte nu există nici o regiune în care să fie îndeplinită condiția de anulare a amplitudinii vibrației rezultante. Pe de altă parte, în toate punctele situate de-a-lungul liniei medii este îndeplinită condiția de maxim, adică în toate punctele aparținînd acestei linii intensitatea capătă valoarea $4a^2$. Chiar din acest raționament simplist se vede că problema compensării minimele și maximele nu este una de simplă, în acest caz. Într-adevăr, calculul arată că, în această situație, energia totală, care străbate în unitatea de timp o suprafață închisă, care

¹⁾ V. de exemplu, S. I. Vavilov, Microstructura luminii, Editura Acad. R.P.R., 1953.

înconjură ambele izvoare coerente, este *mai mare* decât aceea din ca izvoarelor necoerente. Nici în acest caz nu există o încălcare a legii de conservare a energiei. Avem de-a face cu o reală creștere a energiei emise unitatea de timp de o pereche de izvoare coerente, datorită acțiunii reciproce. Această energie este furnizată de rezervele care alimentează izvoarele. Dacă însă aceste rezerve sînt limitate, evident că datorită acțiunii menționate, surplusul se va epuiza într-un timp mai scurt și izvoarele își vor întrerupe mai devreme acțiunea lor (va crește amplitudinea).

Asemenea cazuri se realizează destul de ușor la undele electromagnetice radiofonice ale căror lungimi de undă fiind considerabile, se poate ușor dispune de două izvoare de astfel de unde (antene) la o distanță mică decât jumătatea lungimii de undă. Asemenea instalații permit să îmbunătățească acțiunea emițătoare a antenei de radiocomunicații și, din cauza aceasta, să se dirijeze maximul de emisie după anumite direcții (radiodirecționare). Ele se utilizează des în practică.

§ 20. Lungimea drumului optic. Tautocronismul în cazul sistemelor optice

Cazurile de interferență a luminii, studiate în capitolul de față, pot să se observe acest fenomen cu ajutorul unor experiențe speciale concepute. Fenomenul de întâlnire a două sau mai multe unde coerente, între care observăm fenomenul de interferență, poate avea însă loc și în oricare proces optic. Propagarea luminii prin orice substanță, refracția luminii la suprafața de separare a două medii, reflexia ei etc. sînt procese de acest gen. Propagarea luminii prin substanță consistă în interacțiunea undei electromagnetice de lumină cu electronii (și ionii) din care este constituită substanța. Sub acțiunea undei de lumină aceste particule încărcate intră în vibrație și încep să emită unde electromagnetice secundare, de aceeași perioadă ca lumina incidentă. Deoarece mișcarea sarcinilor vecine este condiționată de acțiunea aceleiași unde de lumină, aceste unde secundare sînt legate între ele din punct de vedere al fazei, cu alte cuvinte sînt *coerente*. Undele interfere între ele și această interferență permite să se explice fenomenele de refracție, dispersie, difuzie etc. Se va da mai târziu explicația fenomenelor enunțate, privite din punctul de vedere menționat mai sus. În paragraful de față, ne vom opri doar la un caz particular din șirul de fenomene amintite.

În primul rînd se observă că, dacă în vid viteza undei este c , iar lungimea de undă λ_0 , în cazul unui mediu cu un indice de refracție n respectiv $v = \frac{c}{n}$ și $\lambda = \frac{\lambda_0}{n}$. În conformitate cu aceasta, dacă o undă străbate drumul d_1 într-un mediu (n_1) și drumul d_2 în cel de-al doilea mediu (n_2), diferența de fază $\Delta\varphi$ rezultată se va exprima astfel:

$$\Delta\varphi = 2\pi \left(\frac{d_2}{\lambda_2} - \frac{d_1}{\lambda_1} \right) = 2\pi \frac{n_2 d_2 - n_1 d_1}{\lambda_0}$$

Produsul dintre indicele de refracție și lungimea drumului, se numește *drum optic*; introducînd notația $n_1 d_1 = (d_1)$, putem scrie expresia diferenței de fază sub forma

$$\Delta\varphi = 2\pi \frac{(d_2) - (d_1)}{\lambda_0} \quad (20.1)$$

Dacă $(d_1) = (d_2)$ atunci $\Delta\varphi = 0$; în felul acesta, două drumuri parcurse de niște raze de lumină vor fi echivalente între ele din punct de vedere optic, cu alte cuvinte nu va apărea nici o diferență de fază, dacă drumurile optice respective sînt egale. Asemenea drumuri se numesc *tautocrone*, adică egale în timp, deoarece lumina se propagă pe aceste drumuri, neegală ca lungime geometrică, în timpuri egale. Condiția de tautocronism o satisfac în particular toate drumurile razelor care străbat un sistem optic oarecare, de exemplu o lentilă, formînd imaginea S' a unui izvor S . Într-adevăr, dacă diversele raze nu ar fi tautocrone anumite părți ale undei de lumină, care se propagă pe drumuri diferite, ar prezenta o oarecare diferență de fază și s-ar slăbi reciproc în momentul întîlnirii în punctul S' . Posibilitatea obținerii unui maxim intens în S' , care nu este altceva decât imaginea izvorului S , este condiționată de întărirea reciprocă a diverselor porțiuni ale undei, sosite în punctul S fără diferență de fază (urmînd drumuri tautocrone). Drumurile care unesc punctul S cu oricare alt punct al spațiului vor fi optic egale și, în consecință, în toate punctele, în afară de S' , interferența reciprocă va duce la o slăbire a luminii. În felul acesta, obținerea imaginii cu ajutorul unei lentile este un *efect de interferență*. Se vede însă dar că o lentilă nu introduce nici o diferență de drum, între diversele raze care formează imaginea. Aceasta se referă și la un sistem optic oarecare, posibil să dea *imaginea izvorului*.

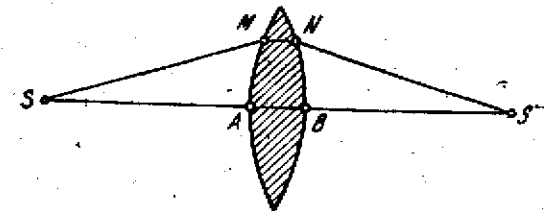


Fig. 45. Tautocronismul lentilei.

Figura 45 explică felul în care drumurile razelor care merg prin centrul și prin periferia lentilei pot fi tautocrone. Deși, din punct de vedere geometric, drumul $SAB S'$ este mai scurt decât $SMNS'$, totuși, porțiunea de drum din interiorul lentilei este respectiv mai mare ($AB > MN$). Deoarece viteza luminii în materialul din care este confecționată lentila este mai mică decât în aer, întîrzierea de-a lungul porțiunii AB compensează avansul de-a lungul porțiunilor SA și BS' în comparație cu porțiunile de drum corespunzătoare SM și NS' . Condiția de tautocronism este:

$$SA + nAB + BS' = SM + nMN + NS'$$

unde n este indicele de refracție relativ al materialului din care este confecționată lentila.

§ 21. Interferența razelor nemonocromatice

După cum s-a mai spus în § 15, interferența luminii nemonocromatică duce la o figură complicată, formată din totalitatea maximelor și minime corespunzătoare diverselor lungimi de undă λ . Dacă λ are toate valorile posibile, atunci în baza formulei $h = m \frac{D\lambda}{2l}$ oricărui punct (h) de pe ecran îi va corespunde un *maximum* de un ordin sau altul al unei lungimi de undă oarecare. Prin urmare, în orice porțiune a ecranului există o iluminare apreciabilă. Dacă izvorul ar emite radiațiuni de diverse lungimi de undă, cu aceeași intensitate, iar sistemul de recepție ar fi la fel de sensibil față de toate lungimile de undă (de exemplu o placă fotografică pancromatică ideală), nu s-ar putea observa nici o figură de interferență.

Pentru ca o asemenea observare să fie posibilă, este necesar ca variația lungimilor de undă să fie limitată și să nu depășească un anumit interval spectral, cuprins între λ și $\lambda + \Delta\lambda$. Utilizând formula $h = m \frac{D\lambda}{2l}$ se poate găsi, ușor, $\Delta\lambda$. Într-adevăr, interferența nu se va observa, dacă maximum de ordinul m corespunzător lui $(\lambda + \Delta\lambda)$ coincide cu maximum de ordinul $(m + 1)$ corespunzător lui λ . În asemenea condiții, întregul interval dintre maximele vecine va fi completat de maximele corespunzătoare lungimilor de undă nedistincte din intervalul nostru (fig. 46). Așadar, condiția de neaparitie a unei figuri de interferență este:

$$(m + 1)\lambda = m(\lambda + \Delta\lambda),$$

adică

$$\Delta\lambda = \frac{\lambda}{m}.$$

Cu alte cuvinte, cu cât ordinul de interferență (m) este mai mare, cu atât mai îngust trebuie să fie intervalul spectral pentru care mai este posibilă observarea fenomenului de interferență. Invers, cu cât lumina este mai nemonocromatică, cu atât mai larg vor fi ordinele de interferență care pot fi observate.

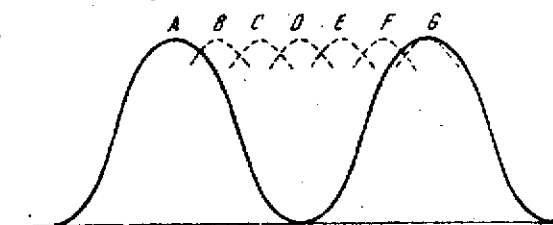


Fig. 46. Distribuția maximelor de interferență în cazul unor radiații nemonocromatice (cuprinse între λ și $\lambda + \Delta\lambda$).

Curba plină corespunde distribuției iluminării produse de lungimea de undă λ ; A este maximum de ordinul m , G — maximum de ordinul $(m + 1)$. B, C, D... Sînt maxime de ordinul m corespunzătoare lungimilor de undă cuprinse în intervalul de la λ la $\lambda + \Delta\lambda$.

Obținerea luminii nemonocromatice se poate realiza cu ajutorul unui filtru optic sau unui aparat spectral. Este posibil să se observe interferență dacă monocromatorul este așezat înaintea dispozitivului interferențial sau după el. În primul caz se micșorează intervalul spectral ($\Delta\lambda$) al luminii care suferă fenomenul de interferență, iar în cel de-al doilea caz, fiind monocromatorul, se obține

o figură de interferență obținută, undele parazite, așa încît, la recepție (ochi, placă fotografică) ajunge o figură de interferență simplificată și distinctă. Rolul unui asemenea „monocromator” îl poate îndeplini și ochiul, în mod direct, grație capacității sale selective în ceea ce privește deosebirea culorilor; făcînd observațiile cu ochiul, se pot distinge, ușor, maximum de o culoare, de maximele de altă culoare. Totuși, această capacitate selectivă a ochiului este și ea limitată, deși depășește pe aceea a majorității receptoarelor fizice (element fotoelectric, placă fotografică și altele atît mai mult pe aceea a unui termoelement perfect neutru). Deosebit de dificilă pentru ochi este distingerea nuanțelor atunci cînd există o trecere continuă între ele. În aceste condiții ochiul distinge cu greu o deosebire, dacă λ variază cu mai puțin decît cîteva zeci (sau o sută) angströmi¹⁾. Înarmînd ochiul cu un filtru optic îngust sau cu un spectroscop, se poate observa interferența în cazul unei diferențe de drum mai mari.

CAPITOLUL V

UNDE STAȚIONARE

§ 22. Formarea undelor staționare

După cum s-a spus mai sus, condiția necesară pentru obținerea unei figuri de interferență stabile este existența a două unde coerente care se suprapun. Metoda de obținere a două unde coerente, propusă de Fresnel, consistă în descompunerea în două a unei incidente, folosind un dispozitiv oarecare. O metodă simplă de suprapunere a două unde coerente, care duce la un caz destul de interesant și important de interferență, consistă în reflexia unei unde care cade normal pe un perete; unda reflectată se propagă, în acest caz, prin aceleași porțiuni ale mediului, deplasîndu-se însă în sens contrar. Figura de interferență care se obține în acest caz, depinde de diferența de fază a celor două unde (incidentă și reflectată). Condițiile de interferență pe care trebuie să le îndeplinească undele, incidentă și reflectată, sînt asemănătoare pentru unde de tipuri diferite. Ele se analizează în amănunt în cadrul cursurilor de mecanică și acustică. Un fapt esențial este că în timpul procesului de reflexie, trebuie să aibă loc o schimbare a fazei unei unde. De aceea, dacă ecuația unei incidente este:

$$s_1 = a \sin(\omega t + kx), \quad (22.1)$$

atunci pentru unda reflectată în punctul $x = 0$, avem:

$$s_2 = a \sin(\omega t - kx + \delta), \quad (22.2)$$

¹⁾ Rayleigh afirma că el este capabil să distingă nuanțele corespunzătoare celor două componente ale liniei galbene a sodiului, care diferă între ele cu 6 Å. Probabil că aceasta este sensibilitatea limită a ochiului față de nuanțe, sensibilitate care se manifestă la observarea simultană a două intervale spectrale apropiate însă distente. La observarea unei porțiuni continue deosebirea culorilor este mult mai dificilă.

unde ca de obicei, $\omega = \frac{2\pi}{T}$ și $k = \frac{2\pi}{\lambda}$. Schimbarea de semn care intervine în punctul x corespunde schimbării sensului de propagare, iar δ înseamnă schimbarea fazei datorită reflexiei. Unda rezultată va fi de forma:

$$s = s_1 + s_2 = 2a \cos\left(kx - \frac{\delta}{2}\right) \sin\left(\omega t + \frac{\delta}{2}\right). \quad (2)$$

Formula (22.3) arată că amplitudinea vibrațiilor este egală, $2a \cos\left(kx - \frac{\delta}{2}\right)$, adică este diferită pentru diversele puncte ale mediului, dificindu-se de la un punct la altul după o lege simplă armonică. Termenul care exprimă variația periodică în timp, $\sin\left(\omega t + \frac{\delta}{2}\right)$, nu depinde de x .

ordonată cu alte cuvinte *vibrațiile tuturor punctelor mediului se fac în faza*. Undele de asemenea tip, la care toate punctele au o aceeași fază în orice moment de timp, se numesc *unde staționare*¹⁾.

Din formula (22.3) rezultă că într-o undă staționară există o serie de puncte cărora le corespunde o amplitudine nulă. Aceste puncte se determină din condiția $kx - \frac{\delta}{2} = n\frac{\pi}{2}$, unde $n = 1, 3, 5, \dots$ este un număr

impar. După cum se vede, aceste puncte sînt situate la distanța de jumătate de lungime de undă unul de celălalt și se numesc puncte nodale sau *ventre* ale undei staționare. La mijloc, între ele, se situează punctele corespunzătoare valorilor maxime ale amplitudinii, anume valorilor $2a$. Aceste puncte se numesc *ventre*. Ele se determină din condiția $kx - \frac{\delta}{2} = n\frac{\pi}{2}$, unde $n = 0, 2, 4, \dots$ este un număr par. În ceea ce privește mărimea δ care determină schimbarea de fază la reflexie, trebuie să avem în vedere următoarele cazuri: unda progresivă (electromagnetică, elastică etc.) reprezintă, de fapt, o undă corespunzătoare celor două părți din care este formată energia staționară (energia electrică și magnetică, cea potențială și cinetică).

În cazul unei unde electromagnetice progresivă direcțiile celor doi vectori \vec{E} și \vec{H} sînt întotdeauna perpendiculare între ele și perpendiculară pe direcția de propagare \vec{v} . În cazul unei unde staționare, direcțiile vectorilor \vec{E} și \vec{H} sînt perpendiculare între ele și perpendiculară pe direcția de propagare \vec{v} . În cazul unei unde staționare, direcțiile vectorilor \vec{E} și \vec{H} sînt perpendiculare între ele și perpendiculară pe direcția de propagare \vec{v} .

¹⁾ Faptul că amplitudinea se exprimă cu ajutorul funcției armonice

$$2a \cos\left(kx - \frac{\delta}{2}\right) = 2a \cos\left(2\pi \frac{x}{\lambda} - \frac{\delta}{2}\right),$$

arată că *semnul* amplitudinii rămîne neschimbat în limitele unei jumătăți de undă și se schimbă atunci cînd x variază cu $\frac{\lambda}{2}$, adică atunci cînd se trece de la o jumătate de undă la alta.

Cu alte cuvinte, cînd în limitele unei jumătăți de lungime de undă, valorile lui s sînt pozitive, în limitele jumătății vecine, ele sînt negative. Dacă s-ar fi vorba de o undă progresivă, amplitudinea ca fiind o mărime esențialmente pozitivă, lucru care se face de multe ori în fizică, menționat s-ar fi putut exprima afirmînd că faza vibrației rămîne constantă în limitele unei jumătăți de lungime de undă și se schimbă cu π cînd se trece de la o jumătate de undă la alta. Această nouă formulare se poate privi, de asemenea, ca o definiție a undei staționare.

În fiecare moment într-un anumit fel de direcția de propagare (\vec{v}), urmînd un sistem dextrogir (v. fig. 6). Condiția necesară reflexiei, adică schimbării sensului de propagare cu 180° , nu este altceva decît apariția între cei doi vectori a unei diferențe de fază de $\pm \pi$. Într-adevăr, într-o undă progresivă, apărută în urma reflexiei, vectorii \vec{E} , \vec{H} și \vec{v} trebuie să formeze

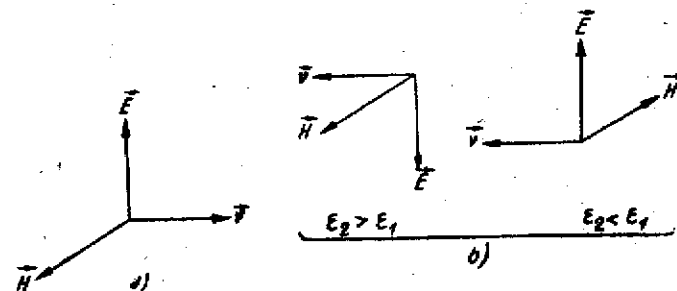


Fig. 47. Orientarea vectorilor \vec{E} , \vec{H} și \vec{v} în unda incidentă (a) și cea reflectată (b).

din nou un sistem dextrogir, cum însă cu această ocazie s-a schimbat sensul lui \vec{v} , unul din vectorii \vec{E} sau \vec{H} trebuie și el să-și schimbe sensul printr-un salt, în comparație cu cel de al doilea vector, adică să capete o schimbare suplimentară de fază π sau, cum se obișnuiește să se spună, să piardă o semiundă. În funcție de condițiile existente la suprafața pe care are loc reflexia, această pierdere o va suferi — unul sau celălalt vector. Această problemă se va analiza mai amănunțit în cazul undelor electromagnetice (de lumină) în cadrul capitolului XXII. Deocamdată, se va menționa că în cazul undelor electromagnetice, $\delta = 0$, pentru vectorul magnetic și $\delta = \pi$, pentru vectorul electric, dacă constanta dielectrică ϵ_2 a celui de-al doilea mediu este mai mare decît constanta dielectrică ϵ_1 a primului, cu

alte cuvinte dacă $\epsilon_2 > \epsilon_1$. Dimpotrivă, dacă $\epsilon_2 < \epsilon_1$, reflexia este însoțită de pierderea unei jumătăți de undă pentru vectorul magnetic, în timp ce vectorul electric își păstrează faza neschimbată (fig. 47). Această schimbare în ce privește δ duce la faptul că nodurile unuia din vectori coincid cu ventrele celuilalt, așa cum este arătat în fig. 48.



Fig. 48. Undă electromagnetică staționară: nodurile și ventrele vectorului \vec{E} sînt deplasate cu un sfert de lungime de undă față de nodurile și ventrele vectorului \vec{H} .

Din studiul termenului $\sin\left(\omega t + \frac{\delta}{2}\right)$ se poate vedea ușor că no-

mentele de trecere prin maxim, ale vectorului \vec{E} și ale vectorului \vec{H} , diferă, între ele, cu un sfert de perioadă (v. fig. 48).

Aceste particularități ale unei staționare duc la aceea că, în cazul ei nu este o mișcare continuă a energiei după direcția de propagare a undei, ca în cazul undelor progresive; energia unei unde staționare este localizată, trecând din regiunea ventrului pentru \vec{E} (unde ea are o formă electrică) la regiunea ventrului pentru \vec{H} (adică se transformă în energie magnetică) și invers. În felul acesta, în locul unei scurgeri a energiei au loc vibrații ale ei, care însoțesc trecerea energiei dintr-o formă în alta. Acest fapt a și dus la alegerea termenului de „undă staționară”.

Fenomenul de unde staționare se poate observa, bineînțeles, nu numai în cazul reflexiei undelor, ci ori de câte ori două unde coerente, de o aceeași amplitudine, se propagă una spre cealaltă. Cea mai simplă metodă practică de realizare a acestei condiții este reflexia unei.

§ 23. Unde staționare de lumină. Experiențele lui Wiener

Din cele expuse mai sus rezultă că, în funcție de condițiile de experiență se pot prevedea locurile în care se vor așeza nodurile câmpurilor electric și magnetic. Grație acestui fapt se poate rezolva, experimental problema, care din cei doi vectori care formează unda de lumină, electric sau magnetic, exercită o acțiune directă asupra majorității aparatelor folosite pentru constatarea acțiunii luminii (ochiul, placa fotografică, ecranul fluorescent, elementul fotoelectric etc.).

O experiență corespunzătoare, pentru studiul acțiunii asupra emulsiei fotografice, a fost efectuată de către Wiener (1890). Ideea lui Wiener se înțelege ușor dacă ne imaginăm următoarea experiență. Să ne închipuim un strat de emulsie fotografică aplicat pe o suprafață metalică reflectătoare. Lumina (aproximativ) monocromatică și care cade normal pe oglindă, străbătând emulsia, dă un sistem de unde staționare; nodul cel mai apropiat de oglindă (primul) al câmpului electric se va situa pe suprafața oglinzii, deoarece în cazul reflexiei pe un metal vectorul electric este acela care își schimbă faza; primul nod al câmpului magnetic se va situa la o distanță de un sfert de lungime de undă de ea. De-a lungul grosimii emulsiei fotografice, câmpul unei de lumină va prezenta un sistem de noduri și ventre ale câmpurilor, electric și magnetic, cu trecerile corespunzătoare de la noduri la ventre.

Acțiunea fotografică este legată de acțiunea câmpurilor electromagnetice asupra bromurii de argint, care constituie componenta sensibilă la lumină a emulsiei fotografice. Având în vedere caracterul stratificat al distribuției câmpurilor și descompunerea bromurii de argint trebuie să se facă stratificat; maximul de descompunere (de înnegrire a plăcii) trebuie să apară în straturile corespunzătoare valorilor maxime ale câmpurilor. În același timp dacă acțiunea fotografică este condiționată de câmpul electric este clar că la suprafața oglinzii nu va fi o descompunere a bromurii de argint și primul strat negru trebuie să se formeze la o distanță de un sfert

de undă de suprafața oglinzii și apoi după fiecare jumătate de undă. Dacă însă câmpul magnetic joacă rolul hotărîtor, atunci primul strat de argint descompus trebuie să se situeze în regiunea primului ventru al său, adică la suprafața oglinzii.

Experiența consistă în stabilirea distribuției straturilor de argint descompus în grosimea emulsiei. Wiener a evitat dificultatea unei asemenea observații, legată de distanțele mici dintre ventre și noduri, utilizînd metoda „micii înclinări”, indicată pentru prima oară de către Newton (v. § 28). Wiener obținea în aer un sistem de unde staționare prin reflexia luminii monocromatice pe o oglindă metalică. În fig. 49, care reprezintă schema unei asemenea experiențe, este arătată poziția unui strat fotografic foarte subțire (circa $1/20 \lambda$), formînd un unghi mic φ cu suprafața oglinzii MM . Placa de sticlă pe care s-a depus stratul fotosensibil nu este arătată în figură. Stratul fotosensibil intersectează planele ventrale, ale unuia sau ale celuilalt cîmp, după niște drepte paralele. Urma acestora este reprezentată

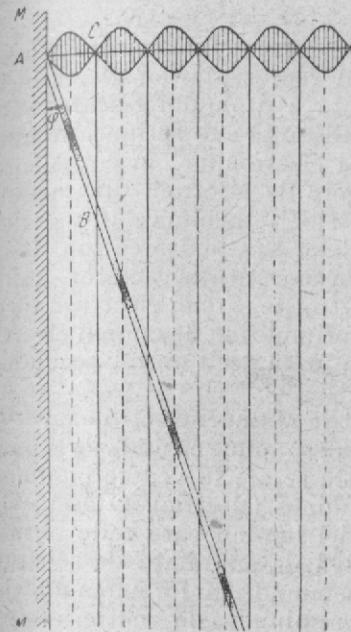


Fig. 49. Schema experienței lui Wiener: precipitarea argintului se face în dreptul ventrelor vectorului E .

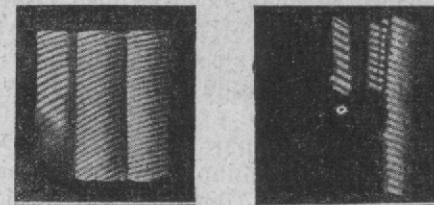


Fig. 50. Reproducerea uneia din fotografiile obținute de Wiener.

în figură sub forma unor pete negre. După cum se vede, distanța AB dintre aceste drepte, considerată de-a lungul suprafeței plăcii este

$$AB = \frac{AC}{\sin \varphi} = \frac{\lambda/2}{\sin \varphi}.$$

Dacă φ este suficient de mic, atunci distanța dintre porțiunile înnegrite devine suficient de mare. În experiențele lui Wiener φ se lua aproximativ de $1'$, așa încît $AB \approx 1-2$ mm. În aceste condiții se poate observa că prima fișie întunecată nu coincide cu oglinda, ci se situează la o distanță egală cu un sfert de lungime de undă ¹⁾. Figura 50 reproduce una din fotografiile lui Wiener.

¹⁾ Determinări ale poziției fișii întunecate s-au făcut după metoda inelelor lui Newton (v. § 28).

Experiența lui Wiener, reprezentând prima realizare a undelor de lumină staționare, a arătat de asemenea că acțiunea fotografică a unei de lumină este legată de câmpul ei electric. Ulterior, Drude și Nernst (1892) au repetat experiența lui Wiener înlocuind stratul fotografic printr-o peliculă subțire de substanță fluorescentă; ei au constatat, de asemenea, că maximul de acțiune se situează în regiunea ventrelor câmpului electric. O experiență analogă a fost realizată de către Ives (1933) folosind un strat fotoelectric; și în acest caz, după cum era de așteptat, efectul s-a dovedit a fi condiționat de câmpul electric.

Rezultatele tuturor experiențelor descrise, precum și ale altora analoge, se înțeleg ușor, din punctul de vedere al reprezentărilor electronice. Electronii reprezintă o componentă importantă a atomului oricărei substanțe. Majoritatea proceselor care au loc în substanță sub acțiunea luminii sînt legate de acțiunea care se exercită asupra electronilor; în cazul fenomenelor de efect fotoelectric are loc o smulgere de electroni din metalul iluminat; în cazul fluorescenței sau al proceselor fotochimice (fotografia, vederea) are loc excitarea atomilor și moleculelor sau ionizarea lor, adică tot o acțiune asupra electronilor care intră în constituția acestor atomi și molecule. Cum electronii nu sînt altceva decît niște sarcini electrice, forța care acționează asupra lor este determinată în primul rînd de câmpul electric al unde electromagnetice. Câmpul magnetic nu joacă decît un rol secundar, acțiunea lui nemanifestîndu-se direct aproape de loc.

Avînd în vedere cele expuse, câmpul electric al unde electromagnetice este numit de multe ori *cîmp luminos*. Atunci cînd se spune că unda de lumină a pierdut prin reflexie o semiundă, prin aceasta se are în vedere pierderea unei jumătăți de undă suferită de cîmpul luminos (electric). O asemenea pierdere are loc, de exemplu, în cazul reflexiei luminii care cade normal pe suprafața de separare aer-sticlă. Dimpotrivă, la suprafața de separare sticlă-aer cîmpul luminos (electric) nu pierde o semiundă, iar formarea undelor staționare are loc datorită pierderii unei semiunde de către cîmpul magnetic.

§ 24. Fotografia în culori

Utilizînd fenomenul de formare a undelor staționare în interiorul unei emulsii fotografice, Lippmann (1891) a propus următoarea metodă pentru fotografiere în culori naturale. Placa acoperită cu un strat gros de emulsie se așază în așa fel încît emulsia atinge suprafața unei oglinzi de mercur. Imaginea spectrului se proiectează normal pe placă, lumina se reflectă pe oglindă și se formează unde staționare; în dreptul ventrelor câmpului electric are loc o descompunere maximă a bromurii de argint (fig. 51 — schema experienței, fig. 52 — secțiune prin emulsie). După dezvoltare se constată că emulsia este secționată în grosime într-o serie de straturi prin pelicule foarte subțiri de argint metalic; distanța dintre acestea este egală cu jumătatea de undă a culorii care a acționat asupra porțiunii respective a plăcii.

Să privim acum placa fotografică obținută după metoda de mai sus, iluminînd-o cu lumină naturală sub același unghi sub care s-a făcut impresiunea ei. Pe prima peliculă subțire de argint, se va reflecta o cantitate mică de lumină; restul va pătrunde mai departe, fiind reflectat de cea de-a doua, a treia peliculă etc. Diferența de drum dintre toate fasciculele reflectate de diferitele pelicule va fi egală cu dublul distanței dintre pelicule; ea este egală cu λ_1 pentru acea regiune în care peliculele se găsesc la

distanță $\frac{\lambda_1}{2}$, adică unde a acționat lumina de lungime de undă λ_1 . Fasciculele reflectate de această regiune, interferînd, vor da un maxim pentru lumina de lungime de undă λ_1 . Dimpotrivă pentru oricare altă lungime

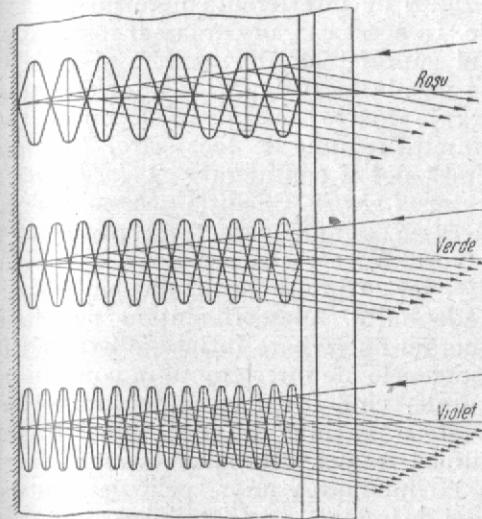


Fig. 51. Schemă care explică metoda fotografiei în culori, după Lippmann.

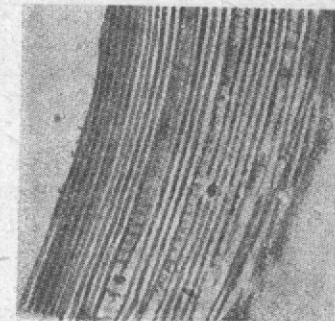


Fig. 52. Secțiune printr-o emulsie prelucrată după metoda Lippmann.

de undă λ se va găsi un număr de straturi m care va da o diferență de drum egală cu un multiplu *impar* al jumătății de undă $\frac{\lambda}{2}$. Valoarea corespunzătoare a lui m se determină din condiția $m\lambda_1 = (2p + 1) \frac{\lambda}{2}$.

În felul acesta, o rază de lungime de undă λ , reflectată de primul strat va fi slăbită de raza reflectată de stratul al $(m + 1)$ -lea; raza reflectată de stratul al doilea va fi anulată de raza reflectată de stratul al $(m + 2)$ -lea etc. Prin urmare, în lumină reflectată această culoare λ va fi mai puțin sau mai puțin eliminată. În consecință, placa fotografică preparată după metoda indicată, capătă proprietatea de a reflecta selectiv razele luminoase, dînd în lumină reflectată acea distribuție a culorilor care a existat la impresiunea; această placă ne dă posibilitatea să vedem, în lumină reflectată, imaginea unui obiect în culori naturale. Mecanismul procesului care are loc devine foarte clar dacă studiem procesul de reflexie după metoda indicată în § 52.

Dezvoltarea tehnică actuală a fotografiei în culori a mers pe un alt drum. În această metodă se utilizează principiul filtrelor optice, în care scop în emulsia plăcii fotografice se introduc coloranții corespunzători.

CAPITOLUL VI

LOCALIZAREA FRANJELOR DE INTERFERENȚĂ

§ 25. Culorile lamelor subțiri

După cum s-a arătat în § 17, figuri de interferență nete nu se obțin decât în cazul unor izvoare punctuale. În acest caz, oricare ar fi fost poziția ecranului care intersectează sistemul suprafețelor de maxime și minime,

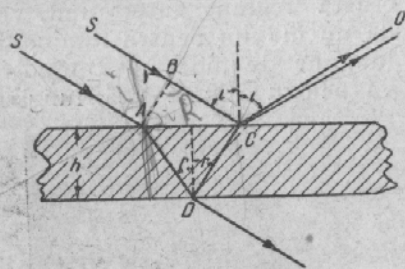


Fig. 53. Formarea diferenței de drum prin reflexia pe fețele anterioară și posterioară ale unei lame.

se va obține o figură de interferență cu franje foarte distincte; ele nu au o anumită regiune de localizare, în consecință pot fi considerate ca localizate în întregul spațiu. Condiția necesară pentru aceasta, anume caracterul punctual al izvorului, se realizează doar aproximativ, iar în multe cazuri nici nu poate fi îndeplinită. Adeseori sîntem nevoiți să lucrăm cu izvoare întinse, observînd fenomenele de interferență în condiții naturale, cînd drept izvor de lumină servește o porțiune din cer, adică lumina difuză a zilei. Cel mai frecvent și foarte important caz de acest gen, are loc la iluminarea unor pelicule transparente subțiri, cînd descompunerea unei de lumină, necesară pentru apariția a două fascicule coerente se realizează datorită reflexiei luminii pe fața anterioară și pe cea posterioară a peliculei.

Acest fenomen, cunoscut sub numele de culorile lamelor subțiri se observă ușor pe pelicule de săpun (balonașe de săpun), pe pelicule foarte fine de ulei (petrol), care plutesc pe suprafața apei (de exemplu, în apropierea vapoarelor), pe peliculele oxizilor transparenti, întîlniți deseori pe suprafața sticlelor vechi sau pe metale (cu ocazia călirii obiectelor de oțel lustruite) etc.

Cînd pe o asemenea peliculă cade lumina (de lungime de undă λ), ea se reflectă parțial pe prima suprafață, parțial pătrunde în interior, reflectîndu-se din nou pe suprafața a doua. În felul acesta, se poate realiza întîlnirea a două unde coerente cu o oarecare diferență de drum. O parte din undă merge pe drumul $SADCO$ (fig. 53), iar alta pe drumul SCO . În funcție de diferența de fază căpătată de aceste unde, ele dau, după direcția CO , un efect de interferență sau altul.

Diferența de drum, condiționată de întîrzierea uneia din unde în grosimea peliculei, poate fi calculată fără nici un fel de dificultate. Razele SA și SC din fig. 53, emise de un punct oarecare al izvorului sînt aproape paralele, deoarece dimensiunea AC , pentru o peliculă subțire, este foarte mică în comparație cu distanța pînă la izvor; prin urmare,

$$\delta = (ADC) - (BC) = n \cdot 2AD - n'BC.$$

Aci (ADC) și (BC) sînt drumurile optice, iar n și n' indicii de refracție ai lamei și mediului înconjurător; este clar că

$$BC = AC \sin i = 2AR \sin i = 2h \operatorname{tg} r \sin i,$$

unde $h = RD$ este grosimea lamei, i este unghiul de incidență și r este unghiul de refracție. În baza acestora avem:

$$AD = \frac{h}{\cos r} \text{ și } n' \sin i = n \sin r,$$

așadar,

$$\delta = \frac{2nh}{\cos r} - 2hn' \operatorname{tg} r \sin i = \frac{2hn}{\cos r} (1 - \sin^2 r) = 2hn \cos r. \quad (25.1)$$

În funcție de valorile lui h , n și r se va obține, după direcția studiată, o întărire sau o slăbire reciprocă a celor două raze care interferă. După cum s-a spus mai sus, unghiul dintre razele SA și SC este foarte mic, cu alte cuvinte apertura interferenței este neînsemnată. Ținînd seama de condiția (17.1) aceasta înseamnă că în cazul observării fenomenelor de interferență în pelicule subțiri se poate utiliza un izvor de lumină întins. Asupra acestei probleme se va reveni în paragraful următor.

Se studiază interferența reciprocă a două raze deși, în realitate, are loc o reflexie multiplă pe fiecare dintre suprafețe. În condițiile obișnuite (peliculă de lichid sau lamă de sticlă) aceste reflexii ulterioare dau foarte puțină lumină (cu ocazia fiecărei reflexii se produce o slăbire de aproximativ 20 de ori), și pot fi neglijate în calcule. Totuși, în unele cazuri, contribuția reflexelor ulterioare poate fi apreciabilă și, neținînd seama de ea, se poate comite o eroare grosolană.

De reținut că, la diferența de drum găsită, este necesar să se adauge o corecție. De obicei o lamă subțire nu este altceva decât un strat subțire de o substanță oarecare (sticlă, lichid), înconjurată din două părți de aer. Într-un asemenea caz, în punctul C unde suferă o reflexie la suprafața de separare aer-mediu, iar în punctul D o alta la suprafața de separare mediu-aer. După cum s-a văzut în § 22, deosebirile privind condițiile de reflexie, duc la aceea că, la una din suprafețele de separare, se pierde o semiundă (faza se schimbă cu π), iar la cealaltă, nu. În cazul studiat, unda cîmpului electric își schimbă faza la suprafața superioară și o păstrează la cea inferioară, în timp ce unda cîmpului magnetic se comportă invers (în cazul unui strat de aer dintre două lame de sticlă ar fi avut loc o situație inversă). În orice caz însă, unul din cîmpuri capătă o diferență de fază suplimentară π , cu alte cuvinte diferența de drum calculată mai sus se schimbă cu $\frac{\lambda}{2}$ devenind

$$\delta = 2hn \cos r + \frac{\lambda}{2}.$$

Ținînd seama de aceasta, poziția maximelor și minimelor din figura de interferență, va fi deplasată cu o jumătate de franjă, în comparație cu prevederile

calculului efectuat mai înainte. Corecția de $\frac{\lambda}{2}$, care se aplică formulei, nu modifică raționamentele cu privire la comportarea unei lame subțiri. Acest fenomen poate chiar nici să nu aibă loc, dacă lama subțire este mărginită, sus și jos, de substanțe diferite, alese în mod convenabil (de exemplu, o peliculă de apă pe o suprafață de sticlă). Din această cauză, în raționamentele care vor urma, se va omite, aproape totdeauna, termenul suplimentar $\frac{\lambda}{2}$ și se va exprima diferența de drum doar prin $2hn \cos r$.

Pentru determinarea poziției maximelor și minimelor trebuie însă totdeauna să se aibă în vedere posibilitatea realizării unei diferențe de drum suplimentare, condiționată de deosebirile care intervin în condițiile de reflexie.

Așadar, în cazul iluminării unei lame subțiri cu lumină monocromatică este de așteptat ca diversele porțiuni ale acesteia, și după direcții diferite, să reflecte mai multă sau mai puțină lumină, în funcție de mărimile n , h și r precum și de lungimea de undă λ .

Condiția de obținere a unui maxim sau a unui minim de reflexie (fără să se țină seama de pierderea posibilă a unei semiunde) este :

$$2hn \cos r = k \frac{\lambda}{2} \quad (25.2)$$

unde k este un număr întreg și anume : valorilor pare ale acestuia le corespund maximele, iar celor impare, minimele.

În cazul iluminării cu lumină albă, lumina reflectată va avea o nuanță sau alta în funcție de valorile mărimilor n , h și r .

§ 26. Localizarea figurii de interferență (franje de egală grosime)

În § 25 s-a menționat că, în cazul observării interferenței în lame subțiri, se poate utiliza un izvor întins, fapt care de obicei are loc cu ocazia observărilor în condiții normale (de exemplu, pelicule pe suprafața apei). Rezultatul va depinde numai de condițiile de observare.

Să presupunem că, pentru observare, se strâng razele reflectate, cu ajutorul unei lentile, proiectându-le pe un ecran. Dacă pozițiile lentilei și ecranului sînt alese în așa fel încît pe ecran să se obțină imaginea suprafeței luminoase (izvorul de lumină), nu se va observa nici o figură de interferență.

Într-adevăr, imaginea fiecărei porțiuni a izvorului se obține cu ajutorul unor fascicule largi de raze; razele extreme pentru două puncte ale izvorului S_1 și S_2 sînt reprezentate în fig. 54. Fiecare din aceste două fascicule prezintă totalitatea razelor reflectate de diversele porțiuni ale peliculei, corespunzînd deci diverselor valori ale lui r și h . Dat fiind faptul că grosimea peliculei variază destul de arbitrar de la un punct la altul, este clar că diversele elemente ale fasciculelor largi vor corespunde diverselor valori ale expresiei $2hn \cos r$, așa încît fenomenul de interferență, datorit unuia din elementele unui fascicul larg, se compensează prin acțiunea unui alt element; rezultă că imaginea izvorului nu va prezenta urme de interferență.

rămînînd uniform colorată în cazul luminii monocromatice, sau albă în cazul luminii naturale.

Dacă însă lentila este așezată în așa fel încît pe ecran se proiectează imaginea peliculei însăși, lucrurile se schimbă (fig. 55). Fiecare porțiune a peliculei își formează imaginea pe ecran cu ajutorul unui fascicul larg, concentrat în lentilă; în acest caz însă, diversele elemente ale acestui fascicul sînt formate din raze provenite de la diversele porțiuni ale izvorului și reflectate în același loc al peliculei. Din această cauză, pentru toate perechile în care se împart razele acestui fascicul incident, datorită reflexiei, h va fi același.

Bineînțeles că, în cazul unor valori foarte diferite ale lui r , condiția $2hn \cos r = k \frac{\lambda}{2}$

ar da pentru raze diferite, diferențe de drum diferite și observarea fenomenului de interferență ar deveni imposibilă. Remarcăm însă că deosebirile dintre r nu sînt apreciabile, deoarece de obicei izvorul este depărtat de peliculă, din care cauză condițiile de observare ale interferenței se respectă destul de bine. În felul acesta, în cazul metodei de observație indicată (punerea la punct a suprafeței peliculei) pelicula va fi împetrișată cu franje întunecate și luminoase, în cazul luminii monocromatice sau cu franje colorate în cazul luminii albe. Este clar că pentru toate punctele peliculei pentru care h are aceeași valoare, condițiile de apariție ale unui maxim sau minim sînt aceleași (deosebirile în valorile lui r sînt, după cum s-a spus mai sus, neglijabile).

Din această cauză liniile maxime și minime trec prin puncte corespunzătoare unei aceleiași grosimi și, din această cauză, sînt denumite franje de egală grosime. Fiindcă aceste franje apar clar numai cînd se observă chiar suprafața peliculei, sau în general a unei lame subțiri (ele

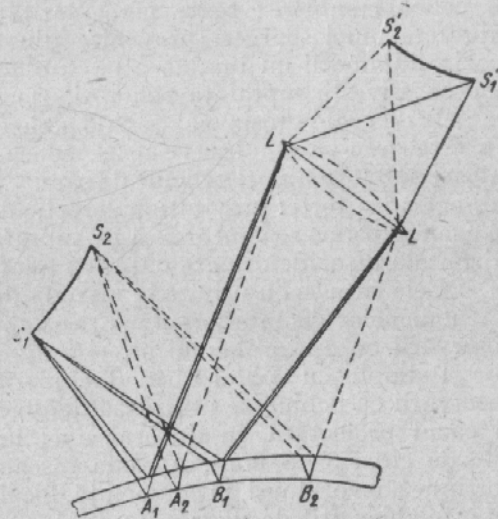


Fig. 54. Localizarea franjelor în interferență. Pe ecran se proiectează imaginea izvorului; franjele de interferență nu se observă.

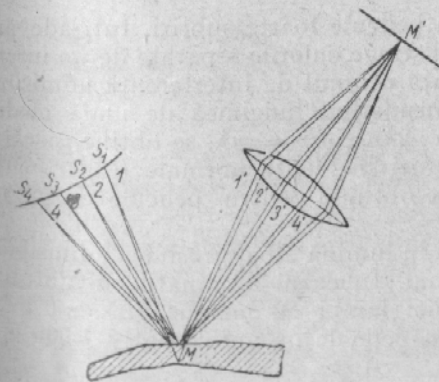


Fig. 55. Localizarea franjelor de interferență. Pe ecran se proiectează imaginea lamei; se observă franje de interferență (franje de egală grosime).

franje de egală grosime. Fiindcă aceste franje apar clar numai cînd se observă chiar suprafața peliculei, sau în general a unei lame subțiri (ele

se prezintă ca și cum ar fi desenate pe suprafața lamei), ele trebuie să fie socotite localizate pe suprafața lamei. Localizarea acestor franje se observă perfect pe o lamă confecționată din colodiu solidificat în formă de peliculă subțire; toate neregularitățile accidentale ale unei asemenea suprafețe, mici scurgeri provenite din turnare și bule de aer, apar cu ocazia iluminării cu lumină albă sub forma unor detalii pestrițe frumoase, când se privește suprafața peliculei. Dacă lama subțire are forma de pană, franjele de egală grosime apar ca o serie de drepte paralele cu muchia penei. Nu este greu să se observe o asemenea figură, dacă se realizează o lamă subțire sub forma unei pelicule de săpun, întinsă pe un cadru așezat vertical sub acțiunea forței gravitaționale pelicula capătă forma de pană și franjele de egală grosime se conturează pe suprafața peliculei sub forma unor drepte orizontale, ușor deformate datorită unor defecte locale ale peliculei.

Cele expuse cu privire la metoda de observare cu ajutorul unei lentile a fenomenelor de interferență într-o lamă subțire, sînt valabile și în cazul observării cu ajutorul unui alt sistem optic, de exemplu cu o lunetă sau pur și simplu cu ochiul liber. Trebuie avut numai în vedere că, în cazul observării cu ochiul, se utilizează de obicei fascicule mult mai înguste decît în cazul proiectării cu ajutorul unei lentile (diametrul pupilei omenestii este de circa 3–5 mm). Aceasta înseamnă că, efectivă este doar o mică porțiune a izvorului și, în consecință, localizarea franjelor, pe suprafața lamei, nu este chiar atît de riguroasă; se observă figura de interferență chiar și în cazul unei acomodări nu prea precise pe suprafața lamei.

§ 27. Grosimea admisibilă a lamelor

Din relația $\Delta\lambda = \frac{\lambda}{m}$ (v. § 21) rezultă că figurile de interferență, în lumină albă, se pot observa doar în pelicule foarte subțiri. Într-adevăr, în cazul observării cu ochiul, se pot distinge culorile separate de un interval $\Delta\lambda \approx 100 \text{ \AA}$ (v. § 21). În consecință ordinul de interferență admisibil nu poate depăși valoarea $m = 50$ (considerînd lungimea de undă medie în lumină albă de 5000 \AA). Din relația $2hn \cos r = m\lambda$, se obține, pentru o lamă de sticlă ($n = 1,5$), în cazul unei incidențe normale ($\cos r = 1$), $h \approx 8 \mu$. Aproximativ aceleași valori se obțin și pentru pelicule de săpun ($n = 1,33$).

În felul acesta, în cazul observării în lumină albă, grosimea admisibilă a peliculelor nu depășește cîtiva microni. În cazul iluminării cu ajutorul liniilor aproape monocromatice ale unei lămpi cu mercur ($\Delta\lambda \approx 0,1 \text{ \AA}$) se pot observa franje de interferență în pelicule de aproximativ 1 000 ori mai groase.

§ 28. Inelele lui Newton

Un interes istoric deosebit îl prezintă cazul de interferență într-o lamă subțire, cunoscut sub numele inelele lui Newton. Acest caz se observă cînd suprafața convexă a unei lentile de curbura mică, este în contact

într-un punct oarecare, cu suprafața plană a unei lame foarte bine polisate, așa încît stratul de aer care rămîne între ele se îngroașă treptat, începînd de la punctul de contact în spre margini. Dacă asupra acestui sistem cade (aproximativ normal pe suprafața lamei) un fascicul de lumină monocromatică, undele de lumină reflectate la limitele, superioară și inferioară, ale acestei pături de aer vor interfera. Se obține următoarea figură de interferență: în punctul de contact apare o pată neagră; ea este înconjurată de o serie de inele luminoase și întunecate concentrice, de lățime din ce în ce mai mică¹⁾.

Dimensiunile și poziția inelelor lui Newton pot fi calculate, cu ușurință, presupunînd că lumina cade normal pe suprafața lamei, așa încît diferența de drum, condiționată de grosimea, δ , a stratului să fie egală cu $2\delta n$, unde n este indicele de refracție al stratului subțire. În cazul aerului n se poate considera egal cu unitatea. Grosimea δ_m , corespunzătoare inelului al m -lea, este legată de raza r_m a acestui inel și de raza de curbură R a lentilei, prin relația

$$\delta_m = \frac{r_m^2}{2R}$$

(v. exercițiul 47).

Luînd în considerare deosebirile dintre condițiile de reflexie pe suprafețele, superioară și inferioară, ale stratului de aer (pierderea unei semiunde) se găsește condiția de formare a inelului întunecat de ordinul m :

$$\Delta_m = 2\delta_m + \frac{\lambda}{2} = (2m + 1) \frac{\lambda}{2}, \quad (28.1)$$

de unde,

$$\delta_m = m \frac{\lambda}{2}, \quad (28.2)$$

și

$$r_m = \sqrt{m\lambda R}, \quad (28.3)$$

unde m este un număr întreg. În particular, $m = 0$ și $r_m = 0$ corespund unui minim (explicarea petei centrale întunecate). Cu cît m este mai mare cu atît diferența ($r_{m+1} - r_m$) dintre razele inelelor vecine este mai mică, cu alte cuvinte inelele devin mai dese. Măsurînd r_m și cunoscînd m și R , se poate determina lungimea de undă λ , efectuînd experiența descrisă. Asemenea determinări sînt destul de precise și se execută cu ușurință.

¹⁾ Explicarea formării inelelor prezenta, în timpul lui Newton, dificultăți mari. Hooke admitea drept cauză a formării inelelor existența a două fascicule reflectate de intensități diferite. Newton a studiat amănunțit fenomenul de formare a inelelor și a stabilit dependența dimensiunilor inelelor de curbura lentilei. Lui Newton îi era clar că în fenomenul descris, se manifestă proprietățile de periodicitate ale razelor de lumină. În legătură cu aceasta el a introdus noțiunea de „crize de reflexie ușoară și de transmisie ușoară”, pe care le suferă particulele de lumină. În această noțiune consistă încercarea de a realiza un compromis între reprezentările ondulatorii și cele corpusculare, încercare caracteristică punctelor de vedere ale lui Newton. Doar cu mult mai tîrziu (1802) Young, introducînd noțiunea de interferență, a dat explicația fenomenului cunoscut sub numele de inelele lui Newton.

Figura de interferență obținută va fi netă doar cînd δ este mic (lamă subțire). Aceasta nu împiedică însă obținerea inelelor de o rază apreciabilă, deoarece $r_m = \sqrt{2R\delta}$, iar R , raza de curbură a lentilei, poate fi luată suficient de mare (de obicei 100—200 cm). Se vede că condiția care ușurează observarea inelelor lui Newton este de a avea o foarte mică înclinare a suprafeței lentilei față de suprafața lamei. O metodă similară a fost utilizată, cu mulți ani mai târziu, de către Wiener. După cum s-a mai spus în § 23, într-una din experiențele care preciza, deosebit de clar, poziția ventrelor și a nodurilor în comparație cu suprafața plăcii, Wiener a utilizat metoda propusă de Newton, obținînd unde staționare în spațiul dintre lentilă și lamă și observînd, după aceea, urmele ventrelor sub forma unor inele concentrice, asemănătoare cu inelele lui Newton.

Dacă lumina incidentă nu este monocromatică, atunci diferitelor valori ale lui λ le corespund r_m diferiți, adică în locul unor inele întunecate și luminoase, apare un sistem de inele colorate. Punînd în formula (28.3) $m = 1$, se găsește domeniul culorilor de primul ordin, pentru $m = 2$ — domeniul de ordinul al doilea, etc. Se poate vedea ușor că maximum violet de ordinul doi ($\lambda = 4000 \text{ \AA}$) coincide cu maximum roșu de ordinul întâi ($\lambda = 8000 \text{ \AA}$), peste maximum roșu de ordinul doi se suprapune maximum violet de ordinul patru precum și cel verde ($\lambda = 5300 \text{ \AA}$) de ordinul trei, etc. Afară de aceasta, dat fiind faptul că fiecare inel are o lărgime apreciabilă, trecînd lent de la maxim spre minim, rezultă că chiar în regiunea primului ordin are loc o apreciabilă suprapunere a unor culori peste altele; fenomenul este și mai pronunțat în cazul unor ordine superioare. În urma acestei suprapuneri apare o succesiune aparte a nuanțelor, care nu seamănă deloc cu succesiunea „culorilor curcubeului”.

Este clar că în lumina transmisă se observă nuanțele complementare celor care se văd în lumina reflectată.

Se prezintă în pag. 95 un tablou prescurtat al culorilor inelelor lui Newton, observate în cazul unei incidențe normale.

În baza celor expuse în § 21, în cazul unor valori suficient de mari ale lui m , suprapunerea culorilor este atît de complicată, încît pentru ochi întreaga figură devine albă, omogenă. Observînd inelele lui Newton cu ajutorul unui filtru optic de bună calitate sau utilizînd un mic spectroscop se poate observa figura de interferență și pentru ordine de interferență relativ mari, cu alte cuvinte se disting și inelele pentru valorile mari ale lui m .

§ 29. Interferența în lame plan-paralele. Franje de egală înclinare

Din condiția $\delta = 2h \cos r$ rezultă că pentru o lamă plan-paralelă (h are aceeași valoare în toate punctele) diferența de drum, depinde de unghiul de incidență al razelor. Dacă se iluminează lama plan-paralelă cu un fascicul de raze monocromatice care cad pe lamă sub unghiuri diferite (de exemplu un fascicul de raze convergente), atunci fiecărei valori a lui r îi va corespunde o diferență de drum proprie. Este clar că toate razele corespunzătoare aceleiași valori a lui r , adică avînd o aceeași înclinare, vor da o aceeași diferență de fază. În felul acesta, maximele și minimele de

Succesiunea culorilor inelelor lui Newton

Lumină reflectată	Lumină transmisă
Ordinul I	
Negru Cenușu albastrui Alb-verzui Galben-deschis Galben aprins Cafeniu gălbui Roșu portocaliu Roșu închis	Alb Alb-cafeniu Cafeniu Violet închis Albastru deschis Albastru cenușiu Albastru verzui Verde-gălbui
Ordinul II	
Purpuriu Azuriu (cer senin) Verde deschis Galben curat Violet închis-roșcat	Verde deschis Portocaliu Purpuriu Indigo Verde
Ordinul III	
Albastru deschis-violet Albastru-verzui Verde strălucitor Roșu carmin Cenușiu-violet	Galben-verzui De culoarea cărnii Violet Verde curat Verde-gălbui
etc.	

interferență se vor situa după direcții corespunzătoare unei aceleiași înclinări a razelor; din această cauză ele se și numesc *franje de egală înclinare*.

Figura 56 arată că razele 1 și 2 care s-au reflectat pe fețele superioară și inferioară ale lamei, vor fi paralele între ele, deoarece lama este plan-paralelă. Din această cauză, fenomenele de interferență se vor observa doar în locurile de întîlnire ale acestora, adică la o distanță suficient de mare de lamă (teoretic, pentru o lamă ideală, la infinit). Așadar franjele de interferență sînt localizate la infinit; și, prin urmare, pentru observarea lor, este necesar să se acomodeze ochiul pentru infinit sau să se strîngă razele care interferă, cu ajutorul unei lentile. Fasciculele paralele 1 și 2 se întîlnesc în focarul O al lentilei L ; tot în acest loc vor ajunge și oricare alte raze, paralele cu SA . Dacă

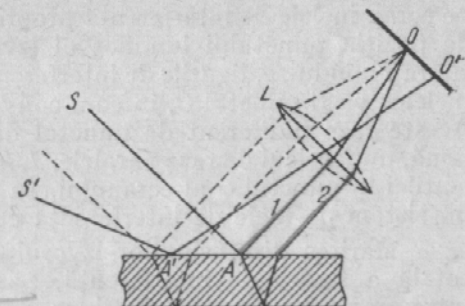


Fig. 56. Localizarea franjelor de interferență. Pe ecranul așezat în planul focal principal al lentilei L , se proiectează liniile de egală înclinare.

ochiul observatorului se găsește în O , întreaga suprafață a lamei plan-paralele i se va părea uniform iluminată. Razele înclinate sub un alt unghi ($S'A'$) dau, în planul focal al lentilei, imaginea într-un alt punct, în care se vor strânge prin urmare razele cu o altă diferență de fază; ochiul, situat în acest punct, va vedea lama iluminată într-un alt fel. Dacă se

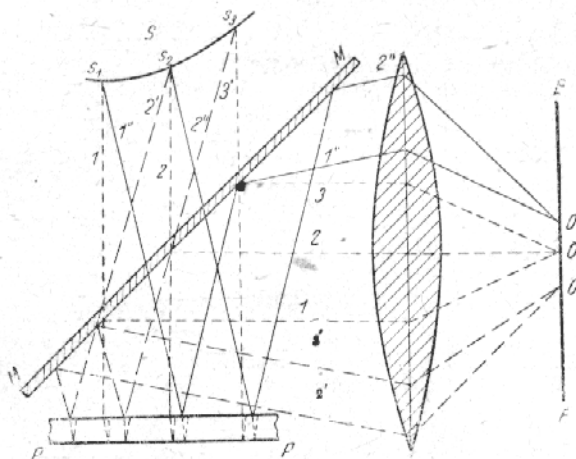


Fig. 57. Dispozitiv pentru observarea inelelor de egală înclinare. Razele reflectate de oglinda de sticlă MM se strâng în planul focal al lentilei LL .

șezat în planul său focal. Fiecare franjă de egală înclinare constituie rezultatul interferenței razelor venite de la izvor sub formă de fascicule paralele. În felul acesta, apertura interferenței este, în acest caz, aproape nulă și prin urmare, dimensiunea izvorului poate fi suficient de mare. Această concluzie rezultă de asemenea din fig. 57.

Razele care pornesc din diversele puncte ale izvorului S_1, S_2, S_3 nu vor fi coerente și fasciculul de raze care pornește din fiecare din aceste puncte, după ce a suferit o serie de reflexii multiple pe lama PP , va da pe ecran inelele de interferență proprii. Poziția acestor inele nu depinde în mod deosebit de poziția punctului luminos al izvorului, ci doar de înclinarea razelor suprapunându-se, figurile de interferență se intensifică. Astfel, centrul tuturor inelelor va fi punctul O , în care converg razele căzute normal pe lama PP . Aceste raze indiferent de punctul din care provin, dau, după reflexia pe lamă, un fascicul de raze paralele, $1, 2, \dots$, care sînt strînse apoi cu ajutorul lentilei în punctul O al ecranului. În planul focal al lentilei LL se formează un sistem de inele de interferență cu centrul în O .

Mărirea dimensiunilor izvorului permite să se mărească intensitatea totală a figurii de interferență, păstrînd claritatea inițială și contrastul între maxime și minime. Desigur, dacă lama PP are o grosime apreciabilă, sistemul de inele poate fi observat doar dacă lumina izvorului este suficient de monocromatică, fapt care a fost, de altfel, exprimat în § 27. Odată cu creșterea grosimii lamei distanța dintre maximele vecine, adică lărgimea

șază în planul focal lentilei L un ecran, vor observa franje de gală înclinare (inele).

O metodă comodă de observare a inelelor de egală înclinare în lumina reflectată este prezentată în fig. 58, unde MM este o oglindă de sticlă, care lasă să treacă o bună parte din razele provenite de la izvorul S spre lama plan-paralelă PP și reflectă o parte din razele care vin dinspre PP îndreptându-le în direcția lentilei LL , care concentrează fasciculele reflectate pe ecranul EE .

franjelor de interferență, devine mai mică. Același lucru se va observa și la trecerea la o lamă de aceeași grosime însă cu un indice de refracție mai mic, de exemplu, dacă se înlocuiește lama de sticlă cu un strat de aer de aceeași grosime.

Toate aceste concluzii se obțin destul de ușor dacă se studiază un izvor punctual și se determină distanța, S_1S_2 , dintre imaginile izvorului pe suprafețele, superioară și inferioară, ale lamei. Dacă lama nu este riguros plan-paralelă, ci are, în diverse regiuni, grosimi diferite, reflexia, în diferitele locuri ale lamei, va da distanțe S_1S_2 întrucîtva diferite. Așadar, franjele de interferență, apărute datorită reflexiei pe porțiuni diferite ale lamei, vor avea o lărgime întrucîtva diferită și, prin urmare, întreaga figură va prezenta un contrast mai redus decît în cazul unei lame riguros plan-paralele.

Dacă franjele de egală înclinare sînt privite cu ochiul acomodat pentru infinit, datorită dimensiunii mici a pupilei, ($3-5$ mm), în centrul cîmpului vizual se va vedea sistemul de inele produs de acțiunea unei mici porțiuni, AOB , din lamă (fig. 58). Deplasînd lama, va acționa o altă porțiune a acesteia. Dacă lama este riguros plan-paralelă, grosimea diverselor porțiuni fiind egală, dimensiunile inelelor rămîn neschimbate în timp ce se deplasează lama. În caz contrar, ele se schimbă, mărindu-se atunci cînd se trece la porțiuni mai subțiri. Această metodă reprezintă una dintre cele mai bune metode de control a paralelismului suprafețelor unei lame. Drept izvor de lumină servește o lampă cu mercur; separînd cu ajutorul unui filtru optic una din liniile spectrului acestei lămpi, de obicei cea verde, se obține un izvor foarte monocromatic ($\Delta\lambda \approx 0,1 \text{ \AA}$), care permite cercetarea unei lame de grosime apreciabilă.

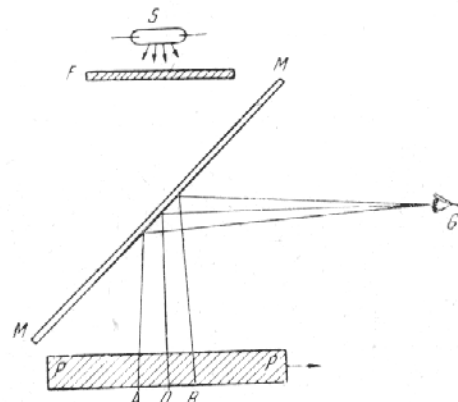


Fig. 58. Metodă interferențială pentru controlul lamelor plan-paralele:

S - lampă cu mercur; F - filtru optic; MM - oglindă de sticlă; PP - lamă de studiat; G - ochiul observatorului.

CAPITOLUL VII

APARATE INTERFERENȚIALE ȘI APLICĂȚILE INTERFERENȚEI

§ 30. Interferometrul Jamin

Să studiem acum un aparat a cărui parte esențială consistă din două blocuri plan-paralele identice de grosime h și indice de refracție n (fig. 59). Căzînd pe primul bloc, o parte din raze se va reflecta pe fața lui anterioară, iar o altă parte, pătrunzînd în sticlă și refractîndu-se, se va reflecta

pe fața posterioară; în felul acesta, din primul bloc vor ieși două fascicule mergând la o oarecare distanță unul de celălalt; fiecare fascicul, căzând pe cel de al doilea bloc, se descompune iarăși și din blocul al doilea vor ieși patru fascicule, însă, în așa fel încît, cel de al doilea se suprapune peste cel de al treilea. Diferența de drum dintre aceste fascicule este (v. § 25):

$$\Delta = 2hn \cos r_1 - 2hn \cos r_2. \quad (30.1)$$

Dacă blocurile sînt așezate paralel, una față de celălalt, adică $r_1 = r_2$ atunci:

$$\Delta = 0. \quad (30.2)$$

Dacă însă blocurile formează un anumit unghi, atunci:

$$\Delta = 2hn (\cos r_1 - \cos r_2). \quad (30.3)$$

Cum r_1 diferă puțin de r_2 , înlocuind $r_1 \approx r_2$ prin r și $(r_2 - r_1)$ prin δr se obține:

$$\Delta = 2hn \sin r \delta r.$$

Fig. 59. Schema interferometrului Jamin.

Folosind în locul unghiului de refracție, r , și a diferenței $\delta r = r_2 - r_1$, expresiile corespunzătoare, în care intervine unghiul de incidență și diferența $\delta i = i_2 - i_1 = \varepsilon$, unde prin ε s-a însemnat unghiul dintre blocuri, se găsește, în baza legii refracției ($n \sin r = \sin i$):

$$\delta r = \frac{\cos i}{n \cos r} \delta i.$$

În condițiile obișnuite, cînd $i \approx 45^\circ$ și $n = 1,5$, se obține:

$$\delta r \approx \frac{1}{2} \delta i = \frac{1}{2} \varepsilon.$$

În felul acesta

$$\Delta = 2hn \sin r \delta r \approx h \sin i \cdot \varepsilon,$$

unde ε este unghiul dintre blocuri.

În cazul iluminării primului bloc cu un fascicul monocromatic de raze paralele se obțin o lumină mai mult sau mai puțin intensă, în funcție de diferența de drum, Δ , a razelor emergente. În cazul iluminării cu lumină albă, lama va părea uniform colorată. În cazul iluminării cu un fascicul divergent, se obține un sistem de franje de interferență corespunzător unui r dat, adică franje de egală înclinare. Se obține un maxim pentru razele ale căror direcții satisfac condiția $\Delta = h \sin i \cdot \varepsilon = m \frac{\lambda}{2}$, unde m este un

număr par. Pentru direcțiile corespunzătoare valorilor impare ale lui m , se vor observa minime. Distanța unghiulară dintre franje se determină prin

variația unghiului i cu mărimea Δi , pentru care diferența de drum variază cu λ , adică

$$h \cos i \cdot \varepsilon \Delta i = \lambda \text{ sau } \Delta i = \frac{\lambda}{h \cos i \cdot \varepsilon}.$$

Rezultă că distanța dintre franje crește odată cu creșterea lungimii de undă și cu micșorarea unghiului dintre lame. Diferența interfranjelor, corespunzătoare diverselor lungimi de undă este foarte mică pentru primele ordine

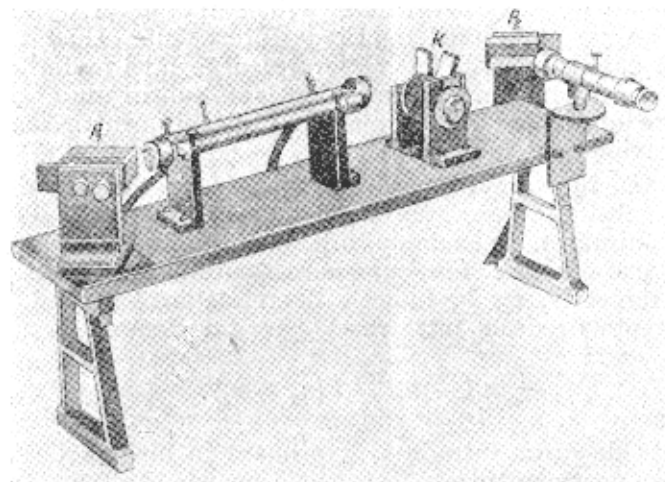


Fig. 60. Interferometrul Jamin (vedere generală): P_1, P_2 - blocurile interferometrului; K - compensator.

de interferență, adică pentru interferențe corespunzătoare unor diferențe de drum 1, 2, 3, ..., lungimi de undă; odată cu creșterea ordinului de interferență, această diferență devine apreciabilă. De aceea, franja centrală, corespunzătoare diferenței de drum nule, pare albă, iar locurile minime învecinate negre, adică locurile primelor minime, practic, coincid pentru toate lungimile de undă (culorile); franjele corespunzătoare unor diferențe de drum mari, apar colorate deoarece minimul unei lungimi de undă coincide cu maximum corespunzător altor lungimi de undă.

Aparatul bazat pe principiul descris poartă numele de interferometrul Jamin (fig. 60) și se realizează cu ajutorul a două blocuri plan-paralele de bună calitate, confecționate din sticlă omogenă, groasă, montate pe un suport masiv. Pentru a putea așeza aparatul în așa fel încît blocurile să fie paralele, există șuruburi speciale de reglaj. Blocurile interferometrului Jamin se așază de obicei aproape paralel, așa încît se observă o interferență de un ordin relativ mic (cu o diferență de drum mică). Blocurile se fac groase (20 mm sau chiar mai mult) în scopul de a depărta pe cît mai mult

fasciculele 1 și 2, prin aceasta asigurându-se posibilitatea modificării condițiilor de-a lungul drumului uneia din raze, fără să se atingă cealaltă (v. mai jos).

Același scop (separarea fasciculelor 1 și 2) poate fi atins înlocuind fiecare din blocurile groase prin două lame subțiri ale căror suprafețe reflectoare sînt metalizate. Aceste lame se așază în locul fețelor, anterioară și posterioară, ale lamei groase. Lama anterioară se acoperă cu un strat metalic semitransparent, iar cea posterioară cu un strat gros cît mai perfect reflector. Cu alte cuvinte, se obține „o lamă groasă de aer”. Un asemenea dispozitiv a fost folosit de către D.S. Rojdestvenski în scopul de a micșora influența dăunătoare a încălzirii lente a blocurilor masive, fenomen care influențează asupra stabilității figurii de interferență. Un alt avantaj al dispozitivului descris consistă în micșorarea absorbției radiațiilor ultraviolete în grosimea lamelor. Confectionînd lame subțiri din cuarț sau fluorină, se poate obține un interferometru utilizabil pentru măsurători în regiunea ultravioletului îndepărtat.

Să așezăm, în drumul uneia din razele interferometrului Jamin, un strat dintr-o substanță oarecare, cu un indice de refracție diferit de cel al aerului înconjurător, de exemplu, o lamă subțire de sticlă sau mica, sau o coloană de gaz oarecare. Fie l grosimea stratului introdus și n_2 indicele de refracție respectiv, iar n_1 indicele de refracție al aerului. În această situație, diferența de drum între razele care interferă se va schimba cu

$$\delta = n_2 l - n_1 l = l(n_2 - n_1).$$

Dacă diferența de drum introdusă, exprimată în lungimi de undă, λ , ale luminii monocromatice utilizate, este egală cu $m\lambda$, atunci întreaga figură de interferență se va deplasa cu m franje, unde m poate fi și un număr fracționar. Măsurînd această deplasare, se găsește valoarea lui m . Experimentele arată că o deplasare de $1/10$ franjă ($m = 1/10$) se observă suficient de precis și cu ușurință.

Utilizînd relația $l(n_2 - n_1) = m\lambda$ și determinînd valoarea lui m se poate calcula $\Delta n = n_2 - n_1$, variația indicelui de refracție al substanței în noua situație. Valoarea lui l poate fi luată destul de mare (de exemplu, 10 cm) așa încît pentru $\lambda = 5 \cdot 10^{-5}$ cm = 5000 \AA variația Δn care se observă poate fi doar de o jumătate de milionime. Cu ajutorul unor instalații speciale s-au putut observa variații mult mai mici ale indicelui de refracție.

În felul acesta, interferometrul Jamin poate fi folosit pentru determinarea unor variații neglijabile ale indicelui de refracție, de exemplu, în ocazia modificării temperaturii gazului, sau în cazul adăugării unor impurități. Din această cauză, de multe ori, acest dispozitiv este denumit *refractometru interferențial*. După cum s-a arătat mai sus, el este foarte sensibil la variații neglijabile ale indicelui de refracție. Determinarea valorii absolute a indicelui de refracție, cu ajutorul acestui aparat, este însă dificilă. De obicei, aparatul este folosit pentru a compara gazul de studiat cu un alt gaz bine studiat, de exemplu, aerul.

§ 31. Interferometrul Michelson

Există un număr destul de mare de aparate care realizează condițiile necesare pentru obținerea figurilor de interferență. Unul din aparatele de acest gen este interferometrul Michelson, care a jucat un rol uriaș în istoria științei (v. § 121).

Schema principală a interferometrului Michelson este prezentată în fig. 61. Un fascicul provenit de la izvorul L cade pe o lamă P_1 , acoperită cu un strat subțire de argint. Grosimea stratului de argint este aleasă astfel ca intensitatea luminii reflectate să fie egală cu cea a luminii transmise prin lamă. Raza AB , care a străbătut lama P_1 se reflectă pe oglinda S_1 și, căzînd din nou pe lama P_1 , parțial trece prin aceasta și parțial se reflectă după direcția AO . Raza AC se reflectă pe oglinda S_2 și, căzînd pe lama P_1 , trece parțial îndreptîndu-se, de asemenea, în direcția AO . Cum ambele unde 1 și 2, care se propagă după direcția AO , reprezintă o undă descompusă, provenită din izvorul L , ele sînt coerente și pot interfera. Deoarece raza 2 traversează lama P_1 de trei ori, iar raza 1 o singură dată, în mersul acesteia se așază o lamă P_2 , identică cu P_1 pentru a compensa diferența de drum suplimentară.

Figura de interferență care se obține va fi evident corespunzătoare interferenței într-o lamă de aer formată de oglinda S_2 și imaginea virtuală S_1' a oglinzii S_1 în lama P_1 . Dacă S_1 și S_2 sînt așezate în așa fel încît lama de aer, despre care s-a vorbit, este plan-paralelă, atunci figura de interferență care se observă, va apărea ca fiind formată din franje de egală înclinare (inele circulare), localizate la infinit. Observarea lor este posibilă cu ochiul acomodat pentru infinit (sau cu o lunetă aranjată pentru infinit, sau pe un ecran situat în planul focal al unei lentile).

Bineînțeles că se poate folosi și un izvor întins (v. § 17). Cu cît distanțele AC și AB diferă mai mult între ele, cu atît lama de aer echivalentă este mai groasă. Dacă, deplasînd una din oglinzi paralel cu ea însăși, grosimea acestei lame crește, diametrul inelelor de interferență crește și inelele ieșind din centru, se deplasează spre margini. În cazul mișcării inverse a oglinzii inelele se concentrează spre centru. Este clar că deplasarea oglinzii cu un sfert de undă va corespunde unei treceri de la maxim la minim, adică unei deplasări cu o jumătate de inel.

Deplasarea oglinzii se realizează cu ajutorul unui șurub micrometric, care deplasează oglinda cu ajutorul unor săniuțe speciale. Dat fiind faptul

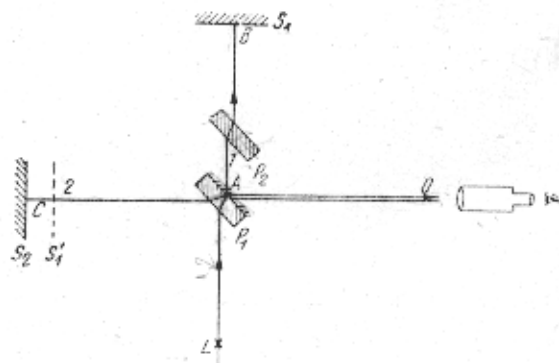


Fig. 61. Schema interferometrului Michelson: S_1 și S_2 - oglinzi; P_1 - lamă separatoare, P_2 - lamă compensatoare.

că în interferometrele Michelson mari (fig. 62), deplasarea oglinzii, paralel cu ea însăși, trebuie făcută pe distanțe de câteva zeci de centimetri, se înțelege de la sine că însușirile mecanice ale acestui aparat trebuie să fie excepționale.

Pentru a asigura o poziție corectă a oglinzilor, acestea sînt echipate cu șuruburi de reglaj. Deseori oglinzile se fixează în așa fel încît lama de

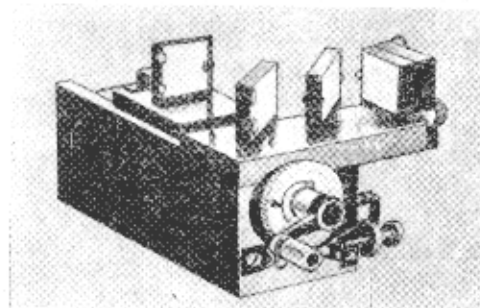


Fig. 62. Interferometrul Michelson (vedere generală).

aer echivalentă are forma unei pene. În acest caz, se observă franje de interferență de egală grosime, care se așază paralel cu muchia penei de aer. În cazul unor distanțe mari între oglinzi, diferența de drum dintre razele care interferă poate atinge valori uriașe (peste un milion), așa încît se vor observa franje de ordinul milionului. Se înțelege că în acest caz sînt necesare izvoare de lumină cu un grad de monocromatism foarte ridicat. V. P. Linnik a construit un „microinterferometru” care nu este altceva decît un mic interferometru Michelson, adaptabil la un microscop obișnuit. Acest aparat permite să se observe și să se măsoare cele mai mici neregularități ale unor suprafețe și poate servi pentru studiul calității suprafețelor.

§ 32. Aparate interferențiale cu unde multiplu fragmentate

Pînă acum s-au considerat numai două raze care interferă, situație care se prezintă cînd se întîlnesc doar două unde cu o anumită diferență de fază. În acest caz trecerea de la un maxim la un minim se făcea lent, urmînd legea (15.3) (v. fig. 35).

Însă, în cazul unei lame plan-paralele trebuie să se țină seama de reflexia multiplă, deoarece toate fasciculele coerente secundare vor fi paralele între ele și vor interfera, dînd franje de egală înclinare, localizate la infinit.

Diferența de drum a două raze vecine care au ieșit din lamă este:

$$2dn \cos r,$$

unde d este grosimea lamei, n — indicele de refracție al lamei și r — unghiul de refracție. Pentru unghiuri r care satisfac condiția

$$2dn \cos r = m\lambda, \quad (32.1)$$

unde m este un număr întreg, se obțin, evident, maxime de intensitate. Cum d și n sînt constante, este clar că franjele care se vor observa corespund unei valori date ale lui r și, prin urmare, unui i dat; cu alte cuvinte franjele sînt de egală înclinare.

Desigur trebuie să se țină seama de faptul că intensitățile fasciculelor 1, 2, 3, ..., sînt neegale. Într-adevăr, fie coeficientul de reflexie 0,05, adică doar 5% din lumina incidentă se reflectă, iar 95% se transmite. Într-un asemenea caz, intensitatea fascicului 1 va reprezenta 5% din intensitatea celui incident; intensitatea fascicului 2 — 4,5%, iar intensitatea fascicului 3 — doar 0,01%. Cu alte cuvinte, fascicului al treilea și următoarele, practic, lipsesc. Din această cauză, este necesară îndeplinirea unor condiții speciale, pentru a asigura egalitatea aproximativă a intensității razelor reflectate (și refractate) succesiv și, prin urmare, o participare activă a unui mare număr de raze la formarea figurii de interferență.

Dacă aceste condiții sînt îndeplinite, atunci, în urma interferenței unui număr mare de raze, apropiate ca intensitate, caracterul distribuției intensității în figura de interferență, va suferi modificări apreciabile. În locul unei treceri lente de la maxim la minim, ca în cazul a două raze care interferă (acest caz este reprezentat grafic prin curba din figura 35) (v. § 15), se obține o descreștere bruscă a intensității de la maxim la minim. Această descreștere este cu atît mai bruscă cu cît numărul de raze care interferă este mai mare.

Caracterul general al distribuției intensității, în acest caz, este reprezentat în fig. 63. Maximele pronunțate corespund direcțiilor pentru care diferența de drum, Δ , a două raze vecine este egală cu un număr întreg de unde: $\Delta = m\lambda$. Valorile $m, m+1, m+2, \dots$, determină maximele principale de ordinul $m, m+1$, etc. Între fiecare două maxime principale vecine se situează o serie de maxime secundare, puțin pronunțate (al căror număr este cu două unități mai mic decît numărul razelor care interferă). Maximele secundare sînt atît de puțin pronunțate încît, pot fi neglijate; în felul acesta, figura prezintă o serie de maxime înguste și strălucitoare, situate pe un fond întunecat¹⁾.

Condițiile care asigură realizarea figurilor de interferență descrise au loc în două aparate importante.

a) **Etalonul Fabry-Perot.** Acest aparat consistă dintr-o lamă plan-paralelă, de obicei din aer. Ea se formează între două suprafețe plane, perfect șlefuite, aparținînd unor lame de sticlă, sau de cuarț, așezate în așa fel încît, suprafețele, îndreptate una spre cealaltă, să fie riguros paralele (fig. 64). Suprafețele exterioare formează, de obicei, un unghi mic cu cele interioare pentru ca lumina reflectată de ele să nu stingherească observarea

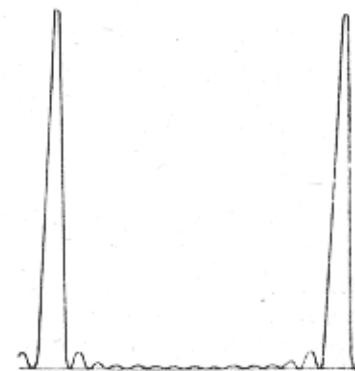


Fig. 63. Graficul distribuției iluminării în cazul interferenței unui număr mare de raze.

¹⁾ Problema influenței numărului de raze care interferă asupra felului distribuției intensității în figura de interferență, va fi tratată mai amănunțit în § 47 cap. IX.

figurii principale. Paralelismul instalației, pentru o anumită distanță, se realizează situând între cele două lame un inel de invar¹⁾. Acest inel are de fiecare parte, trei ieșituri pe care se presează lamele cu ajutorul a trei arcuri. Ieșiturile sînt în așa fel șlefuite, încît oglinzile se fixează paralel una față de cealaltă. Micile baterii de la paralelism se înlătură apăsînd arcul corespunzător.

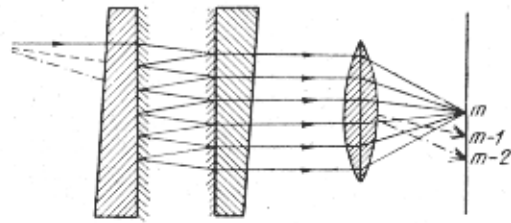


Fig. 61. Schema etalonului interferențial Fabry-Perot.

suficient de ridicat. Figura de interferență se obține sub forma unor inele de egală înclinare (fig. 65), deoarece asupra etalonului cade un fascicul divergent de lumină, provenit de la un izvor întins (în fig. 64 este arătat drumul unei raze din razele acestui fascicul). Ordinul de interferență se determină cu ajutorul distanței dintre lame (care variază între 1 și 100 mm, iar la etaloane speciale pînă la 1 m). Din această cauză, ordinele de interferență care se observă sînt foarte ridicate. Pentru $d=5$ mm, $m = 20\ 000$.

Claritatea figurii de interferență depinde de numărul de raze de intensitate apropiată, care interferează între ele. După cum s-a mai spus, acest număr va fi cu atît mai mare cu cît coeficientul de reflexie pe stratul metalic este mai mare. Figura 66, în care, în ordonată s-a luat iluminarea, I_x , iar în abscisă distanța unghiulară, α , arată mersul descreșterii iluminării de la un maxim spre minim (contrastul franjelor) pentru diferite

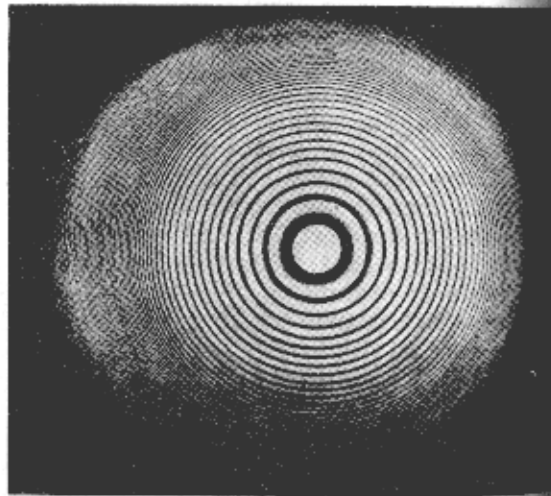


Fig. 65. Figură de interferență (linii de egală înclinare) observată cu un etalon Fabry-Perot.

¹⁾ Invarul este un oțel special (conține 36,4% Ni) care are la temperatura camerei un coeficient de dilatare termică neglijabil: $1,5 \cdot 10^{-6}$. Uneori în locul invarului se utilizează inele de cuarț topit, cu un coeficient de dilatare termică de circa $0,5 \cdot 10^{-6}$.

valori ale coeficientului de reflexie, ρ . Valoarea $\rho = 0,04$ corespunde unei suprafețe de sticlă neacoperite cu metal. Folosind metodele moderne de depuneri metalice, se reușește să se obțină, pentru stratul metalic, un coeficient de reflexie $\rho = 0,90-0,95$. În ultima vreme, se realizează metalizări utilizînd cîteva strate metalice, ceea ce asigură un coeficient de reflexie pînă la 0,98. De obicei, valorile lui ρ depind, intrucîtva, de lungimea de undă.

Metodele mai vechi ale interferometrului Fabry-Perot erau echipate cu un dispozitiv care permitea variația distanței dintre oglinzi. Acest lucru se realiza aproximativ în același fel ca și la interferometrul Michelson. Se înțelege de la sine că, într-un interferometru cu distanță variabilă, nu se poate asigura aceea precizie ridicată, accesibilă etaloanelor. Din această cauză, pentru măsurători de precizie, se preferă folosirea unei colecții de etaloane, cu inele de grosimi diferite. Aspectul general al unui etalon Fabry-Perot este prezentat în fig. 67.

Uneori, etalonul Fabry-Perot se realizează sub forma unei lame de sticlă plan-paralele, ale cărei fețe exterioare se acoperă cu un strat reflectător. Asemenea dispozitive sînt mai puțin costisitoare și mai simple de manevrat. Ele însă nu pot asigura calitatea, superioară, pe care o asigură etaloanele cu strat de aer.

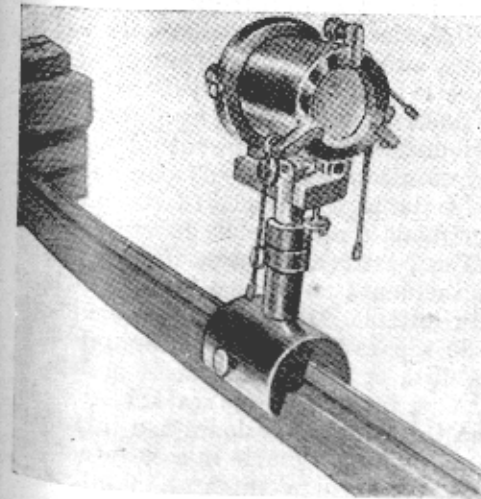


Fig. 67. Etalon Fabry-Perot (vedere generală).

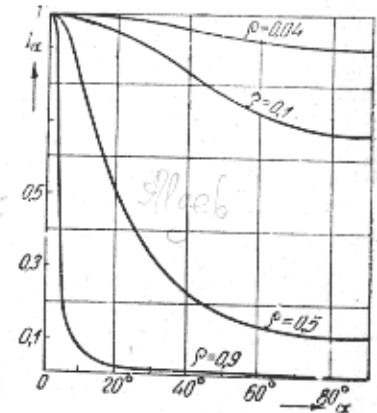


Fig. 66. Curbele care dau finețea franjelor de interferență pentru diversele valori ale factorului de reflexie, ρ :
 α - distanța unghiulară față de centrul figurii de interferență.

O problemă importantă, care se ridică la folosirea etalonului Fabry-Perot, este aceea a intensității luminii care trece prin etalon. S-ar părea că datorită coeficientului de reflexie ridicat, o bună parte din energie va fi reflectată și nu va pătrunde în etalon. Acest lucru nu este însă adevărat. Pentru acele direcții pentru care interferența razelor transmise dă un maxim, interferența unui număr mare de raze reflectate, inclusiv prima rază reflectată, dă un minim de reflexie. Calculul arată (v. exercițiul 41) că dacă nu există absorbție în materialul din care este confecționat etalonul (sticlă, depunere

metalică), atunci după direcțiile care satisfac condiția $2dn \cos r = m\lambda$, unde m este un număr întreg, întreaga lumină se transmite și reflexia lipsese cu desăvârșire. În cazul în care există absorbție, care perturbă egalitatea intensității diverselor raze care interferă, intensitatea maximelor

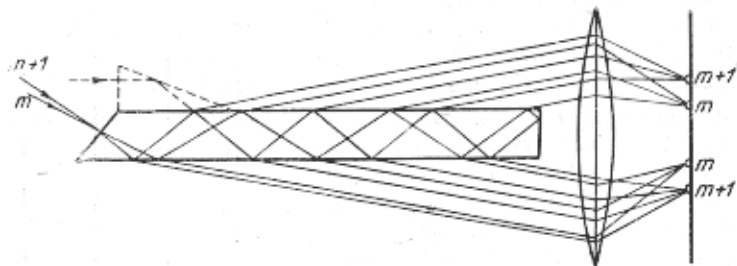


Fig. 68. Schema unei lame Lummer-Gehrcke.

se micșorează, iar minimele încetează de a mai fi negre. Dacă fracțiunea de lumină reflectată este egală cu ρ , fracțiunea de lumină transmisă, τ , fracțiunea de lumină absorbită, α , în așa fel încât $\rho + \tau + \alpha = 1$, atunci pentru o transmisie după direcția maximului, avem:

$$I_{max} = I_0 \left(\frac{\tau}{\tau + \alpha} \right)^2$$

unde I_0 este intensitatea luminii care cade după direcția corespunzătoare. În cazul unui α care tinde spre zero, I_{max} tinde spre I_0 . În cazul unei metalizări proaspete, putem avea un α de cel mult 1%. Într-un asemenea caz pentru $\rho = 90\%$ ($\tau = 9\%$) $I_{max} = 0,80 I_0$, iar pentru $\rho = 95\%$ ($\tau = 4\%$) $I_{max} = 0,64 I_0$. De obicei în practică, I_{max} are o valoare mai mică.

Posibilitatea pe care o avem de a varia în etalonul Fabry-Perot valoarea lui ρ și α precum și grosimea stratului de aer, face ca acest aparat să fie un instrument ușor adaptabil pentru diverse scopuri, prezentând avantaje apreciabile în comparație de exemplu, cu o lamă Lummer-Gehrcke.

b) **Lama Lummer-Gehrcke** este o lamă din sticlă foarte omogenă (sau din cuarț cristalin) făcută plan-paralelă cu o precizie foarte ridicată. Una din extremitățile lamei este tăiată sau este echipată cu o mică prismă aditională (fig. 68), pentru a asigura o incidență normală a luminii pe lamă și a micșora în acest fel pierderile prin reflexie. Direcția razelor incidente este aleasă în așa fel încât, la limita de separare sticlă-aer, unghiul să fie apropiat de unghiul de reflecție totală, însă ceva mai mic decât acesta. În aceste condiții lumina se reflectă aproape integral pe suprafața sticlă-aer și doar o mică fracțiune părăsește lama (prin fața superioară sau inferioară a acesteia) după o direcție care formează unghi foarte mic cu fața lamei. Deoarece la fiecare reflexie lumina rămâne aproape integral în interiorul lamei și doar fracțiuni neglijabile ies în afară, intensitățile razelor învecinate diferă puțin una de cealaltă.

În felul acesta, folosind o lamă Lummer-Gehrcke, putem realiza până la 10-15 raze apropiate ca intensitate; în același timp, lungimea lamei trebuie să fie suficient de mare (de la 10 la 30 cm, în funcție de grosimea ei).

Dacă asupra unei lame Lummer-Gehrcke, cade lumina provenită de la un izvor întins, razele incidente și prin urmare și cele refractate, corespund unor valori diferite ale lui r . Din această cauză obținem în planul focal al unei lentile convergente (sau într-o lunetă reglată pentru infinit) un sistem de franje de ordine diferite $m, m+1, m+2, \dots$, corespunzătoare unor înclinări diferite $r_m, r_{m+1}, r_{m+2}, \dots$, ale razelor determinate cu ajutorul formulei (32.1). Distribuția intensității este reprezentată ca și în cazul etalonului Fabry-Perot, printr-o curbă (fig. 63).

Fig. 69 reproduce fotografia unei figuri de interferență (linii de egală înclinare) obținute cu o lamă Lummer-Gehrcke prezentând o serie de maxime înguste și strălucitoare, situate pe un fond întunecat. De obicei lama Lummer-Gehrcke are o grosime cuprinsă între 3 și 10 mm, iar unghiul r diferă foarte puțin de 45° . În felul acesta m este un număr de ordinul zecilor de mii. Cu o lamă Lummer-Gehrcke se observă deci franje de interferență corespunzătoare unor interferențe de ordin destul de ridicat.



Fig. 69.

§ 33. Interferența în cazul unei diferențe de drum mari

Într-un aparat similar cu interferometrul Michelson sau etalonul Fabry-Perot, avem de-a face cu interferența a două raze, care prezintă o uriașă diferență de drum (aproximativ o jumătate de milion de lungimi de undă). Din această cauză, pentru observarea interferenței, se cere o lumină riguros monocromatică. Cauza fizică pentru care lumina monocromatică nu poate da figuri de interferență în cazul unei diferențe de drum mari, consistă în următoarele: după cum am văzut în § 4, gradul de monocromatism este determinat de durata vibrației corect sinusoidale, care are loc în momentul emiterii luminii. Cu alte cuvinte, cu cât numărul de vibrații corect sinusoidale, cu o amplitudine constantă, produse înainte de a înceta fenomenul de emisie al atomului este mai mare, cu atât lumina emisă de el va fi mai monocromatică. Orice întrerupere a emisie corect sinusoidale, cu alte cuvinte orice scurtare a trenului de unde corect sinusoidale emise de atomi, duce la o micșorare a monocromatismului. Se înțelege că, dacă la emiteria unei anumite linii, atomul emite un număr de câteva zeci de mii de unde corect sinusoidale, iar după aceea emisia lui se întrerupe (cu alte cuvinte dacă emisia aceasta nu este prea apropiată de cea monocromatică), interferența în cazul unei diferențe de drum de ordinul unei sute de mii de lungimi de undă va fi, bineînțeles, de nerealizat: atunci când va sosi începutul (capul) trenului de unde, care merg după un drum optic mai lung, trenul care urmează un drum mai scurt, va avea timp să treacă și să fie înlocuit cu un altul emis de alți atomi sau într-un alt act de emisie. În

felul acesta coerența trenurilor care se întilnesc nu se realizează și deci nu putem observa fenomenul de interferență.

Este clar că cu cât trenul de unde emis de atom este mai lung, adică cu cât lumina este mai monocromatică, cu atât fenomenul de interferență în cazul unei diferențe de drum mai mari, se poate realiza mai ușor. În aparatul lui Michelson s-a reușit să se observe fenomenul de interferență la o diferență de drum de circa jumătate de milion de lungimi de undă dacă izvorul de lumină se alegea în mod convenabil. Experiențe de acest gen pot servi pentru caracterizarea proceselor care au loc în emisia atomului. Invers, dispunând de un izvor de unde foarte monocromatic, putem realiza o interferență la o diferență de drum uriașă și, în felul acesta, putem determina lungimea de undă cu o precizie foarte mare. Creștând un izvor de lumină în care o asemenea radiație monocromatică poate fi suficient de bine reproductusă, obținem posibilitatea de a avea un *etalon de lungime* reproductibil. Exprimând metrul obișnuit în lungimi de undă ale unei linii oarecare emise de un asemenea izvor, putem înlocui metrul etalon obișnuit printr-un asemenea izvor etalon. Deși Comitetul Internațional pentru Măsuri și Greutăți nu a adoptat pînă în prezent o hotărîre prin care să recunoască o anumită lungime de undă în calitate de etalon fundamental de lungime, totuși comparații destul de precise între lungimea de undă a liniei roșii a cadmiului și lungimea metrului etalon au fost efectuate de către Michelson (1892) și iar după aceea repetate cu minuțiozitate de către Benoit, Fabry și Perot (1907). După aceste măsurători, lungimea de undă a liniei roșii a cadmiului a fost găsită de 6 438,4696 Å în aer uscat la 15°C și presiunea de 760 mm Hg, iar metrul obișnuit cuprinde 1 553 161,13 asemenea lungimi de undă. Aceste valori sînt confirmate de o serie de măsurători ulterioare, inclusiv ultimele măsurători (1941) efectuate în U.R.S.S. de către M. F. Romanova și colaboratorii ei.

Pentru ca izvorul să emită o linie suficient de monocromatică este necesar să eliminăm pe cât posibil toate cauzele care perturbă procesul de emisie. Luminiscenta trebuie provocată în vapori la o presiune joasă, pentru a evita perturbarea datorită ciocnirilor dintre atomi, și la un curent de descărcare relativ mic, pentru a micșora perturbarea produsă de cîmpurile electrice (efect Stark) create de ionii vaporilor la concentrații apreciabile ale acestora. Mai greu de înlăturat este influența efectului Doppler (v. § 119), condiționat de agitația termică a atomilor emițători, precum și influența complicațiilor condiționate de structura atomului emițător. Pentru a micșora efectul Doppler este de dorit să avem, drept izvor, o substanță cu atomi de masă cît mai mare, și care să prezinte tensiunea de vapori necesară la o temperatură cît mai joasă. Complexitatea liniilor emise (așa zisa structură hiperfină a liniilor spectrale) este condiționată de influența momentului nucleului atomic asupra învelișului electronic al acestuia. Existența momentului nuclear (a spinului) este legată de paritatea sau imparitatea greutății atomice. Ori, atomii din natură se prezintă aproape totdeauna ca un amestec de izotopi, fapt care exclude posibilitatea unei alegeri teoretice rașionale a substanței emițătoare. Făcînd un studiu experimental, Michelson a ales linia cadmiului, menționată mai sus, care pînă în ultima vreme era cea mai fină și reproductibilă, deși cercetările întreprinse

de M. F. Romanova (1933) au arătat că și această linie are o structură hiperfină.

Succesele fizicii nucleare au făcut posibilă obținerea artificială a diversilor izotopi. Astfel, iradiînd aurul cu neutroni putem obține un izotop stabil al mercurului cu o masă pară $^{80}\text{Hg}_{198}^{(1)}$, care trebuie să nu dea structură hiperfină.

În ultima vreme, s-a determinat lungimea de undă a liniei verzi emise de acest izotop: $\lambda = 5\,460,7532 \text{ \AA}$ (Magers 1951); metrul conține 1 831 249,21 asemenea lungimi de undă. După cît se pare, precizia determinărilor poate fi mărită și mai mult.

Dat fiind faptul că greutatea atomică a mercurului este aproximativ de două ori mai mare decît greutatea atomică a cadmiului, iar tensiunea mare de vapori a mercurului permite să se lucreze la o temperatură mult mai joasă, liniile mercurului pot fi obținute cu o lărgire datorită efectului Doppler aproximativ de două ori mai mică decît în cazul cadmiului. Ne putem aștepta ca într-un viitor apropiat izotopul $^{80}\text{Hg}_{198}$ să fie obținut în cantități suficiente pentru confecționarea unor lămpi etalon cu mercur accesibile și care să dea rezultate destul de bune.

Obținerea unei linii foarte monocromatice, poate fi atinsă, de asemenea, printr-o separare a uncia din componentele unei linii compuse, folosind un monocromator interferențial convenabil. O asemenea lucrare a fost efectuată de către N. R. Batarciukova (1949), care a realizat un monocromator care permite să se separe, din linia compusă verde a mercurului, componenta corespunzătoare izotopului Hg_{198} , obținînd în felul acesta un izvor comparabil din punct de vedere calitativ, cu lămpile conținînd izotopul pur.

În tabloul anexat sînt date valorile lungimilor de undă ale cîtorva linii deosebit de bine studiate, care sînt considerate drept *etalioane în spectroscopie*. Aceste valori sînt date pentru anumite condiții exterioare (și anume, în aer la 15°C, presiune 760 mm Hg și umiditate 10 mm Hg), deoarece în cazul preciziei la care au ajuns măsurătorile interferometrice, variațiile de temperatură, presiune sau umiditate ale aerului introduc variații măsurabile în valorile lungimilor de undă respective.

Substanța	Culoarea liniei	Lungimea de undă în Å	Substanța	Culoarea liniei	Lungimea de undă în Å
Heliu	Roșie	6 678,143	Cadmiu	Albastră	4 799,9107
Heliu	Verde	5 015,675	Kripton	Verde	5 649,5924
Heliu	Violetă	4 471,477	Mercur		
Cadmiu	Roșie	6 438,4696	(izotopul $^{80}\text{Hg}_{198}$)	Verde	5 460,7532
Cadmiu	Verde	5 085,804			

¹⁾ Numărul de sus (80) reprezintă numărul de ordine al elementului din tabloul lui Mendeleev; numărul de jos (198) corespunde greutății atomice a izotopului. În felul acesta nucleul izotopului respectiv este format din 80 protoni (sarcina nucleului în unități elementare, este egală cu numărul de ordine) și 118 neutroni, ceea ce corespunde greutății atomice $(80 + 118) = 198$

§ 34. Cîteva aplicații ale metodelor interferențiale de cercetare

Lungimile de undă prezentate în tabloul precedent, se obișnuiesc a fi denumite *etaloane primare*, deoarece determinarea acestor lungimi de undă s-a făcut prin compararea lor cu lungimea metrului etalon. Această comparare a fost posibilă datorită faptului că, pentru izvoare atît de monocromatice de lumină, interferența se observă pentru o diferență de drum uriașă, corespunzătoare unei diferențe de circa un milion de lungimi de undă și chiar mai mult. Problema comparării lungimii metrului etalon cu lungimea unei luminoase a fost rezolvată pentru prima oară de către Michelson și Benoit (1892—1893) și mai tîrziu, printr-o metodă întrucîtva diferită a fost efectuată pentru a doua oară de către Benoit, Fabry și Perot (1907). Mai tîrziu cercetătorii au revenit în repetate rînduri la problema valorii absolute a lungimii de undă a liniei cadmiului (pînă în 1941, cînd au fost efectuate măsurătorile de către M. F. Romanova). Din 1927 linia roșie a cadmiului ($\lambda = 6438,4696 \text{ \AA}$) a fost adoptată drept etalon spectroscopic.

În momentul de față nu numai măsurătorile științifice, dar și cele tehnice necesită determinarea lungimilor cu o foarte mare precizie. Pentru măsurarea lungimilor, cu o mare precizie, se utilizează așa numitele *etaloane de lungime* sau cale plan-paralele ale lui Johanson, care se prezintă sub forma unor lame de oțel de grosimi diferite, ale căror fețe opuse sînt polisate în mod excepțional și făcute riguros plane și paralele între ele. Disponînd de o colecție de asemenea *cale* putem, presîndu-le strîns între ele, să obținem combinații de lungimi diferite, determinate cu o precizie foarte mare, pentru a ne da seama de gradul de precizie ne ghidăm după cifrele de mai jos:

Lungimea calei în mm	1,	10,	50,	100,	1 000
Eroare admisibilă în μ	0,1	0,1	0,2	0,3	2

Pentru obținerea unei asemenea precizii, la confecționarea calilor precum și la verificarea lor, se utilizează metode interferențiale. Există o serie de variante ale acestor metode, a căror esență se reduce la realizarea unui interferometru de tip Michelson sau Fabry-Perot; una din fețele reflectătoare este chiar suprafața calei studiate, iar grosimea acesteia determină distanța pînă la cea de-a doua suprafață (uneori se introduc și oglinzi suplimentare). Există și o serie de comparatoare interferențiale de acest gen, adaptate pentru compararea lungimilor a două cale etalon sau pentru determinarea absolută a lungimilor acestora. Comparatoarele de acest gen folosite în cele mai bune laboratoare metrologice de stat, permit să se măsoare lungimi pînă la 100 mm cu o eroare cuprinsă între $0,010 \mu$ și $0,005 \mu$ și lungimi pînă la 1 000 mm cu o eroare cuprinsă între $0,1 \mu$ și $0,05 \mu$.

Metodele interferențiale permit, pe lîngă măsurarea precisă a distanțelor, și controlul, cu mare precizie, a calității unei suprafețe polisate. Asigurarea unei precizii extraordinare în confecționarea suprafețelor oglinzilor, lentilelor și prismelor, reprezintă o condiție necesară la construirea instrumentelor optice moderne de calitate superioară. În sistemele optice de bună calitate abaterile acestor suprafețe de la cele prevăzute de calcul nu trebuie să depășească zecimi sau chiar sutimi din lungimea de undă. Metodele cele

mai adecvate pentru controlul calității unor asemenea suprafețe, sînt metodele interferențiale care au căpătat de mult o largă întrebuintare în industria optico-mecanică.

De obicei, utilizarea metodelor interferențiale se bazează pe folosirea unui etalon, construit cu foarte multă precizie. Așezînd cu toate precauțiile necesare (evitarea fîricelelor de praf, variațiile de temperatură), fața de încercat peste fața etalonului (fig. 70), obținem între aceste suprafețe, un strat subțire de aer care dă, în lumina reflectată, o figură de interferență netă. După forma franjelor de interferență precum și după lărgimea lor putem să facem aprecieri asupra imperfecțiunilor suprafeței pe care o executăm, să vedem care porțiuni ale acesteia se abat de la forma dorită, în ce sens (ridicătură sau adîncitură) și să evaluăm aproximativ mărimea acestor abateri. Dacă imperfecțiunea suprafeței studiate este neglijabilă, inelele de interferență vor fi largi, iar în cazul lipsei abaterilor, întreaga suprafață cercetată va avea o corelație uniformă.

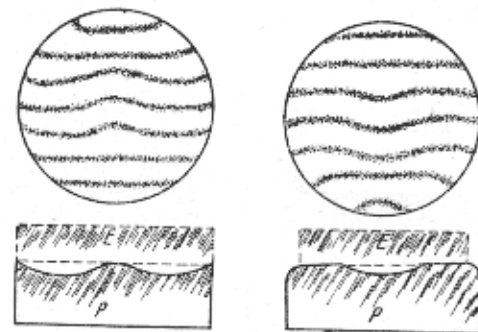


Fig. 70. Metodă interferențială pentru controlul suprafețelor:

P — lama de studiat; E — blocul etalon. Deasupra sînt arătate, schematic, figurile de interferență (linii de egală grosime).

În cazul cercetării unor suprafețe plane, este foarte comod să așezăm suprafața etalon și cea de studiat în așa fel încît între ele să rămînă un strat de aer în formă de pană cu un unghi foarte mic (în acest scop este suficient să apăsăm într-o parte suprafețele în contact). Franjele de egală grosime dintre două suprafețe perfect plane, trebuie să aibă forma unor drepte paralele cu muchia penei. Cele mai mici abateri de la planitate, duc la curbarea acestor drepte, într-un mod foarte vizibil și caracteristic: după această deformare putem distinge ușor o „adîncitură” de o „ridicătură” și măsura abaterile de la planitate cu o precizie pînă la $0,03 \mu$. Variînd poziția muchiei penei (apăsînd cînd într-o parte cînd în cealaltă) putem studia rapid calitatea suprafeței, după toate direcțiile.

În cazul unor cercetări riguroase ale suprafețelor trebuie folosite fascicule aproape normale precum și lumină monocromatică, aceasta în scopul de a mări contrastul figurilor de interferență.

Dacă argintăm suprafața lamei studiate precum și a sticlei etalon, atunci datorită unor reflexii multiple se vor observa franje mai înguste și cu un contrast mai pronunțat, fapt care permite o mărire a preciziei controlului pînă la $0,003 \mu$ (M. F. Romanova, 1932). În acest caz, suprafețele care se verifică se separă între ele printr-un strat subțire de aer.

Există interferometre (V. P. Linnik, Twyman), destinate controlului calității unor sisteme optice sub formă finită (obiective); în acest caz se controlează nu numai calitatea prelucrării suprafețelor, ci și omogenitatea sticlei din care a fost confecționat sistemul.

În cazul controlului unor suprafețe de dimensiuni mari (până la câțiva metri) nu pot fi folosite, sticle etalon, V. P. Linnik a construit un interferometru în care lumina cade aproape razant pe o suprafață mare, astfel că micșorează foarte mult secțiunea fasciculului reflectat, devenind posibilă observarea figurilor de interferență. Interferometrul Linnik permite controlul cu o precizie până la 1μ a planității suprafețelor având o lungime până la 5 m.

Metodele interferențiale se utilizează pe scară întinsă și pentru controlul perfecțiunii prelucrării suprafețelor metalice. Din categoria aparatelor de acest gen face parte microinterferometrul lui V. P. Linnik, despre care am mai vorbit în § 31.

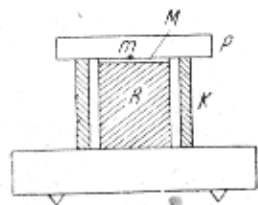


Fig. 71. Schema unui dilatometru interferențial.

Fenomenul de interferență în lame subțiri se utilizează într-o serie de aparate, drept metodă sensibilă, care permite să se aprecieze variații neglijabile ale grosimii unui strat de aer. Astfel, în dilatometrul Fizeau-Abbé, o dilatare termică neglijabilă atrage după sine o variație a grosimii stratului de aer, în corpul de studiat și sticla etalon.

Dilatometrul sub o formă mai perfecționată este format (fig. 71) dintr-un inel K de cuarț cristalin (ale cărui proprietăți termice sînt bine cunoscute) pe care se așază lama etalon P de sticlă. În interiorul inelului se așază substanța de studiat R, sub forma unui cilindru cu baze bine polisate. Interstițiul mic de aer M (de obicei în formă de pană) dintre cele două suprafețe se iluminează cu lumină monocromatică și dă o figură de interferență.

În cazul unei încălziri, din cauza diferenței dintre coeficienții de dilatare ai substanțelor K și R, grosimea interstițiului M se schimbă, ceea ce produce o deplasare a franjelor de interferență, pusă în evidență cu ajutorul unui indicator m. Deplasarea franjelor cu o unitate înseamnă o variație a diferenței de drum cu λ , cu alte cuvinte o variație a interstițiului de aer cu $\frac{\lambda}{2}$. În felul acesta, observînd figura de interferență, putem măsura cu

precizie variația grosimii interstițiului și de aci putem calcula coeficientul de dilatare. În cazul unor măsurători de precizie de acest gen, trebuie să ținem seama de variația indicelui de refracție al aerului cu temperatura.

Metoda de control a lamelor plan-paralele a fost descrisă în § 29.

După cum s-a menționat mai sus, (v. § 30) metodele interferențiale dau posibilitatea să se determine cu mare precizie variații extrem de mici ale indicelui de refracție, variații care atrag o modificare a lungimii drumului optic și prin urmare o deplasare a figurii de interferență.

În afară de refractometrul Jamin, deja descris, în acest scop, se utilizează numeroase refractometre interferențiale, cu caracter tehnic, adaptate pentru măsurători de variații mici ale indicilor de refracție ai gazelor și lichidelor, variații condiționate de impurități (de exemplu, interferometrul tehnic pentru determinarea compoziției gazelor din mine sau pentru analiza unor urme de săruri dizolvate în apă). În ultima vreme refractometria

interferențială începe să-și găsească aplicații chiar în laboratoarele clinice pentru studiul modificărilor în compoziția singelui, legate de diverse boli. În sfîrșit, există un număr considerabil de refractometre interferențiale, utilizate pentru determinarea indicilor de refracție ai corpurilor solide. Determinarea indicilor de refracție cu ajutorul acestor metode (aplicînd toate corecțiile necesare) s-a putut face, în ultima vreme, cu o precizie pînă la a 8-a zecimală. Una din cele mai bune metode de acest gen aparține lui I. V. Obreimov.

Fenomenele de interferență sînt folosite de asemenea pentru măsurarea foarte precisă a unghiurilor. Și aci este posibilă folosirea unor metode destul de variate. Astfel, pentru controlul unghiurilor prismelor de sticlă se utilizează fenomenele din lamele subțiri (pana de aer). Confectionînd un unghi de sticlă standard și aplicîndu-l apoi pe fețele prisme, putem, judecînd după figurile de interferență, să verificăm unghiul prisme cu o precizie corespunzătoare penei de aer, a cărei catetă nu depășește $0,03 \mu$.

Michelson a utilizat observațiile interferometrice pentru aprecierea distanțelor unghiulare mici dintre stelele duble, cum și pentru evaluarea diametrului unghiular al stelelor. Metoda lui Michelson cît și aplicarea ei la determinarea dimensiunilor particulelor submicroscopice, va fi expusă în partea a doua, § 46. În sfîrșit, se înțelege că metodele interferențiale care permit să se determine cu o extraordinară precizie lungimea de undă, pot servi pentru cele mai fine cercetări spectroscopice (structura fină a liniilor spectrale, studiul formei și lărgimii liniilor spectrale, variațiile extrem de mici în structura liniilor spectrale). Importanța spectroscopelor interferențiale, calitățile și dezavantajele lor, vor fi discutate odată cu celelalte aparate spectrale (rețeaua de difracție, prisma) în partea a doua, § 51.

II. DIFRACTIA LUMINII

CAPITOLUL VIII

PRINCIPIUL LUI HUYGENS ȘI APLICAȚILE LUI

§ 35. Principiul Huygens-Fresnel

Fenomenele de interferență a luminii, sub toate aspectele lor, constituie o dovadă convingătoare a naturii ondulatorii a proceselor luminoase. Victoria definitivă a concepției ondulatorii nu a fost însă posibilă fără interpretarea, din punctul de vedere ondulatoriu, a legii fundamentale, bine confirmată de experiență, a propagării rectilinii a luminii.

Concepția ondulatorie în forma inițială în care a dezvoltat-o Huygens („Tratat despre lumină”, 1690), nu a putut da un răspuns satisfăcător problemei ridicate. La baza studiului cu privire la propagarea luminii, Huygens punea principiul care-i poartă numele.

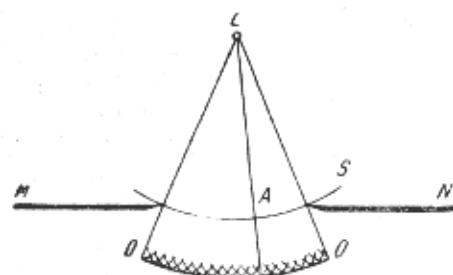


Fig. 72. Referitor la principiul lui Huygens: L - izvorul; S - suprafață ajutătoare; OO - înfășurătoarea undelor secundare, provenite din S.

După concepția lui Huygens, lumina se propagă într-un mediu aparte, eterul, prezent în întregul spațiu, în particular umplind toate spațiile libere dintre particulele oricărei substanțe, care, s-ar putea spune, sînt cufundate într-un ocean de eter. Din acest punct de vedere, este natural să se considere că mișcarea oscilatorie a particulelor eterului se transmite cu alte cuvinte de-a lungul dreptei ce unește izvorul luminos L (fig. 72) cu punctul studiat A, și tuturor particulelor din vecinătatea lui A. În felul acesta, unda de lumină se propagă din A în toate direcțiile, ca și cum A ar fi un izvor de lumină. Suprafața care înfășoară aceste unde secundare reprezintă tocmai suprafața de undă. În cazul arătat în fig. 72, această înfășurătoare (arcul desenat gros) reprezintă o porțiune dintr-o suprafață sferică, avînd centrul în L, limitată de un con care merge spre periferia orificiului din ecranul MN. După cum s-a mai spus în introducerea „principiului lui Huygens” a permis să se explice problemele de reflexie și refracție a luminii, inclusiv problema complicată a dublei refracții; în ceea ce privește problema propagării rectilinii a luminii, în fond ea nu a fost rezolvată, deoarece nu a fost pusă în legătură cu fenomenele de abatere de la propagarea rectilinie, cu alte cuvinte cu fenomenele de difracție.

Accasta din cauză că principiul lui Huygens sub forma sa inițială era un principiu al cărui domeniu de aplicabilitate era doar cel al opticii geometrice. Folosind limbajul opticii ondulatorii, el trata cazurile în care lungimea de undă putea fi considerată infinit mică, în comparație cu dimensiunile frontului de undă. De aceea, el permitea doar rezolvarea problemei privind direcția de propagare a frontului luminos, fără să trateze în fond problema intensității undelor care se propagă după diferite direcții. Această deficiență a fost înlăturată de către Fresnel, care a dat principiului lui Huygens un sens fizic, completîndu-l cu noțiunea de interferență a undelor. Grație acestui fapt suprafața înfășurătoare a undelor elementare, folosită de Huygens în scop pur formal, a căpătat un conținut fizic clar, fiind o suprafață de-a lungul căreia, datorită interferenței reciproce dintre undele elementare, unda rezultantă are o intensitate apreciabilă.

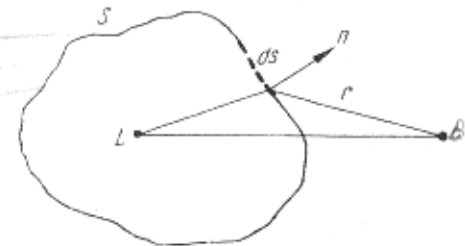


Fig. 73. Referitor la principiul Huygens-Fresnel.

Principiul Huygens-Fresnel, astfel precizat, devine un principiu fundamental al opticii ondulatorii, permițînd studiul problemelor privitoare la intensitatea unei rezultante după diferitele direcții, cu alte cuvinte dînd posibilitatea rezolvării problemei difracției luminii (v. mai departe). În felul acesta, a fost rezolvată problema limitelor de aplicabilitate a legii propagării rectilinii a luminii, iar principiul Huygens-Fresnel s-a dovedit a fi aplicabil la explicarea legii de propagare a undelor de orice lungime de undă.

Pentru găsirea intensității (amplitudinii) unei rezultante este nevoie, după Fresnel, ca principiul lui Huygens să fie formulat în felul următor.

Să înconjurăm izvorul L cu o suprafață imaginară, închisă S, de formă arbitrară (fig. 73). Valoarea corectă a intensității (amplitudinii) perturbației într-un punct oarecare B, situat dincolo de S poate fi obținută astfel: se elimină L, iar suprafața S se consideră ca o suprafață luminoasă ale cărei porțiuni elementare emit radiațiuni care, sosind în B, determină, prin contribuția lor globală, situația luminoasă din acest punct. Radiația fiecărui element, ds, de pe suprafața S trebuie să ne-o închipuim ca o undă sferică (undă secundară), care aduce în punctul B vibrația (v. 6.1)

$$\frac{a_0}{r} \sin(\cot - kr - \varphi), \quad (35.1)$$

unde a_0 este determinat de amplitudine, iar φ de faza vibrației reale ajunsă de la L pînă la elementul ds, situat la distanța r de punctul B. Dimensiunile elementului ds se presupun atît de mici încît a_0 , φ și r, pentru oricare porțiune a acestuia, pot fi considerate ca avînd aceleași valori. Cu alte cuvinte, fiecare element ds trebuie privit ca un izvor auxiliar. Postulatului lui Fresnel, care permite determinarea lui a_0 și φ cu ajutorul amplitudinii și fazei vibrației ajunse pînă la ds, reprezintă, într-o oarecare măsură, o ipoteză a cărei

valabilitate poate fi stabilită prin compararea concluziilor la care se ajunge pornind de la ea, cu rezultatele experimentale. Vom reveni la această problemă în § 40.

Dat fiind faptul că fazele tuturor izvoarelor auxiliare sînt determinate de perturbația provenită din L , ele sînt perfect concordante și, prin urmare, izvoarele secundare sînt *coerente*. Din această cauză, undele secundare provenite din aceste izvoare, vor interfera între ele. Acțiunea lor globală în fiecare punct, poate fi definită ca, un efect de interferență și prin urmare, ideea lui Huygens cu privire la rolul special al înfășurătoarei încetează să mai fi o ipoteză și devine doar o consecință a legilor interferenței. În baza postulatului lui Fresnel, enunțat mai sus, problema izvoarelor secundare ca să înlocuiască izvorul real L , se rezolvă univoc pentru oricare suprafață ajutoare S . Alegerea acestei suprafețe este cu totul arbitrară; de aceea, pentru fiecare problemă în parte suprafața trebuie aleasă în modul cel mai convenabil pentru rezolvarea problemei date. Dacă suprafața ajutoare S coincide cu frontul de undă care vine de la L (reprezintă o sferă cu centrul L), atunci toate izvoarele secundare vor avea aceeași fază. Dacă însă alegerea lui S s-a făcut într-un alt mod, fazele izvoarelor secundare nu sînt aceleași, însă izvoarele rămîn coerente.

În cazul în care între izvorul L și punctul de observație există ecran netransparent cu orificii, acțiunea acestor ecrane poate fi luată în considerare în felul următor: se alege suprafața S în așa fel încît să coincidă pe tot cu suprafața ecranelor, iar orificiile să le acopere într-un mod arbitrar, ales în funcție de caracterul problemei studiate. Pe suprafața ecranelor netransparente amplitudinile izvoarelor secundare trebuie considerate ca fiind nule; pe suprafețele care trec prin orificiile ecranelor amplitudinea se alege în concordanță cu postulatul lui Fresnel, cu alte cuvinte, în așa fel ca și cînd ecranul nu ar exista. În felul acesta, se presupune că materialul din care este confecționat ecranul nu joacă nici un rol, cu singura condiție ca acesta să nu fie transparent¹⁾.

Calculînd rezultatele interferenței undelor elementare, emise de izvoarele secundare, se capătă valoarea amplitudinii (intensității) într-un punct oarecare, B , adică se determină propagarea luminii. Rezultatele acestor calcule sînt confirmate de datele experimentale. În felul acesta, utilizînd metoda Huygens-Fresnel, se reușește să se obțină rezolvarea corectă a problemei distribuției intensității luminii, atît în cazul propagării libere a undelor de lumină (propagarea rectilinie), cît și în cazul existenței unor obstacole (difracția).

Prima problemă pe care Fresnel a trebuit s-o studieze, enunțînd noua formulare a principiului lui Huygens, a fost problema propagării rectilinie a luminii. Fresnel a rezolvat această problemă studiînd interferența reciprocă a undelor secundare, folosind în acest scop o metodă extrem de intu-

¹⁾ Chiar experiențele lui Fresnel, au confirmat independența rezultatelor observațiilor, de natura substanței din care este confecționat ecranul netransparent. Experiențe mai tîrziu și o teorie mai aprofundată arată însă că, materialul din care este confecționat ecranul, exercită o influență asupra caracterului cîmpului luminos din imediata vecinătate a marginii ecranului, cu alte cuvinte, la o distanță comparabilă cu lungimea de undă.

itivă, care înlocuiește calculele greoaie și care are o valabilitate generală pentru studiul diverselor probleme privind propagarea undelor. Această metodă a căpătat denumirea de *metoda zonelor lui Fresnel*.

Să studiem propagarea unei de lumină din punctul A (izvor) către un punct de observație oarecare B . Conform principiului Huygens-Fresnel, se poate înlocui acțiunea izvorului A prin acțiunea izvoarelor imaginare, dispuse pe suprafața ajutoare S .

Drept suprafață ajutoare S , se alege suprafața frontului de undă provenit din A (suprafața sferei cu centrul în A , fig. 74). Calculul rezultatului interferenței undelor secundare, se simplifică extrem de mult, dacă se folosește următoarea metodă indicată de Fresnel: pentru calculul acțiunii în punctul B , se unește A cu B și se împarte suprafața S în zone în așa fel încît, distanțele de la extremitățile zonelor pînă la B , să difere cu $\frac{\lambda}{2}$, cu alte cuvinte

$$M_1B - M_0B = M_2B - M_1B = M_3B - M_2B = \dots = \frac{\lambda}{2}$$

(fig.74). Dimensiunile zonelor obținute în acest fel, pot fi calculate cu ușurință. Figura 75 dă pentru prima zonă:

$$r^2 = a^2 - (a - x)^2 = \left(b + \frac{\lambda}{2} \right)^2 - (b + x)^2.$$

Cum λ este foarte mic în comparație cu a sau cu b , găsim:

$$x = \frac{b}{a+b} \cdot \frac{\lambda}{2} \quad \rightarrow \quad x = \frac{b}{a+b} \cdot \frac{\lambda}{2}$$

și, prin urmare, suprafața segmentului sferic, care reprezintă prima zonă (zona centrală), va fi

aria unei calotei sferice = $2\pi r h$ $r = \text{raza sferei}, h = \text{înălțimea calotei}$

$$2\pi a \cdot x = 2\pi a \cdot \frac{b}{a+b} \cdot \frac{\lambda}{2} = \frac{\pi ab}{a+b} \lambda.$$

Pentru suprafața segmentului care reprezintă două zone, se găsește, valoarea $2 \frac{\pi ab}{a+b} \lambda$, adică suprafața celei de a doua zone este și ea egală cu

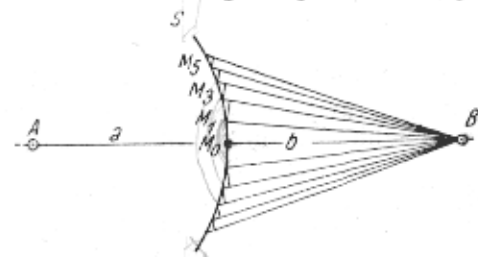


Fig. 74. Construcția zonelor lui Fresnel.

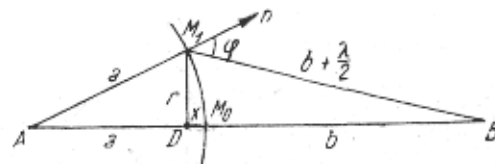


Fig. 75. Calculul suprafeței zonei centrale a lui Fresnel.

$\frac{\pi ab}{a+b} \lambda$. Toate zonele următoare vor avea practic aceeași suprafață. În felul acesta, construcția lui Fresnel, împarte suprafața unei sfere în zone egale ca suprafață, aria fiecăreia dintre acestea fiind

$$\frac{\pi ab}{a+b} \lambda.$$

Pentru calculele următoare, trebuie să se țină seama doar de faptul că acțiunea diverselor zone, înregistrată în punctul B , va fi cu atât mai mică cu cât unghiul φ , dintre normala la suprafața zonei și dreapta M_1B , va fi mai mare. În felul acesta, acțiunea zonelor descrește treptat, de la zona centrală (din vecinătatea lui M_0) spre cele periferice. Introducerea arbitrar a acestui factor de slăbire ajutător, constituie una dintre deficiențele metodei lui Fresnel. Pentru obținerea rezultatului final se poate raționa în felul următor: Să admitem că acțiunea în punctul B a zonei centrale se exprimă prin excitarea unei vibrații de amplitudine s_0 , acțiunea zonei vecine printr-o vibrație de o amplitudine s_1 , a următoarei printr-o vibrație de amplitudine s_2 etc. După cum s-a mai spus, acțiunea zonelor descrește (deși lent) de la centru spre periferie, așa încît $s_0 > s_1 > s_2 > s_3 \dots$; acțiunea celei de-a n -a zone, s_n , poate fi foarte mică dacă n este suficient de mare. Afară de aceasta, datorită metodei de împărțire în zone se poate ușor vedea că acțiunile zonelor vecine se slăbesc una pe cealaltă. Într-adevăr, deoarece

$$M_1B - M_0B = \frac{\lambda}{2} \quad \text{și} \quad M_2B - M_1B = \frac{\lambda}{2},$$

izvoarele auxiliare situate pe suprafața zonei M_0M_1 sînt dispuse cu $\frac{\lambda}{2}$ mai aproape de B decît izvoarele corespunzătoare de pe zona M_1M_2 așa încît vibrațiile sosite în B vor fi în opoziție de fază. În felul acesta, pentru punctul B , acțiunea zonei centrale va fi slăbită de acțiunea zonei vecine, etc. Continuînd acest raționament, se găsește că valoarea finală a amplitudinii vibrației provocată în punctul B de întreaga totalitate a zonelor, adică de întreaga undă luminoasă, va fi

$$s = s_0 - s_1 + s_2 - s_3 + s_4 - s_5 + \dots = \\ = s_0 - (s_1 - s_2) - (s_3 - s_4) - (s_5 - s_6) - \dots$$

În baza condiției $s_0 > s_1 > s_2 > s_3 \dots$ se vede că toate expresiile din paranteze sînt pozitive așa încît $s < s_0$.

Așadar, amplitudinea s a vibrației rezultante, apărute în urma interferenței reciproce a luminii sosite în punctul B din diversele porțiuni ale unei sfere, este mai mică decît amplitudinea datorită acțiunii zonei centrale singure. În felul acesta, acțiunea întregii unde asupra punctului B , se reduce la acțiunea unei mici porțiuni a ei, mai mică chiar decît zona centrală, a cărei suprafață este $\frac{\pi ab}{a+b} \lambda$. Lungimea de undă λ a unei luminoase este foarte mică (pentru lumină verde $\lambda = 5 \cdot 10^{-5}$ cm). Din această

cauză, chiar în cazul unor distanțe a și b de ordinul a 1 m, suprafața porțiunii active a unei va fi mai mică decît 1 mm². Așadar propagarea luminii din A în B se face într-adevăr în așa fel ca și cînd fasciculul de lumină ar fi mers prin interiorul unui canal foarte îngust, de-a lungul lui AB , adică *rectiliniu*.

Aceasta nu înseamnă însă că dacă se așază într-un punct oarecare al dreptei AB , un ecran mic, netransparent, lumina nu va ajunge pînă în punctul B ; introducerea unui asemenea ecran care ar acoperi, de exemplu, prima zonă, strică corectitudinea raționamentelor făcute (v. § 38). Dacă însă micul ecran are marginile neregulate (zimții săi fiind comparabili cu lărgimea zonei Fresnel prin care trece marginea sa), atunci el obturează într-adevăr izvorul.

§ 36. Rețeaua zonată

O bună ilustrare, care confirmă metoda de raționament a lui Fresnel, poate fi obținută dacă se face o experiență cu o rețea zonată. Raza zonei de-a m -a a lui Fresnel este

$$r_m = \sqrt{m \frac{ab}{a+b} \lambda}.$$

Să confecționăm un ecran, format din inele transparente și opace care alternează între ele și ale căror raze satisfac relația de mai sus pentru niște valori oarecare ale lui a , b , și λ .

În acest scop se poate desena de exemplu la o scară mare, figura care interesează și se micșorează apoi sub forma unei copii fotografice pînă la dimensiunea dorită¹⁾. Ecranul confecționat în acest mod poartă denumirea de *rețea zonată*.

Aspectul unor asemenea rețele este redat în fig. 76. Dacă se așază rețeaua (fig. 76, a) într-o poziție corespunzătoare unei unde sferice, cu alte cuvinte, la o distanță a față de izvorul punctual, la o distanță b față de punctul de observație și perpendicular pe linia care unește aceste două puncte, atunci, pentru lumina de lungimea de undă λ , rețeaua zonată va acoperi toate zonele pare și le va lăsa libere pe toate cele impare, începînd cu zona centrală. Unda filtrată printr-o rețea zonată dispusă în acest fel, trebuie să dea în punctul B o amplitudine rezultantă exprimată cu ajutorul relației $s = s_0 + s_2 + s_4 + \dots$ adică o amplitudine mult mai mare decît cea dată de unda liberă în drumul căreia nu există nici un filtru de acest gen; printr-o asemenea rețea, pînă la punctul B , trebuie să ajungă aproape de două ori *mai multă* lumină decît fără ea. Experiența confirmă integral această concluzie: rețeaua zonată mărește intensitatea luminii care ajunge în punctul B , acționînd ca o lentilă convergentă (v. exercițiul 77).

¹⁾ Succesiunea razelor unei rețele zonate se supune aceleiași legi ca și succesiunea razelor inelelor lui Newton, obținute în lumină monocromatică de lungime de undă λ (v. § 28). De aceea în loc să desenăm astfel de inele, le putem obține realizînd o experiență cu inelele lui Newton și fotografiînd la scara dorită figura de interferență care se obține.

Un efect și mai mare (circa de patru ori) se poate obține dacă ne oprește lumina provenită de la zonele pare și se dă o schimbare de fază egală cu π . O asemenea rețea a fost confecționată de către Wood, care acoperit un geam de sticlă cu un strat subțire de lac și a gravat apoi o rețea zonată în așa fel încît, grosimea optică a zonelor impare să difere de grosimea zonelor pare cu o mărime egală cu $\frac{\lambda}{2}$.

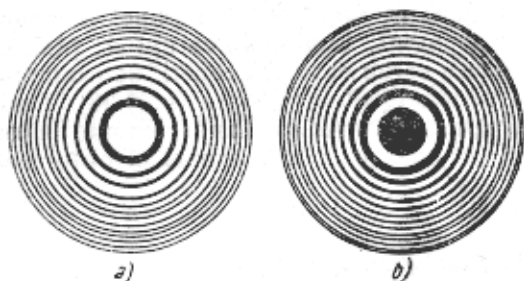


Fig. 76. Rețele zonate:

a — lumina trece prin zonele pare; b — lumina trece prin zonele impare.

se poate face extrem de comod utilizînd metoda grafică de compunere a vibrațiilor care prezintă o diferență de fază oarecare. Pentru a reprezenta grafic acțiunea unei zone întregi, aceasta din urmă trebuie împărțită în porțiuni egale, atît de mici încît faza vibrațiilor provocate în punctul de diversele izvoare imaginare ale fiecărei porțiuni, să poată fi considerată, practic, constantă. Atunci acțiunea întregii porțiuni poate fi exprimată printr-un vector a cărui lungime dă amplitudinea rezultantă și a cărui direcție dă faza vibrației care corespunde acestei porțiuni. Acțiunea porțiunii vecine poate fi exprimată printr-un al doilea vector, întrucîtva rotit față de primul, deoarece faza condiționată de totalitatea izvoarelor din porțiunea a doua, va diferi puțin de faza condiționată de prima. Practic acest vector nu se va deosebi, ca lungime, de primul, deoarece amplitudinea vibrației provocate de porțiuni egale ale undei se schimbă doar în urma modificării înclinării frontului de undă față de linia dusă înspre punctul B, ori pentru două porțiuni vecine această variație este neglijabilă. Chiar atunci cînd se trece de la o zonă la alta, această acțiune a variației înclinării este, după cum s-a văzut, neînsemnată. În felul acesta, diagrama vectorială care determină acțiunea unei serii de porțiuni care alcătuiesc o zonă întregă, se va reprezenta printr-o linie frîntă, ca în fig. 77.



Fig. 77. Diagrama vectorială pentru însumarea acțiunilor diverselor porțiuni ale unei zone.

Aci s-a presupus că zona este împărțită în opt regiuni elementare. Dacă se împarte zona într-un număr infinit de regiuni infinit mici, atunci linia frîntă se va transforma într-un arc, care va diferi foarte puțin de un semicerc. În punctul M, arcul va avea o direcție opusă direcției din

§ 37. Calculul grafic al amplitudinii rezultante

Studiul problemei privind acțiunea undei de lumină în punctul B, ca și a multor alte probleme analoge

punctul O, deoarece faza vibrației în B este condiționată de acțiunea ultimei porțiuni a zonei și este evident opusă fazei condiționate de prima porțiune. În felul acesta, diagrama vectorială a acțiunii zonei centrale poate fi reprezentată ca în fig. 78, iar rezultanta care caracterizează vibrația în B, produsă de acțiunea zonei centrale, este reprezentată prin vectorul OM_1 .

Pentru a ține seama de acțiunea celei de-a doua zone, diagrama vectorială trebuie prelungită. Se va obține fig. 79, în care arcul M_1M_2 are o coardă ceva mai mică decît arcul OM_1 , datorită creșterii înclinării zonei. Continuînd construcția, se poate obține diagrama acțiunii întregii unde, așa cum arată fig. 80.

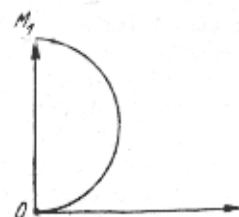


Fig. 78. Diagrama vectorială corespunzătoare acțiunii zonei centrale (primei zone):

OM_1 — vectorul rezultat.

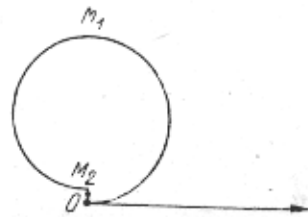


Fig. 79. Diagrama vectorială corespunzătoare acțiunii primei și celei de-a doua zone:

OM_2 — vectorul rezultat.

Rezultanta, care caracterizează acțiunea întregii unde, se exprimă prin vectorul $ON = s$. Din fig. 80 se poate vedea ușor că acest vector este egal cu jumătatea vectorului s_1 , care reprezintă acțiunea zonei centrale și coincide ca direcție cu acesta. Cu alte cuvinte, vibrația din punctul B, provocată de întreaga undă, coincide ca fază cu vibrația pe care ar provoca-o zona centrală și are ca amplitudine jumătate din amplitudinea acestei vibrații. Raționamentele de mai sus arată că acțiunea (amplitudinea) întregii unde, este echivalentă cu jumătatea acțiunii zonei centrale și nu cu acțiunea jumătății zonei centrale, după cum se afirmă de multe ori. Într-adevăr, acțiunea jumătății zonei centrale este reprezentată prin vectorul OK , care diferă, evident, de vectorul găsit, ON .

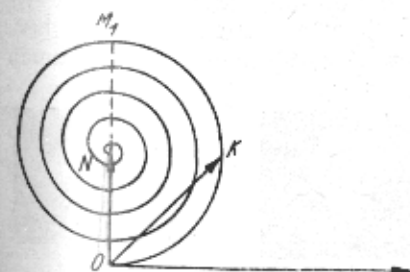


Fig. 80. Diagrama vectorială corespunzătoare acțiunii undei întregi:

Vectorul rezultat ON este egal cu jumătatea vectorului care reprezintă acțiunea primei zone. Vectorul OK reprezintă acțiunea jumătății primei zone.

§ 38. Probleme simple de difracție

Folosirea metodei lui Fresnel permite să se prevadă și să se explice particularitățile propagării undelor de lumină, particularități care se observă atunci cînd o porțiune din frontul unei unde încetează de a-și mai exercita acțiunea, datorită faptului că lumina se propagă printre obstacole, care acoperă o parte din undă. Aceste fenomene de *ocolire a obstacolelor* (ecrane și orificii efectuate în acestea) poartă denumirea de fenomene de *difracție*.

Să studiem cîteva cazuri simple. Cu această ocazie se va folosi ipoteza formulată de Fresnel și pusă la baza raționamentelor sale și anume că, partea din unda de lumină acoperită de un ecran opac nu exercită nici

un fel de acțiune, iar regiunile neacoperite acționează în așa fel ca și când ecranul nu ar exista. Această ipoteză nu este evidentă și în imediata vecinătate a marginilor orificiilor nu este nici perfect valabilă (v. § 35, observațiile de la p. 116). Însă pentru majoritatea cazurilor interesante în practică, când

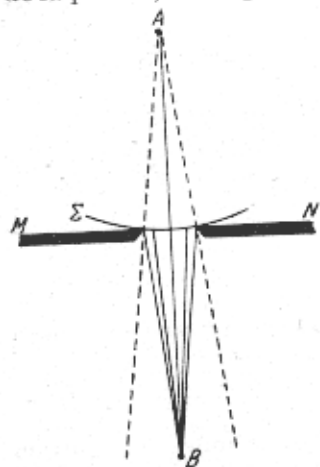


Fig. 81. Schema difracției produse de o deschidere circulară. Zonele sînt construite pentru punctul central, B, al cîmpului.

unghiurile de difracție nu ating valori mari, metoda lui Fresnel, descrisă, suficient de corect, fenomenele și poate fi utilizată cu succes.

a) **Difracția produsă de o deschidere circulară.** Să presupunem că unda Σ , izvorită din A, întâlnește în drumul său ecranul MN, care are o deschidere circulară (fig. 81). Să studiem fenomenul care are loc în punctul B, situat pe linia care unește A cu centrul deschiderii circulare.

Suprafața ajutătoare a lui Fresnel va fi constituită din ecranul MN, iar în interiorul deschiderii ea va fi suprafața unei sfere. În părțirea în zone Fresnel, efectuată așa cum s-a descris în § 35, arată că, în funcție de dimensiunea deschiderii, aceasta cuprinde un număr mare sau mai mic de zone. Dacă dimensiunile deschiderii sînt mici și dacă distanțele pînă la punctele A și B sînt alese în mod potrivit, numărul zonelor active poate fi limitat. Se poate însă vedea ușor că, dacă deschiderea lasă să

treacă doar o singură zonă sau un număr impar de zone, atunci acțiunea în punctul B va fi mai mare decît în lipsa ecranului. Maximul acțiunii corespunde cazului cînd dimensiunea deschiderii este astfel aleasă încît lasă să treacă o singură zonă. Dacă deschiderea permite trecerea unui număr par de zone, atunci, perturbarea luminoasă în punctul B, va fi mai mică decît în cazul cînd unda se propagă liber. Iluminarea minimă corespunde unui număr de două zone (fig. 82).

Folosind metoda grafică descrisă în § 37, se obțin diagrame asemănătoare cu cele reprezentate în fig. 78, 79, 80, care determină perturbarea luminoasă în punctul B, în funcție de numărul zonelor care pot trece prin deschidere.

O situație analogă se prezintă pentru oricare punct situat de-a lungul liniei AB. Calculul stării de vibrație în punctele situate într-un plan perpendicular pe AB, în afara acestei linii, este ceva mai complicat. Se poate vedea ușor că, în urma simetriei montajului, în apropierea liniei AB distribuția luminii în planul menționat trebuie să fie simetrică, adică regiunile de egală iluminare trebuie să se prezinte ca niște inele cu centrul în



Fig. 82. Figurile de difracție obținute în cazul unei deschideri circulare:

a - orificiul lasă să treacă un număr impar de zone în punctul central al cîmpului (B din fig. 81) și este lumină; b - deschiderea permite trecerea unui număr par de zone; în punctul central al cîmpului este întuneric.

punctul B. Alegînd condiții de experiență convenabile, se pot observa cîteva regiuni concentrice de maxime și minime de iluminare, cu treceri lente de la max în la minim.

b) **Difracția produsă de un ecran circular.** Pentru un punct B, situat pe linia care unește izvorul A cu centrul ecranului (fig. 83) construcția lui Fresnel dă prima zonă, care se întinde de la marginea ecranului pînă la linia de intersecție a suprafeței de undă cu conul a cărui generatoare este egală cu $b + \frac{\lambda}{2}$, a doua zonă pînă

la conul cu generatoarea $b + \lambda$, etc. Repetînd raționamentele făcute în § 35, rezultă că amplitudinea luminii în B este egală cu jumătatea amplitudinii corespunzătoare primei zone neacoperite. Dacă dimensiunea ecranului este mică (acoperă un număr mic de zone), acțiunea primei zone neacoperite nu diferă practic de acțiunea zonei centrale a unei libere. În felul acesta iluminarea în punctul B (ca și în alte puncte situate pe linia AB, suficient de îndepărtate de ecran) va fi aceeași ca și în lipsa ecranului. Din cauza simetriei întregii figuri față de AB, punctul luminos din B este înconjurat de zone inelare alternative de umbră și lumină. Pe măsură ce ne îndepărtăm de punctul B, inelele devin din ce în ce mai difuze, pînă ce obținem o iluminare uniformă. Fotografia reproducă în fig. 84, prezintă rezultatele experienței respective.

Concluzia paradoxală la prima vedere, conform căreia chiar în centrul umbrei geometrice trebuie să se găsească un punct luminos, a fost formulată de către Poisson în 1818, cu ocazia discutării memoriului lui Fresnel la Academia din Paris, ca o dovadă a nevalabilității raționamentelor lui Fresnel. Arago a efectuat experiența respectivă și a arătat că concluziile lui Poisson corespund realității și în consecință nu face altceva decît să confirme teoria lui Fresnel.¹⁾

Pentru reușita experienței este necesar ca marginea ecranului să coincidă cît mai bine cu limitele zonei, cu alte cuvinte ecranul trebuie să fie un cerc perfect. Din acest punct de vedere sînt comode bielele de oțel de la rulmenții cu bile. După cum s-a mai spus în § 35, în cazul cînd marginile ecranului au neregularități comparabile cu dimensiunile unei zone Fresnel, calculul și experiența arată că ecranul obturează lumina.

¹⁾ O pată luminoasă în centrul umbrei geometrice date de niște bile de diverse dimensiuni a fost observată de Delisle încă din 1715, însă această experiență a trecut neobservată și s-a uitat, deoarece pe atunci fenomenul de difracție nu era încă explicat.

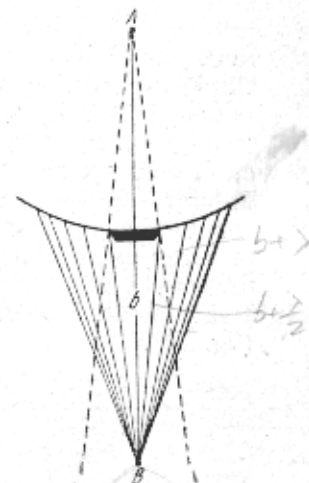


Fig. 83. Schema difracției produse de un disc circular; zonele sînt construite pentru punctul central, B, al cîmpului.

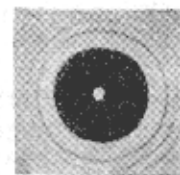


Fig. 84. Figură de difracție obținută cu ajutorul unui disc circular.

c) **Difracția produsă de marginea rectilinie a unui ecran, de o faniță îngustă, de un ecran lung și îngust.** Pînă în prezent am studiat obstacole de o formă, pentru care construirea zonelor inelare ale lui Fresnel constituie o metodă comodă pentru rezolvarea problemei. O importanță practică destul de mare o au de asemenea și alte cazuri, de exemplu trecerea luminii printr-o fantă îngustă, sau pe lângă un ecran cu o margine rectilinie ascuțită, care acoperă o porțiune din unda de lumină (semiplan). În aceste cazuri, calculul calitativ al figurii care se observă, efectuat după metoda zonelor inelare ale lui Fresnel, nu este comod deoarece marginea dreaptă a ecranului nu lasă să treacă zone întregi, ci le taie (fig. 85).

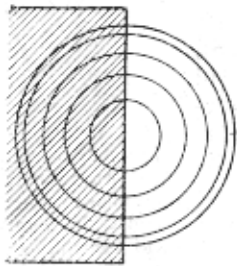


Fig. 85. Acoperirea zonelor lui Fresnel cu ajutorul unui ecran cu o margine dreaptă.

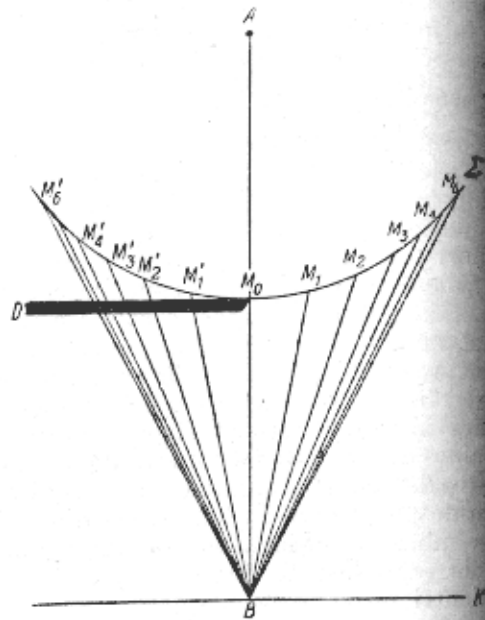


Fig. 86. Împărțirea suprafeței de undă în fișii analoge zonelor lui Fresnel.

Din această cauză, luarea în considerare a acțiunii, parțial libere și acoperite, este greoaie.

Rezolvarea problemei poate fi simplificată simțitor dacă împărțim suprafața undei în zone, într-un mod întrucîtva diferit (fig. 86). Fie A punctul luminos, B punctul de observație, Σ suprafața undei sferice și D ecranul infinit a cărui margine este perpendiculară pe planul figurii. Ducem din punctul B , în planul figurii, liniile BM_0, BM_1, BM_2, \dots , și $BM_0', BM_1', BM_2', \dots$, care să difere ca lungime cu $\frac{\lambda}{2}$. Prin centrul A și punctele M_0, M_1, M_2, \dots și M_0', M_1', M_2', \dots etc să ducem plane paralele cu muchia ecranului D , și împărțim în felul acesta suprafața undei prin arce de rază mare în fișii în mod analog cu felul în care meridianele împart suprafața Pământului în fuse. Spre deosebire de rețeaua meridianelor, suprafața undei se împarte în fișii prin arce dispuse la distanțe diferite unul față de celălalt și, în consecință, suprafețele fișilor nu vor fi egale între ele. Raționamente analoge cu cele din § 35 vor arăta că distanțele M_0M_1, M_1M_2, \dots , prin urmare

suprafețele fișilor corespunzătoare, vor fi în raport unele față de celelalte ca $1 : 0,41 : 0,32 : 0,27 : 0,23 : 0,22 : 0,20 : 0,18 : 0,17$ etc ¹⁾. După cum se vede, suprafețele fișilor descresc pe măsură ce ne depărtăm de M_0 , la început foarte repede, apoi mai încet. Perturbările luminoase pornite din punctele corespunzătoare ale acestor fișii, ajung în B în opoziție de fază, ca și în cazul zonelor obținute după construcția obișnuită a lui Fresnel; amplitudinile condiționate de acțiunea primei fișii, acelei de a doua, etc. descresc mult mai repede decît în cazul discutat în § 35, deoarece pe lângă mărirea înclinării frontului de undă față de linia MB , suprafețele fișilor se micșorează apreciabil, pe măsură ce ne depărtăm de pol.

Folosind împărțirea suprafeței de undă în fișii în modul descris se poate rezolva problema cu multă ușurință și comoditate, după planul prezentat la punctele a) și b).

§ 39. Spirala lui Cornu și folosirea ei pentru rezolvarea grafică a unor probleme de difracție

Cum s-a construit diagrama vectorială pentru punerea în evidență a acțiunii diverselor zone inelare (v. § 37), se poate construi pe cale grafică diagrama acțiunii diverselor fișii. Se va obține, evident, tot o curbă în formă de spirală, însă din cauza diferențelor de suprafață a fișilor, acțiunea acestora va descresce rapid pe măsură ce ne depărtăm de punctul central al undei (punctul M_0). Din această cauză, vectorii care reprezintă acțiunea regiunilor succesive ale fiecărei fișii descresc mai repede în lungime decît în cazul construcției din § 37, corespunzător împărțirii în zone Fresnel; în consecință, spirala obținută se înfășoară mai lent. Ea este reprezentată în fig. 87, în care punctele F_- și F_+ reprezintă polii de care spirala se apropie asimptotic. Ramura $OB_1B_2 \dots F_-$, care reprezintă acțiunea jumătății din stînga a undei, este formată din porțiuni paralele cu porțiunile corespunzătoare ale ramurii $OA_1A_2 \dots F_+$, care reprezintă acțiunea jumătății din dreapta; aceasta deoarece părțile corespunzătoare ale undei sînt situate simetric în raport cu punctul B (fig. 86) pentru care se face calculul. În felul acesta, ambele ramuri ale curbei sînt simetrice, punctul O este un punct de inflexiune, iar dreapta F_-OF_+ , care unește polii spiralei formează un unghi de 45° cu tangenta dusă în punctul O .

Această diagramă a fost construită de către Cornu și poartă denumirea de spirala lui Cornu. Ea dă posibilitatea să se rezolve, grafic, problemele de difracție de tipul celor studiate, care au fost rezolvate analitic de către Fresnel cu ajutorul unor integrale de tip special care au căpătat denumirea de integralele lui Fresnel ²⁾.

Folosind spirala lui Cornu, se pot rezolva cantitativ probleme asemănătoare celor menționate mai sus, adică probleme privind difracția pro-

¹⁾ Pentru simplitate calculul este efectuat pentru un front plan, fapt de altfel admisibil, deoarece curbura lui Σ nu este mare.

²⁾ Descrierea proprietăților geometrice ale spiralei lui Cornu, metoda de construcție a acesteia precum și legătura cu integralele lui Fresnel, se poate găsi în orice curs de optică teoretică, de exemplu, П. Д р у д е, Оптика, ОНТИ, 1935.

dușă de obstacole care se termină cu muchii drepte. Amplitudinea vibrațiilor, datorite unei părți oarecare a undei de lumină, se exprimă cu ajutorul vectorului care închide o porțiune din spirală corespunzătoare părții date a undei. Acțiunea întregii unde, adică a undei în drumul căreia nu se găsește nici un obstacol, va fi reprezentată prin vectorul F_+ , care unește extremitățile spiralei.

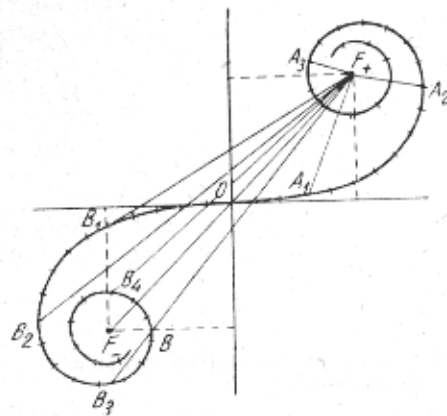


Fig. 87. Spirala lui Cornu.

Să studiem, de exemplu, folosirea spiralei lui Cornu în problema difracției date de marginea unui ecran iluminarea în punctul B (fig. 88) situat la limita umbrei geometrice, determină cu ajutorul vectorului OF_+ care unește centrul spiralei cu polul al acesteia. Cum $OF_+ = \frac{1}{2} F_+ F_-$ amplitudinea în punctul B este egală cu jumătate, iar iluminarea cu sfert din iluminarea observată în lipsa ecranului D . La trecerea în domeniul BK , polul undei se deplasează în dreapta așa încât, pentru punctul B_2 , este neacoperită întreaga jumătate dreaptă a undei precum și o porțiune mai mare sau mai mică din jumătatea stângă. Din această cauză, amplitudinea va fi determinată de vectorul care unește F_+ cu diversele puncte ale spiralei din ce în ce mai depărtate, cu alte cuvinte de vectorii $F_+ B_1, F_+ B_2, F_+ B_3$, etc. Figura 87 arată că acești vectori trec printr-o serie de maxime, mai mari decât $F_+ F_-$ și o serie de minime mai mici decât $F_+ F_-$, ceea ce corespunde unei alternări de maxime și de minime în porțiunea iluminată a ecranului. Descreșterea iluminării în domeniul umbrei geometrice BL , unde ecranul D acoperă o regiune din ce în ce mai mare a undei, se face lent, așa cum arată fig. 87, în care sînt reprezentate valorile succesive ale amplitudinii: $F_+ A_1, F_+ A_2, F_+ A_3$, etc.

Avînd la dispoziție o spirală Cornu corect desenată și la o scară suficient de mare, se poate găsi distribuția cantitativă a iluminării cu destulă precizie.

Schema și fotografia din fig. 88, redau figura de difracție observată sub care este desenată distribuția teoretică a iluminării. În mod analog se poate studia acțiunea unei fante înguste, infinite, sau a unui ecran îngust, etc.

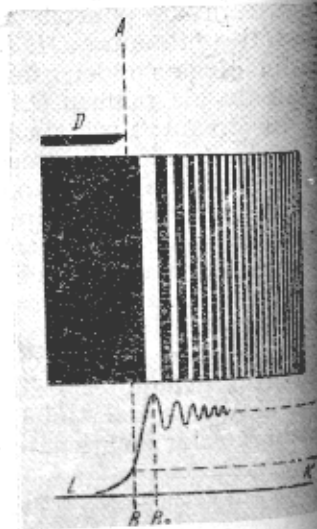


Fig. 88. Difracția produsă de marginea unui ecran.

§ 40. Observații cu privire la principiul Huygens-Fresnel

Exemplele studiate mai sus ilustrează cât se poate de bine, cum calculele (analitice și grafice), efectuate în conformitate cu postulatul lui Fresnel, dau valoarea corectă a distribuției iluminării în cazul fenomenelor de difracție, cu alte cuvinte permit găsirea corectă a amplitudinii undei rezultante, dacă dimensiunile obstacolelor sau orificiilor nu sînt comparabile cu lungimea de undă λ , adică în cazul unor unghiuri de difracție nu prea mari.

Cu această ocazie însă, trebuie făcute următoarele observații: în primul rînd la calculul rezultatului interferenței undelor elementare, sîntem nevoiți să admitem că amplitudinea, condiționată de izvoarele auxiliare, depinde de unghiul de înclinare φ , dintre normala dușă la porțiunea respectivă a suprafeței auxiliare și direcția care trece prin punctul B , pentru care se face calculul.

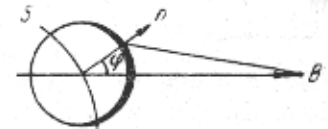


Fig. 89. Schiță care arată dependența amplitudinii undelor secundare de unghiul φ .

Suprafața S , poate fi asimilată cu o suprafață luminoasă pentru care amplitudinea este cu atît mai mică cu cît este mai mare unghiul de emisie. Ea are valoarea maximă de-a lungul razei care coincide cu normala ($\varphi = 0$), și devine zero pentru $\varphi = \frac{\pi}{2}$ (fig. 89).

În al doilea rînd, trebuie remarcat că în toate raționamentele anterioare s-a căutat să se găsească amplitudinea undei rezultante fără să se atingă problema privind faza acesteia. Pentru majoritatea problemelor, chestiunea fazei nu are importanță, deoarece în general interesează intensitatea undei rezultante, care este proporțională cu *patratul amplitudinii*. Dacă se face însă și calculul fazei rezultante, se constată că aceasta diferă cu $\frac{\pi}{2}$ de cea găsită pe cale experimentală. Acest lucru se vede ușor din fig. 80.

Direcția curbei în punctul inițial O , ales drept origină, dă în punctul de observație, o valoare a fazei vibrației, condiționată de acțiunea elementului central al primei zone, adică acea valoare a fazei pe care o dă propagarea rectilinie a luminii, după dreapta LB (fig. 73). Tocmai aceasta este valoarea fazei care corespunde realității. Graficul arată însă că vectorul rezultatant ON , este rotit cu 90° , adică faza rezultatantă rămîne în urmă cu $\frac{\pi}{2}$. În felul acesta, postulatul lui Fresnel, permite să se găsească corect amplitudinile izvoarelor auxiliare, însă nu poate determina faza acestora. Pentru a obține un rezultat corect și în privința fazelor, ar fi trebuit să se modifice, în această privință, postulatul lui Fresnel și să se atribuie izvoarelor auxiliare, faze mărite cu $\frac{\pi}{2}$.

În sfîrșit, formularea dată de Fresnel nu elimină dificultatea caracteristică principiului lui Huygens, enunțat în forma inițială și anume că din el rezultă existența a două unde: una care se propagă înainte, din-

spre izvorul de lumină, și alta, construită în mod analog, ca înfășurătoare undelor elementare, însă în direcție inversă, înspre izvor.

Negarea undei inverse rezultă, în oarecare măsură, în ipoteza lui Fresnel privind dependența amplitudinii undei secundare de unghiul φ din normala dusă la suprafața ajutătoare și direcția care trece prin punct de observație. În conformitate cu această ipoteză, amplitudinea descrește pe măsura creșterii unghiului φ și devine nulă atunci când valoarea abilită a lui φ este egală sau mai mare decât 90° . Figura 89 explică această ipoteză; descreșterea amplitudinii este redată aci prin micșorarea grosimii curbei. Dat fiind faptul că pentru $\varphi > 90^\circ$ amplitudinea devine zero, un inversă nu este posibilă. Ori, după cum s-a mai spus, ipoteza cu privire la distribuția amplitudinilor, este o ipoteză suplimentară, care completează principiul lui Fresnel, și se poate explica lipsa undei inverse și prin următorul raționament. Din fiecare punct al suprafeței S , perturbarea se propagă atât înainte cât și înapoi. Dar, în fața suprafeței S nu este încă perturbare și acțiunea se reduce la formarea unei perturbări care se observă. *Spatele* lui S , perturbarea a trecut și acțiunea datorită lui S se reduce aceea că această perturbare sosită, să fie compensată. Ca rezultat al acțiunilor — directă și inversă — perturbarea trece prin S și se propagă mai departe înspre B .

O analogie care explică acest raționament poate fi luată de exemplu din cazul propagării unui impuls prin intermediul unor bile așezate una lângă cealaltă. Bila ciocnită dintr-o parte de o altă bilă se deformează, după aceea, tinzând să-și revină, devine singură un izvor de impuls și își exercită acțiunea atât înainte cât și înapoi. Însă, impulsul îndreptat înapoi se consumă pentru a frâna bila care a ciocnit prima, iar impulsul dreptat înainte deplasează bila următoare după direcția impulsului inițial. Ca rezultat, ciocnirea se transmite de la o bilă la alta, propagându-se într-un singur sens, înainte.

În ciuda celor trei deficiențe ale principiului Huygens-Fresnel: a) introducerea artificială a unui factor care ține seama de înclinarea față de direcția acțiunii, b) rezultatul greșit care se obține pentru faza rezultatului, c) necesitatea unor raționamente suplimentare pentru eliminarea deficiențelor care apar în legătură cu unda inversă, metoda lui Fresnel este totuși extrem de fructuoasă în problemele legate de calculul intensității undelor într-o serie de cazuri complicate.

În fond, datorită lucrărilor lui Fresnel, s-au pus baze solide optice ondulatorii, au fost eliminate în linii mari toate dificultățile esențiale care apar în studierea fenomenelor de difracție și s-a lămurit importanța lungimii de undă a undei de lumină în toate aceste fenomene. Ulterior, Kirchhoff (1822) a dat o formulare mai riguroasă principiului Huygens-Fresnel, eliminând formal toate deficiențele de mai sus ale teoriei lui Fresnel.

În teoria lui Kirchhoff, elementul care determină dependența amplitudinii de unghiul φ , se calculează pornind de la ipotezele generale ale teoriei și se constată că el devine nul doar pentru $\varphi = 180^\circ$ și nu pentru $\varphi = 90^\circ$ așa cum presupunea Fresnel. Faptul că Fresnel a găsit un rezultat corect deși a pornit de la ipoteze greșite, se explică prin imprecizia metodei sale de calcul. Trebuie recunoscut însă că nici teoria lui Kirchhoff nu este lipsită

de anumite ipoteze matematice și fizice oarecum arbitrare. În particular nici în metoda lui Kirchhoff nu se ia în considerație influența substanței din care este confecționat ecranul asupra cîmpului luminos din apropierea acestuia, fapt care nu corespunde realității, deși ce este drept, nu dă decât erori foarte mici. Rezolvarea riguroasă a problemelor de difracție din punct de vedere al propagării undelor electromagnetice în apropierea obstacolelor, reușește doar pentru un număr relativ mic de cazuri simple. Astfel, Sommerfeld (1894) a rezolvat problema difracției produse de marginea unui ecran perfect conductor. Divergențele dintre rezultatele teoriei lui Sommerfeld și măsurătorile de mare precizie se datoresc, probabil, imposibilității realizării, în practică, a condițiilor teoretice (un ecran real nu poate fi făcut perfect conductor, infinit de subțire și avînd o margine ideal de ascuțită, așa cum se presupune în studiul teoretic). Discutarea acestui caz și a cîtorva altor cazuri rezolvate, mai mult sau mai puțin complet, printr-o metodă analogă celei propuse de Sommerfeld, arată că tratarea aproximativă pe baza principiului Huygens-Fresnel, dă o aproximație suficient de bună, cel puțin pentru unghiuri de difracție nu prea mari. Din această cauză, în cele ce urmează se va folosi în largă măsură metoda lui Fresnel.

CAPITOLUL IX

DIFRAȚIA ÎN LUMINĂ PARALELĂ (difracția Fraunhofer)

§ 41. Difracția Fraunhofer produsă de o fantă

Pînă acum am studiat difracția unei unde sferice, studiind figura de difracție într-un punct situat la o distanță finită față de obstacol. Acesta a fost genul de probleme studiate de Fresnel, așa încît aceste fenomene de difracție sînt denumite, de obicei, difracție Fresnel.

Fraunhofer (1821—1822) a studiat o serie de fenomene întrucîtva diferite. În experiențele lui Fraunhofer, o lunetă se pune la punct pentru un izvor de lumină îndepărtat (de exemplu, o fantă) și se observa imaginea acestuia în apropierea planului focal al lunetei, folosind în acest scop ocularul lunetei.

În fața obiectivului lunetei se așeza ecranul prevăzut cu orificii, care acoperea mai mult sau mai puțin obiectivul. S-a constatat că aspectul imaginii depinde de dimensiunile și forma acestor orificii. De exemplu, s-a văzut că imaginea apare cu contrast și redînd forma și caracterul obiectului doar atunci cînd rămînea descoperită o porțiune suficient de mare din suprafața obiectivului. Micșorînd suprafața activă a obiectivului, figura observată se deformează într-o măsură mai mare sau mai mică, uneori putînd să nu semene deloc cu forma izvorului. Astfel, observînd un filament incandescent printr-un obiectiv acoperit cu un paravan care are o fantă îngustă, se observă o bandă difuză cu cîteva maxime și minime.

În felul acesta, imaginea dată de obiectiv, este totdeauna o figură de difracție care apare datorită limitării fascicului de lumină.

Această limitare se realizează cu ajutorul așa numitei *pupile de intrare* a obiectivului (v. § 78), al cărui rol, în cazul cel mai simplu, îl joacă montajul obiectivului sau o diafragmă specială. În cazul unei deschideri considerabile a obiectivului (pupila de intrare mare) figura de difracție observată reprezintă destul de bine forma obiectului; în cazul unor dimensiuni mici ale pupilei de intrare, imaginea poate diferi mult de obiect (uneori poate chiar de nerecunoscut).

Dat fiind faptul că observarea în cazul metodei descrise se face regiunea în care lumina este concentrată cu ajutorul obiectivului lunetei fenomenul câștigă mult în strălucire și observarea figurii de difracție, este mult ușurată. Acest tip de difracție, în care se studiază figura de difracție formată de raze paralele, a căpătat numele de difracție Fraunhofer.

Deși difracția Fraunhofer nu diferă principial de difracția Fresnel studiată mai înainte, totuși studiul amănunțit al acestui caz prezintă interes deosebit. Analiza matematică a multor cazuri importante de difracție Fraunhofer este ușoară și permite rezolvarea integrală a problemei practice, aceasta este destul de importantă, deoarece aplicațiile ei se întind în studiul multor probleme legate de funcționarea aparatelor optice (rețele de difracție, instrumente optice, etc).

Condiții apropiate de condițiile lui Fraunhofer pot fi realizate situând un izvor de lumină mic în focarul unei lentile și concentrând apoi lumina obținută cu ajutorul unei alte lentile, într-un punct oarecare de pe un ecran așezat în planul focal al celei din urmă. Acest punct reprezintă imaginea izvorului. Așezând între lentile ecrane cu orificii de mărimi și forme diferite se poate schimba caracterul figurii de difracție, adică al imaginii; în funcție de dimensiunile și forma deschiderilor lumina va merge după anumite direcții și se va strânge în puncte diferite ale ecranului receptor. Ca rezultat, se va obține o imagine în formă de pată, a cărei iluminare variază de la un loc la altul. A rezolva problema de difracție înseamnă a găsi distribuția iluminării pe ecran în funcție de dimensiunile și forma obstacolelor care condiționează difracția. Ne vom limita la studiul câtorva cazuri simple dar deosebit de importante, când deschiderile au forma dreptunghiulară sau circulară.

O importanță deosebită o prezintă cazul când deschiderea dreptunghiulară are o lățime neglijabilă și o lungime infinită, adică este o fantă. Bine înțeles că, în practică este suficient ca lungimea să fie mult mai mare decât lățimea. Așa bunăoară, pentru o lățime de 0,01 – 0,02 mm, o lungime de câțiva milimetri poate fi considerată ca infinită. În acest caz, imaginea punctului se va întinde sub forma unei benzi, prezentând maxime și minime așezate după o direcție perpendiculară față de fantă, deoarece lumina este difractată la dreapta și la stânga fantei. Rotind fantă în jurul axei lunetei, întreaga figură de difracție se va roti și ea. Dacă drept izvor luminos se ia un filament incandescent, paralel cu fanta, atunci diversele puncte ale filamentului vor constitui izvoare necoerente și întreaga figură va fi o suprapunere a figurilor produse de izvoarele punctuale. Se va observa imaginea filamentului întinsă după o direcție perpendiculară pe direcția fantei, adică ne putem limita iarăși la studiul unei figuri cu o singură dimensiune.

Să presupunem că unda cade *normal* pe planul fantei. Suprafața fantei poate fi împărțită într-o serie de fișii înguste și paralele, de egală lățime. Toate aceste fișii trebuie să fie privite ca izvoare de unde ale căror faze sînt egale, deoarece în cazul unei incidențe normale, planul fantei coincide cu suprafața undei. Amplitudinile undelor elementare vor fi, de asemenea, egale, deoarece elementele alese au suprafețe egale și înclinări egale față de direcția de observare.

Aceste două condiții – egalitatea fazelor¹⁾ și egalitatea amplitudinilor – simplifică extraordinar de mult rezolvarea, atât grafică cît și analitică, a problemei studiate.

Grafic, rezultatul compunerii pentru un punct oarecare al ecranului poate fi reprezentat cu ajutorul diagramelor vectoriale din fig. 90.

Diagrama *a* corespunde direcției de observare pentru care $\varphi = 0$, adică direcția inițială a undei, pentru care undele elementare nu au nici o diferență de fază. Amplitudinea rezultantă $s = A_0$. Diagrama *b* corespunde unei direcții pentru care elementele de la margini dau o diferență de fază egală cu π , adică o diferență de drum egală cu $\frac{\lambda}{2}$.

Din fig. 91, se vede că această direcție corespunde condiției: $ED = b \cdot \sin \varphi = \frac{\lambda}{2}$, unde b reprezintă lățimea fantei FE . Amplitudinea rezultantă este reprezentată prin vectorul $s = \frac{2A_0}{\pi}$, deoarece s reprezintă diametrul semicercului a cărui lungime este egală cu A_0 . Diagrama *c* corespunde unei diferențe de drum între razele provenite de la elementele marginale, egală cu λ , adică corespunde unei direcții date de condiția: $b \sin \varphi = \lambda$. Rezultanta este egală cu zero, adică în direcția indicată nu va fi lumină. Se poate vedea ușor că, amplitudinea zero va corespunde și unei direcții pentru care diferența de drum, pentru elementele de la margini, va fi egală cu 2λ ; minimul următor, corespunde unei diferențe de drum 3λ , etc., cu alte cuvinte, minimele corespund direcțiilor

$$\sin \varphi = \frac{\lambda}{b}, \frac{2\lambda}{b}, \dots, \frac{n\lambda}{b},$$

unde n este un număr întreg.

¹⁾ În cazul unei incidențe oblice, fazele de-a lungul suprafeței fantei nu sînt constante, ci variază după o lege simplă. Însă nici în acest caz calculul nu prezintă dificultăți.

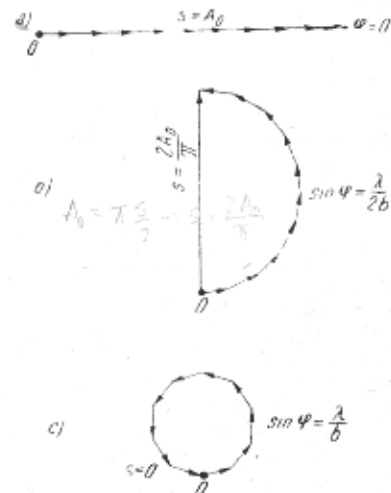


Fig. 90. Difrakția produsă de o fantă: calculul grafic al amplitudinii rezultante, pentru diferite direcții.

Pentru rezolvarea analitică a problemei, se scrie expresia undei emise de fiecare element al fantei și se însumează acțiunea tuturor acestor elemente. Amplitudinea undei, datorită unui asemenea element, este proporțională cu lățimea dx a acestuia, adică este egală cu $c dx$. Factorul c se determină din condiția ca, după direcția $\varphi = 0$, amplitudinea undei emise de întreaga fantă, să fie egală cu A_0 , adică $cb = A_0$ sau $c = \frac{A_0}{b}$. În felul acesta, perturbarea luminoasă în porțiunea corespunzătoare a fantei, se va exprima cu ajutorul relației:

$$ds = \frac{A_0}{b} dx \cos \omega t.$$

Pentru a găsi acțiunea întregii fante după o direcție care formează unghiul φ cu direcția inițială, este necesar să se țină seama de diferența de fază care caracterizează undele sosite și provenite în punctul de observație, B_φ (fig. 91) de la diverse elemente.

Se duce planul FD , perpendicular pe direcția razelor difractate. Distribuția znelor din acest plan determină relațiile dintre fazele undelor elementare care se strâng în punctul B_φ , deoarece lentila nu introduce diferențe de fază suplimentare (tautocronism — v. § 20). În felul acesta, este suficient să se determine diferența de drum care apare de-a lungul parcursului dintre planul FE și planul FD .

Fig. 91. Difracția produsă de o fantă: calculul analitic al amplitudinii rezultante.

Din fig. 91, se vede că diferența de drum dintre undele provenite de la zona elementară, de pe lângă punctul F (marginea fantei) și de la un punct oarecare N (situat la distanța x de marginea fantei), este $NP = x \sin \varphi$. Perturbarea luminoasă în punctele planului FD , se va exprima prin

$$ds = \frac{A_0}{b} dx \cos (\omega t - kx \sin \varphi), \tag{41.3}$$

unde $k = 2\pi/\lambda$ este numărul de undă. Perturbarea rezultantă în punctul B_φ , se va determina făcând suma acestor expresii, adică se va exprima cu ajutorul unei integrale extinse pe întreaga lățime a fantei (pentru toate valorile lui x , cuprinse între O și b). Așadar:

$$s = \int_0^b ds = \int_0^b \frac{A_0}{b} \cos (\omega t - kx \sin \varphi) dx = A_0 \frac{\sin \left(\frac{bk \sin \varphi}{2} \right)}{\frac{bk \sin \varphi}{2}} \cos \left(\omega t - \frac{kb}{2} \sin \varphi \right). \tag{41.3'}$$

În felul acesta, unda rezultantă, care se propagă în direcția φ , are amplitudinea

$$A_\varphi = A_0 \frac{\sin \left(\frac{bk}{2} \sin \varphi \right)}{\frac{bk}{2} \sin \varphi} = A_0 \frac{\sin \left(\frac{\pi b}{\lambda} \sin \varphi \right)}{\frac{\pi b}{\lambda} \sin \varphi}. \tag{41.3}$$

deoarece $k = 2\pi/\lambda$.

În multe cazuri practice, în particular în cazul observațiilor prin lunetă, unghiul φ este atât de mic încît se poate lua $\sin \varphi \approx \varphi$, așa că:

$$A_\varphi = \frac{A_0 \sin \frac{\pi b \varphi}{\lambda}}{\frac{\pi b \varphi}{\lambda}}. \tag{41.3'}$$

Expresia amplitudinii undei care ajunge pînă la ecranul MM , arată că de-a lungul ecranului (o dată cu variația lui φ) se schimbă iluminarea, prezentînd o serie de maxime și minime.

Să studiem expresia (41.3). A_φ devine zero pentru unghiurile φ care satisfac condiția $\frac{b\pi}{\lambda} \sin \varphi = n\pi$, unde $n = 1, 2, 3, \dots$, (numere întregi), cu alte cuvinte, pentru

$$\sin \varphi = n\lambda/b. \tag{41.4}$$

Condiția (41.4) determină poziția *minimelor*. Ea este identică cu condiția găsită mai sus pe cale grafică.

Pentru valori intermediare ale unghiului φ , amplitudinea atinge valori maxime. Maximul principal se obține cînd

$$\frac{b\pi}{\lambda} \sin \varphi = 0, \text{ adică } \varphi = 0, \text{ în acest caz } A_\varphi = A_0.$$

Maximele următoare, mult mai slabe decît maximul principal, corespund valorilor lui φ rezultînd din condițiile:

$$\frac{b\pi}{\lambda} \sin \varphi = 1,43 \pi; \frac{b\pi}{\lambda} \sin \varphi = 2,46 \pi; \frac{b\pi}{\lambda} \sin \varphi = 3,47 \pi; \frac{b\pi}{\lambda} \sin \varphi = 4,48 \pi \text{ etc.} \tag{41.5}$$

(v. exercițiul 62). În fig. 92 este arătat mersul curbei A_φ în funcție de $\sin \varphi$ (linia continuă). Pe aceeași figură este arătată curba de distribuție a intensității (curba punctată)

$$I_\varphi = I_0 \frac{\sin^2 \left(\frac{b\pi}{\lambda} \sin \varphi \right)}{\left(\frac{b\pi}{\lambda} \sin \varphi \right)^2}. \tag{41.6}$$

unde $I_0 \sim A_0^2$ este intensitatea luminii care vine dinspre fanta b în direcția fasciculului primar.

După cum se vede din fig. 92 valoarea maximelor secundare descrește rapid. Valorile numerice ale maximumului principal și ale celorlalte maxime se găsesc în același raport cu numerele

$$1 : 0,045 : 0,016 \text{ etc};$$

aproximativ, aceste rapoarte pot fi exprimate sub forma

$$1 : \frac{4}{9\pi^2} : \frac{4}{25\pi^2} : \dots$$

Din formulele stabilite în paragraful de față, se vede clar că, poziția minimelor și maximelor, depinde de lungimea de undă λ . Din această cauză,

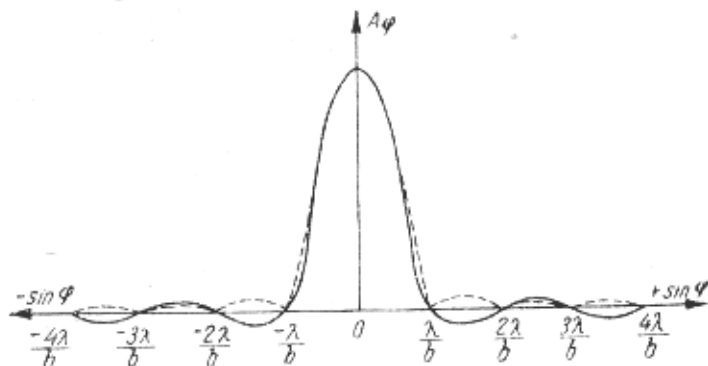


Fig. 92. Difrakția produsă de o fantă: distribuția amplitudinii (curba plină) și a intensității (curba punctată) în funcție de direcție.

figura de difrakție are forma de mai sus doar în cazul unei lumini suficient de monocromatică. În cazul luminii albe, se obține totalitatea figurilor corespunzătoare diverselor culori (figuri deplasate una față de cealaltă în funcție de valorile diferite ale lui λ).

Maximumul central ($\varphi = 0$) va fi comun pentru toate lungimile de undă, așa încât centrul figurii de difrakție apare sub forma unei fișii albe care la margini trece într-o bordură colorată. Maximele secundare, corespunzătoare diverselor lungimi de undă, nu mai coincid între ele; mai aproape de centru se situează maximele corespunzătoare unor lungimi de undă mai scurte. Maximele corespunzătoare unor lungimi de undă mai mari sunt mai depărtate decât cele corespunzătoare celor scurte. Aceste maxime sunt atât de difuze încât nu se poate obține o descompunere prin difrakție dată de o singură fantă netă în diversele lungimi de undă (descompunere spectrală). Toate detaliile figurii de difrakție pot fi lămurite folosind formula (41.6) sau fig. 92.

§ 42. Influența lărgirii fantei asupra figurii de difrakție

După cum arată formula (41.4), depărtarea minimelor de centrul figurii, crește odată cu micșorarea lui b . În felul acesta odată cu micșorarea lărgimii fantei, franja luminoasă centrală se lățește, cuprinzând o regiune din ce în ce mai mare din ecran.

Dacă $b = \lambda$ atunci $\varphi_1 = 90^\circ$, adică primul minim corespunde unui unghi de 90° ; prin urmare, el este deplasat spre marginea infinit depărtată a ecranului MM . Iluminarea ecranului descrește treptat pe măsură ce ne depărtăm de centru înspre margini, tinzând asimptotic spre zero; lărgimea franjei luminoase centrale crește nelimitat.

Pentru $b < \lambda$ minimumul, în general, nu se observă, ci are loc doar o descreștere lentă a iluminării; odată cu micșorarea lui b iluminarea tinde să devină uniformă de-a lungul întregului ecran (fig. 93). Între altele, dacă b este comparabil sau mai mic decât λ , folosirea metodei lui Fresnel nu dă un rezultat corect (v. § 40) și detaliile fenomenului nu pot fi obținute decât dacă se face un studiu riguros al problemei. Pentru cazul unei fante foarte înguste ($b \ll \lambda$), acest studiu a fost făcut pentru prima oară de Rayleigh (1897).

Dimpotrivă, dacă mărim lărgimea fantei, poziția primelor minime se apropie din ce în ce mai mult de centrul figurii, așa încât maximumul central devine din ce în ce mai pronunțat. Afară de aceasta, după cum rezultă din (41.6), intensitatea relativă a maximumului rămâne neschimbată; valoarea absolută crește însă, deoarece crește energia care trece prin fanta lărgită. În cazul unei fante foarte largi (în comparație cu λ) se obține în centru o imagine netă a izvorului liniar.

§ 43. Influența dimensiunilor izvorului

În orice experiență reală izvorul are dimensiuni finite. Să admitem că dimensiunea unghiulară a izvorului este 2α . Aceasta înseamnă că dacă se efectuează o experiență cu un izvor îndepărtat (stea, Soare), 2α este dimensiunea unghiulară a acestuia, observată din punctul situat în centrul fantei S (fig. 94, a); dacă observarea se face cu ajutorul unui colimator, 2α este dimensiunea izvorului văzută din centrul lentilei colimatoare, KL (fig. 94, b). Atât în primul, cât și în al doilea caz, izvorul poate fi privit ca fiind format dintr-o serie de izvoare practic punctuale, necoerente, care emit unde plane, înclinate în limitele unghiului 2α . Aceste izvoare dau o serie de figuri de difrakție, deplasate una față de cealaltă, în limitele unghiului 2α (pentru simplitate considerăm diversele izvoare ca fiind la fel de strălucitoare).

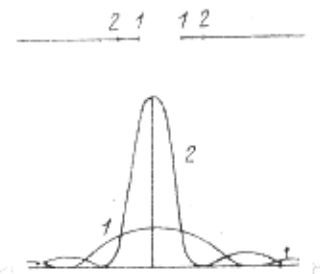


Fig. 93. Difrakția produsă de o fantă: influența lărgimii fantei asupra distribuției intensității:
1 — fantă îngustă; 2 — fantă largă.

Cazul unei deschideri circulare, prezintă dificultăți de calcul ceva mai mari. Pentru rezolvarea grafică a problemei se împarte deschiderea circulară în fișii, cu ajutorul unor linii paralele și se observă că fișiile extreme joacă un rol mai mic decât în cazul unei deschideri dreptunghiulare, unde lungimea lor este aceeași ca și a fișiei centrale. Din această cauză, construcția grafică va fi obținută cu ajutorul unor vectori de lungimi neegale, spre deosebire de cazul dreptunghiului.

Iată de ce și rezultatele numerice ale calculului amplitudinii sînt întotdeauna diferite ¹⁾. Distribuția intensității în figura de difracție este asemănătoare cu cea din cazul orificiului dreptunghiular; se înțelege de la sine că maximele și minimele apar sub forma unor cercuri, iar raza unghiulară a cercurilor întunecate satisface *aproximativ* relația

$$\sin \varphi = m \frac{0,61}{R} \lambda,$$

unde R este raza deschiderii, iar m este un număr întreg.

În felul acesta, cu cît raza orificiului este mai mare, cu atît figura de difracție este mai mică. Valori mai precise ale razelor unghiulare ale inelelor întunecate și luminoase (maxime) sînt date în următorul tablou:

Minime	Maxime	Intensitatea
$\sin \varphi_1 = \frac{0,61}{R} \lambda$	$\sin \varphi'_1 = 0$	1
$\sin \varphi_2 = \frac{1,12}{R} \lambda$	$\sin \varphi'_2 = \frac{0,81}{R} \lambda$	0,0175
$\sin \varphi_3 = \frac{1,62}{R} \lambda$	$\sin \varphi'_3 = \frac{1,33}{R} \lambda$	0,0042
$\sin \varphi_4 = \frac{2,12}{R} \lambda$	$\sin \varphi'_4 = \frac{1,85}{R} \lambda$	0,0016

Ultima coloană dă intensitatea relativă a maximelor de diferite ordine. De aci se vede că chiar în primul maxim intensitatea reprezintă mai puțin de 2% din intensitatea maximului central.

Cazul difracției produse de o deschidere circulară, are o importanță practică extrem de mare, deoarece toate monturile lentilelor și obiectivelor au, de obicei, o formă rotundă, așa încît ori de cîte ori se studiază fenomenul care are loc în instrumentele optice, trebuie să se țină seama de difracția produsă de o deschidere circulară (v. cap. XIV).

¹⁾ Din punct de vedere al calculului, problema se tratează cu ajutorul funcțiilor Bessel.

§ 45. Difrakția produsă de două fante

Să studiem iarăși fenomenul de difracție dat de o fantă după schema reprezentată în fig. 91. Poziția maximelor și minimelor de difracție nu va depinde de poziția fantei, deoarece poziția maximelor este determinată de direcția după care se propagă fracțiunea cea mai mare de lumină difractată. Din această cauză, deplasînd fanta paralel cu ea însăși, nu trebuie să se observe nici un fel de schimbare a figurii de difracție. Dacă paravanul este prevăzut cu două fante paralele identice, ele vor da două figuri de difracție egale, care se suprapun una peste cealaltă, astfel că maximele se vor intensifica în mod corespunzător. În realitate însă, figura va fi mai complicată, deoarece în calcul trebuie să se țină seama de interferența reciprocă a undelor care vin de la cele două fante.

Să presupunem că s-au tăiat în paravanul KK (fig. 97) două fante de lărgime b , despărțite printr-un spațiu opac a , așa încît $a+b=d$. Este clar că minimele vor rămîne pe locurile lor, deoarece direcțiile după care *nici una* din fante nu trimite lumină nu vor primi lumină nici în cazul coexistenței a două fante. Afară de aceasta însă, sînt posibile și direcții după care lumina trimisă de cele două fante să se anuleze reciproc. Acestea vor fi, bineînțeles, direcții cărora le corespunde o diferență de drum $\frac{\lambda}{2}, 3\frac{\lambda}{2}, \dots$, pentru raze care provin de la puncte corespunzătoare ale ambelor fante. După cum se vede ușor din fig. 97, aceste direcții sînt determinate de condiția:

$$MP = MN \sin \varphi = \frac{\lambda}{2}, 3\frac{\lambda}{2}, \dots,$$

adică,

$$d \sin \varphi = \frac{\lambda}{2}, 3\frac{\lambda}{2}, 5\frac{\lambda}{2}, \dots \quad (45.1)$$

Dimpotrivă, după direcțiile determinate de condițiile:

$$d \sin \varphi = \lambda, 2\lambda, \dots \quad (45.2)$$

acțiunea unei fante intensifică acțiunea celeilalte, așa încît acestor direcții le corespund *maximele principale*. În felul acesta, figura completă se determină cu ajutorul condițiilor:

$$\text{minimele vechi} \quad b \sin \varphi = \lambda, 2\lambda, 3\lambda, \dots$$

$$\text{minimele suplimentare} \quad d \sin \varphi = \frac{\lambda}{2}, 3\frac{\lambda}{2}, 5\frac{\lambda}{2}, \dots$$

$$\text{maximele principale} \quad d \sin \varphi = 0, \lambda, 2\lambda, 3\lambda, \dots$$

adică, între două maxime principale, se așază un minim suplimentar. Distanța dintre minimele inițiale (date de o singură fantă), depinde de lărgimea

fantei b . Dacă b este mult mai mic decât d (fante depărtate și înguste), atunci între două minime inițiale se poate așeza o serie de minime și maxime secundare. Curba din fig. 98 arată distribuția intensităților. Curba punctată corespunde compunerii intensităților ambelor fante, de exemplu, în cazul în care ambele fante ar fi iluminate de fascicule de lumină incoerente între ele. Curba plină reprezintă distribuția reală a intensităților. Bineînțeles fluxul luminos total care trece prin fante, dat de suprafața cuprinsă între aceste curbe și axa absciselor, trebuie să rămână același în ambele cazuri.

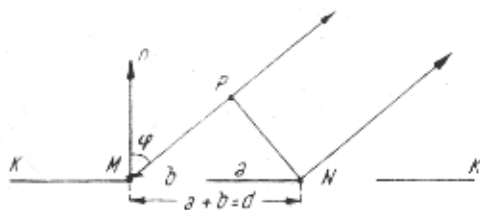


Fig. 97. Difrakția produsă de două fante paralele: găsierea poziției maximelor principale și a celor secundare;

b — lărgimea fantei; a — distanța dintre fante.

prafața despre care s-a vorbit rămâne aceeași. Dat fiind faptul că pentru o singură fantă maximul central este mult mai intens decât cel secundare, în cazul existenței a două fante identice, aproape întreaga

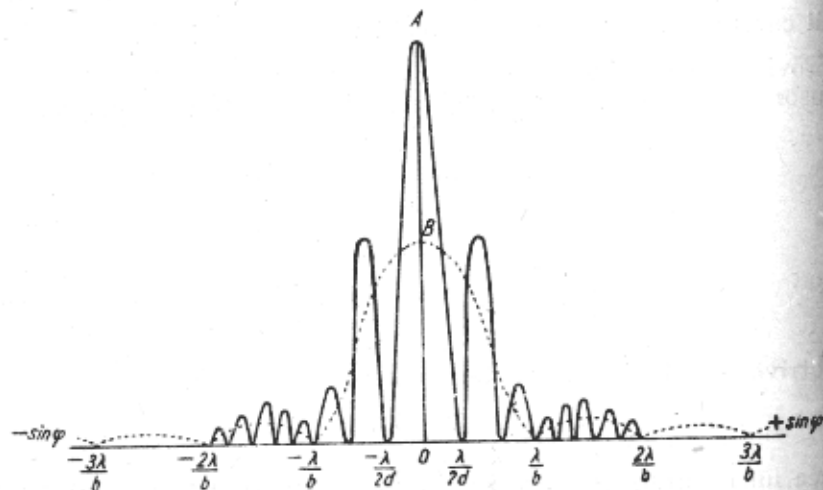


Fig. 98. Distribuția intensității în cazul difrakției produse de două fante paralele, de lărgime b , așezate la distanța d . Curba punctată corespunde cazului când se utilizează lumină necoerentă, curba plină, celui când se utilizează lumină coerentă. $OA = 2OB$.

lumină este concentrată în regiunea maximului central, adică în limitele determinate de condiția: $\sin \varphi = \pm \frac{\lambda}{b}$, așa cum arată fig. 98. În felul acesta, lărgimea unghiulară a figurii de difrakție principală este $2 \frac{\lambda}{b}$.

§ 46. Măsurarea diametrului unghiular al stelelor. Interferometrul Rayleigh

Difrakția dată de două fante, care reprezintă o trecere spre rețeaua de difrakție, prezintă un interes direct, datorită aplicațiilor pe care le are într-o serie de măsurători fizice. Cunoscuta experiență de interferență a lui Young, având o mare

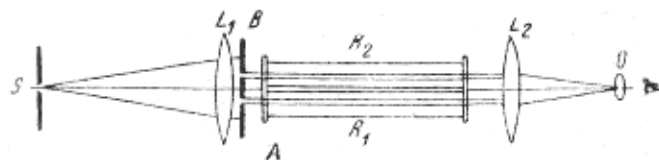


Fig. 99. Schema interferometrului Rayleigh.

importanță istorică (v. § 16), reprezintă un caz de difrakție produsă de două fante. Rayleigh a folosit acest caz pentru construirea unui refractometru interferențial (sau de difrakție) simplu, în care două raze care interferă, se obțin datorită difrakției produsă de două fante. Schema interferometrului lui Rayleigh este reprezentată în fig. 99. Fanta S , intens iluminată, servește drept izvor, și este așezată în planul focal al obiectivului L_1 , obturat cu ajutorul unui ecran AB , prevăzut cu două fante, în dreptul cărora se așază tuburile R_1 și R_2 ale refractometrului. În planul focal al celui de-al doilea obiectiv L_2 , se obține o figură de difrakție care se observă cu ajutorul unei lupe puternice. Ori de câte ori variază indicele de refracție al substanței care umple unul din tuburi, figura de difrakție se deplasează.

Principalul dezavantaj al aparatului constă în aceea că, la distanța suficient de mare dintre A și B , necesară pentru montarea celor două tuburi R , figura de difrakție se obține sub forma unor franje foarte apropiate între ele, a căror observare necesită mărimi apreciabile și dispozitive speciale pentru măsurarea precisă a deplasării franjelor. Menționăm însă că sub forma sa actuală refractometrul Rayleigh este un aparat tehnic comod.

Un interes deosebit îl prezintă folosirea difrakției produsă de două fante pentru rezolvarea unei importante probleme astronomice, privind determinarea distanței unghiulare dintre stele sau a diametrului unghiular al stelelor îndepărtate. Principiul unor asemenea măsurători a

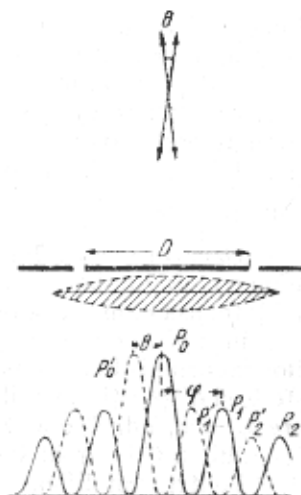


Fig. 100. Schema metodei Fizeau-Michelson pentru determinarea distanței unghiulare dintre stele sau a diametrului acestora.

fost formulat de Fizeau, în 1868. Michelson a indicat în 1890, unele perfecționări principale posibile ale metodei propuse, însă doar în 1920 el a reușit să realizeze experiența propusă și să măsoare diametrele câtorva stele. Fig. 101 explică principiul metodei.

Să presupunem că există două stele, situate una față de alta la distanță unghiulară θ , atât de mică încât, în planul focal al telescopului imaginile acestor stele nu sînt distincte. Dacă obiectivul telescopului este acoperit cu un paravan prevăzut cu două fante, așezate la distanța D una față de cealaltă, atunci, fiecare stea va da o gură de difracție sub forma unor m Franje strălucitoare.

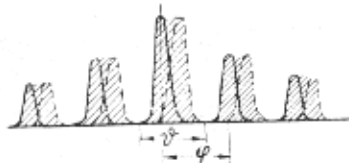


Fig. 101. Metoda de determinare a diametrului stelelor :

reprezentarea schematică a figurii de interferență în cazul unui izvor cu un diametru unghiular θ . Unghiul $\varphi = \frac{\lambda}{D}$ se determină cu ajutorul distanței dintre fante.

Sistemele de franje date de două izvoare sînt deplasate, unul față de celălalt, tocmai cu distanța unghiulară θ . Franja centrală P_0 a unui sistem este deplasată față de franja centrală a celui mai apropiată P_1 din același sistem unghiul φ , dat de condiția $D \sin \varphi = \lambda$ sau $\varphi = \frac{\lambda}{D}$. Variind distanța dintre fante, se poate modifica unghiul φ . Se vede ușor că atunci cînd $\varphi = 2\theta$, adică atunci cînd maximele unui sistem de franje de interferență cad peste minimele celui alt, vizibilitatea acestor franje este cea mai defavorabilă : franjele se șterg. Variind mai mult distanța, vizibilitatea îmbunătățește iarăși. În felul acesta, măsurătoarea se reduce la determinarea distanței D_0 careia îi corespunde prima înrăutățire a vizibilității. Pentru o lungime de undă λ dată, distanța unghiulară căutată este $\theta = \frac{\lambda}{2D_0}$.

Dacă în locul celor două izvoare (steaua dublă) avem un izvor cu diametru unghiular θ , atunci el va da o figură de interferență cu franje mai late, așa cum arată fig. 101, unde franjele care se observă sînt hașurate iar prin linii punctate și pline sînt desenate franjele corespunzătoare maxime și minime ale izvorului, luate separat. În felul acesta, lărgimea unghiulară a franjei centrale este θ , și dispariția vizibilității trebuie să aibă loc pentru o distanță D pe care $\varphi = \theta$, adică $\theta = \lambda/D$. Așadar, metoda permite și determinarea diametrului unghiular al izvorului (v. de asemenea § 43).

Pentru simplificarea calculelor, s-a presupus că izvorul are forma unui dreptunghi plan luminos. În cazul unui disc uniform iluminat condiția de dispariție a figurii de interferență va fi

$$\theta = 1,22 \frac{\lambda}{D}$$

În 1920 Michelson, folosind metoda indicată, a măsurat distanța unghiulară între componentele stelei duble Capella pentru care a găsit valoarea $0,042''$. Cu ajutorul acestui aparat se putea urmări chiar mișcarea orbitală a stelelor una față de cealaltă, deoarece în funcție de poziția stelelor trebuiau orientate în mod corespunzător și fantele din fața obiectivului

În decembrie 1920, Michelson a măsurat pentru prima oară diametrul stelei Betelgeuse, care face parte din categoria așa-ziselor stele uriase. Diametrul unghiular al stelei Betelgeuse s-a constatat a fi de $0,047''$. Cunoșcînd distanța pînă la stea (paralaxa ei stelară nu depășește $0,02''$), s-a putut calcula că diametrul liniar al stelei Betelgeuse este de $3,9 \cdot 10^8$ km, ceea ce depășește diametrul orbitei Pămîntului. Pentru comparație amintim că diametrul Soarelui este de $1,4 \cdot 10^6$ km.

După cum se vede, din teoria metodei lui Michelson, sensibilitatea metodei este cu atât mai mare cu cît distanța dintre fantele de pe obiectiv este mai mare.

Deoarece diametrul celui mai mare reflector existent are doar 5 m, Michelson a imaginat o metodă pentru a mări distanța dintre două fascicule, înlocuind fantele printr-un sistem de oglinzi S_1, S_2, S_3, S_4 , a căror funcționare se înțelege din fig. 102.

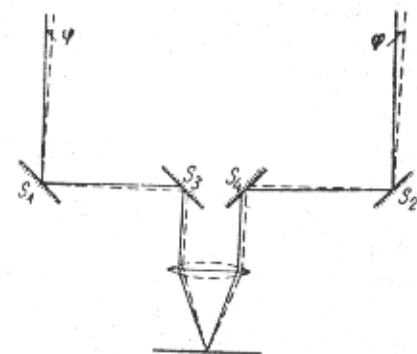


Fig. 102. Schema așezării oglinzilor în cazul metodei interferențiale de determinare a diametrului stelelor.

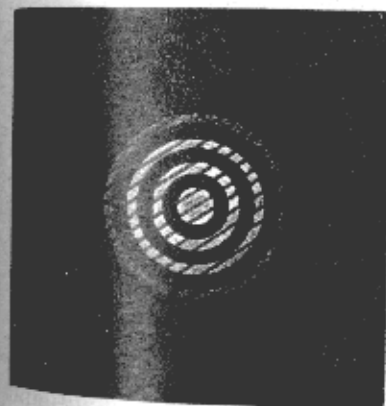


Fig. 103. Imaginea unei stele simple, obținută cu aparatul lui Michelson. : Linii negre paralele rezultă datorită interferenței între fasciculele de lumină care sînt difractate de cele două oglinzi; ele intersectează imaginea de difracție obținută a stelei din planul focal al obiectivului telescopului. Depărțind în mod convenabil oglinzile S_1 și S_2 , franjele de interferență dispar și rămîne cunoscuta imagine de difracție a stelei.

două fante, care delimitează fasciculele de raze care vin dinspre particula observată și intră în obiectivul telescopului, creează în câmpul vizual o figură de difracție, așa încît particulele apar sub forma unor

Distanța S_1, S_2 , care joacă rolul distanței D în aparatul lui Michelson, a putut fi adusă pînă la 6 m. În ciuda simplității extreme a principiului, realizarea tehnică a dispozitivului utilizat pentru mărirea distanței D este extrem de dificilă, deoarece distanța dintre oglinzile S_1 și S_2 trebuie să fie variabilă, iar în timpul măsurătorii poziția lor trebuie să fie riguros invariabilă cu o precizie pînă la o lungime de undă. Astăzi s-a construit un dispozitiv Michelson care permite mărirea distanței pînă la 18 m și, prin urmare, măsurarea unghiurilor cu o precizie de o miime de secundă. Figura de interferență, dată de o singură stea, într-un aparat Michelson, este reprezentată în fig. 103.

Principiul măsurării diametrului stelelor a fost utilizat, de asemenea, pentru măsurarea particulelor submicroscopice, ale căror dimensiuni nu permit urmărirea lor cu microscopul. Și în acest caz, diafragma prevăzută cu

fișii luminoase, paralele cu linia care unește fantele, și brăzdate maxime. Îndepărtînd fantele, se reușește să se elimine maximele difracție și, în felul acesta, se găsește lățimea particulei, paralelă dreapta D . Rotind diafragma, se pot studia dimensiunile particulei din toate direcțiile.

§ 47. Rețele de difracție

Studiul difracției produse de două fante arată că, în acest caz, minimele de difracție devin mai înguste decît în cazul unei singure fante. Măritarea numărului de fante face ca acest fenomen să fie și mai pronunțat. Repetînd raționamentele din § 45, se găsește că între fiecare două maxime principale ($d \sin \varphi = 0, \lambda, 2\lambda, \dots$) în cazul a trei fante, se așază două minime secundare ($d \sin \varphi = \frac{\lambda}{3}$ și $\frac{2\lambda}{3}$; $\frac{4\lambda}{3}$ și $\frac{5\lambda}{3}$; etc); în cazul a patru fante se așază trei minime secundare, etc.

În cazul general a N fante, de lărgime b separate prin intervalul a (perioada rețelei $d = a + b$) avem:

minimele vechi $b \sin \varphi = \lambda, 2\lambda, \dots$
 maximele principale $d \sin \varphi = 0, \lambda, 2\lambda, \dots$
 minimele secundare $d \sin \varphi = \frac{\lambda}{N}, \frac{2\lambda}{N}, \dots, \frac{(N-1)\lambda}{N}, \frac{(N+1)\lambda}{N}, \dots$

cu alte cuvinte, între două maxime principale, se așază $(N-1)$ minime secundare, separate de maxime secundare (v. fig. 104).

Odată cu creșterea numărului de fante, crește intensitatea maximelor principale, deoarece are loc o creștere a cantității de lumină transmisă prin rețea. De remarcat însă că, cea mai importantă modificare care se datorează folosirii unui număr mare de fante, consistă în transformarea maximelor difuze în maxime înguste, foarte nete, separate prin spații practic întregi deoarece maximele secundare sînt foarte slabe: cel mai intens dintre ele nu reprezintă mai mult de 5% față de maximul principal (v. exercițiul 10). Fieștea maximelor asigură posibilitatea distingerii sigure a unor lungimi de undă apropiate, care vor fi reprezentate prin franje strălucitoare, separate bine despărțite, fără să se acopere una pe cealaltă, așa cum se întîlnesc în cazul maximelor difuze, care se obțin cu o singură fantă sau cu un număr mic de fante.

Faptul că, în urma interferenței unui număr mare de raze, se observă o trecere foarte bruscă de la un maxim la minimul vecin (pentru o variație mică a direcției φ), se explică, foarte intuitiv, cu ajutorul diagramelor din fig. 90. Atunci cînd toate cele N raze care se compun sînt în fază, se obține un maxim corespunzător amplitudinii Na a vibrației rezultante; dacă prin N se notează numărul de raze care interferă, iar prin a amplitudinea fiecăreia dintre acestea. Pentru obținerea unui minim (diagrama din fig. 90), este necesar ca diferența de fază între ultima și prima rază să fie 2π . Așadar, în cazul existenței a N raze, diferența de fază între două

vecine, trebuie să fie $\frac{2\pi}{N}$ (iar diferența de drum $\frac{\lambda}{N}$), adică cu atît mai mică cu cît N este mai mare. Deoarece diferența de drum a razelor provenite de la două fante vecine este egală cu $d \sin \varphi$, iar diferența de fază $\frac{2\pi}{\lambda} d \sin \varphi$, urmează că schimbarea de direcție ($\delta\varphi$), care duce la apariția diferenței de fază necesară $\frac{2\pi}{N}$, se determină ușor din condiția

$$\delta \left\{ \frac{2\pi}{\lambda} d \sin \varphi \right\} = \frac{2\pi}{N}$$

sau

$$\frac{2\pi}{\lambda} d \cos \varphi \delta\varphi = \frac{2\pi}{N},$$

adică

$$\delta\varphi = \frac{1}{N} \cdot \frac{\lambda}{d \cos \varphi}.$$

În felul acesta, trecerea de la maxime la minime, se face cu atît mai brusc cu cît N este mai mare. Deoarece $\frac{\lambda}{d \cos \varphi}$ este o mărime destul de

mică (< 1), în cazul unui N mare lărgimea unghiulară ($\delta\varphi$) a maximelor, printre care și a celor principale, este foarte mică. Ea este aproximativ de N ori mai mică decît distanța unghiulară dintre maximele principale vecine. Figura 104 arată intuitiv micșorarea lărgimii maximelor principale (mărirea contrastului lor) pe măsură ce se mărește N . În cazul unor rețele bune, N atinge valoarea 10^5 , iar spectrul dat de o asemenea rețea este format din linii foarte fine, dacă izvorul emite o radiație suficient de monocromatică.

Distanța dintre maximele principale, pentru o anumită lungime de undă, λ , este determinată de perioada d , a rețelei, iar distribuția intensității pentru diversele maxime depinde de relația dintre b și d . În cazul în care b și d sînt comensurabile, unele maxime principale vor lipsi. Așa bunăoară, pentru $d = 2b$ dispar toate maximele pare și se intensifică în mod corespunzător maximele impare. Pentru $d = 3b$ dispăre fiecare al treilea maxim, etc.

Formula generală care dă distribuția amplitudinii în funcție de unghiul φ , este:

$$A = A_0 \frac{\sin \alpha \sin N\beta}{\alpha \sin \beta}, \tag{47.1}$$

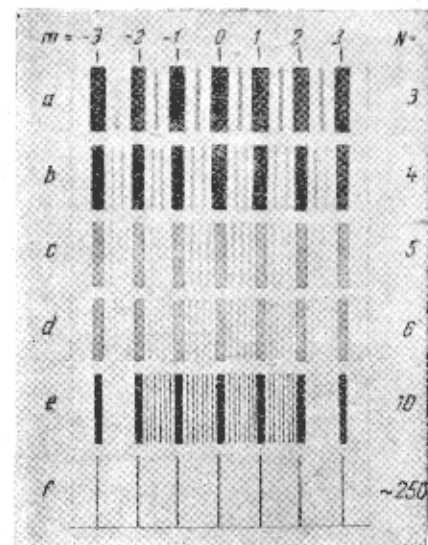


Fig. 104. Modificarea caracterului figurii de difracție în funcție de numărul de fante N .

unde $\alpha = \frac{\pi b}{\lambda} \sin \varphi$, $\beta = \frac{\pi d}{\lambda} \sin \varphi$, N fiind numărul fantelor, iar A_0 amplitudinea produsă de o singură fantă, după direcția fascicului primar ($\varphi = 0$). Formula (47.1) se obține fără dificultăți dacă se însumează acțiunile fantelor luate ca atare, ținând seama de diferența de fază

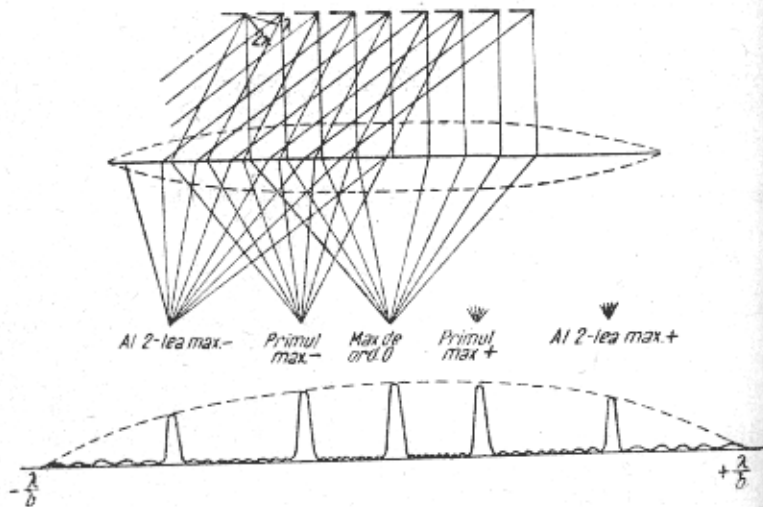


Fig. 105. Referitor la teoria rețelei de difracție:
Poziția maximelor principale și distribuția energiei în diversele ordine în cazul unei rețele cu fante. Curba punctată este reprezentarea factorului $\frac{\sin \alpha}{\alpha}$, care exprimă distribuția, condiționată de difracția dată de o singură fantă. Înălțimile maximelor principale trebuie să fie mult mai înalte decât acelea pe care le indică curba punctată (v. fig. 98).

apare (v. exercițiul 67). Factorul $A_0 \frac{\sin \alpha}{\alpha}$ determină acțiunea unei singure fante, iar factorul $\frac{\sin N\beta}{\sin \beta}$ exprimă interacțiunea celor N fante. Poziția maximelor principale, determinată din condiția $d \sin \varphi = m\lambda$, corespunde valorilor maxime ale factorului $\frac{\sin N\beta}{\sin \beta}$, care în acest caz devine

În felul acesta, în dreptul maximelor principale, amplitudinea este N ori, iar intensitatea de N^2 ori, mai mare decât mărimile corespunzătoare care se obțin în locul respectiv în cazul când se lucrează cu o singură fantă. Dacă s-ar studia acțiunea a N fante necoerente, s-ar vedea că intensitatea ar crește doar de N ori. Cu alte cuvinte, ar fi fost de N ori mai mică decât în cazul fasciculelor coerente, pe care le dă rețeaua. În cazul rețelei, diversele maxime principale strălucitoare sînt separate în regiuni întinse, în timp ce în cazul a N fante necoerente, ar fi fost o suprapunere de N figuri de difracție relativ largi, provenite de la o singură fantă (v. § 45, unde $N = 2$). Formula (47.1), arată că, în expresia

distribuției amplitudinii, intervine factorul $A_0 \frac{\sin \alpha}{\alpha}$, care dă distribuția condiționată de o singură fantă. Prin urmare, în cazul difracției date de o rețea, ca și în cazul difracției date de două fante, aproape întreaga lumină este concentrată în regiunea maximului central, corespunzător unei singure fante. Deoarece lărgimea b a fantei este de obicei foarte mică, acest maxim central, a cărui lărgime unghiulară este $2 \frac{\lambda}{b}$, este suficient de larg, așa încît de-a lungul lui se așază cîteva maxime principale ale rețelei, corespunzătoare cîtorva ordine (v. fig. 105).

Folosind formula (47.1) se poate determina ușor distribuția intensităților în dreptul maximelor principale. Într-adevăr, găsind valoarea lui $\sin \varphi$ din relația $d \sin \varphi = m\lambda$, cu alte cuvinte, găsind direcția corespunzătoare maximului (principal) de ordinul m , se introduce această mărime în formula (47.1), se ridică la pătrat și se obține:

$$I_m \approx A^2 = \frac{A_0^2 N^2 d^2 \sin^2 \frac{\pi b m}{d}}{\pi^2 m^2 b^2} = \frac{A_0^2 N^2 d^2}{\pi^2 m^2 b^2} \sin^2 \frac{\pi b m}{d}, \quad (47.2)$$

cu mențiunea că $b < d$. În cazul general, cînd b și d nu sînt comensurabile, I_m se micșorează pe măsură ce crește m , adică intensitățile descresc pe măsură ce se trece la spectre de ordine superioare. În cazul unor b și d comensurabili, mărimea $\sin \frac{\pi b m}{d}$ trece prin zero, pentru anumite valori ale lui m . Spectrele de ordinele corespunzătoare lipsesc.

Tabloul de mai jos dă o imagine asupra distribuției intensităților în dreptul maximelor de diferite ordine, pentru diversele valori ale lui b și d ; de remarcat că, intensitatea maximului de ordinul zero este luată drept 100.

	Ordinul zero	Ordinul întâi	Ordinul doi	Ordinul trei	Ordinul patru
$d = 2b$	100	40	0	4,5	0
$d = 3b$	100	67,5	17	0	4,2

Poziția maximelor principale, se poate determina studiind elementare fenomenele care au loc în cazul rețelei de difracție, la fel cum s-a procedat în cazul unei singure fante (v. § 41). Condiția pentru poziția maximelor principale $d \sin \varphi = m\lambda$, unde $m = 0, 1, 2, \dots$, se deduce ușor din fig. 105.

Acest studiu elementar nu oferă însă datele necesare privind distribuția energiei în figura de difracție, în particular nu rezolvă problema importantă cu privire la rolul numărului de trăsături ale rețelei. Trebuie să se recunoască însă că, pentru unele probleme, un asemenea studiu, este suficient. De exemplu, din condiția $d \sin \varphi = m\lambda$, rezultă că spectrele de ordin mai mare decît $\frac{d}{\lambda}$ nu pot exista.

Studiul acțiunii unei rețele de difracție arată că, în cazul unui număr mare de fante, lumina care a trecut prin rețea, se strânge în dreptul unor porțiuni discrete, bine conturate, de pe ecran. Pozițiile acestor maxime date de formula $d \sin \varphi = m\lambda$ depind de lungimea de undă λ . Cu alte cuvinte, rețeaua de difracție constituie un aparat spectral.

Cu cât lungimea de undă λ este mai mică, cu atât poziția maximului corespunde unei valori mai mici a unghiului φ . În felul acesta, lumina albă

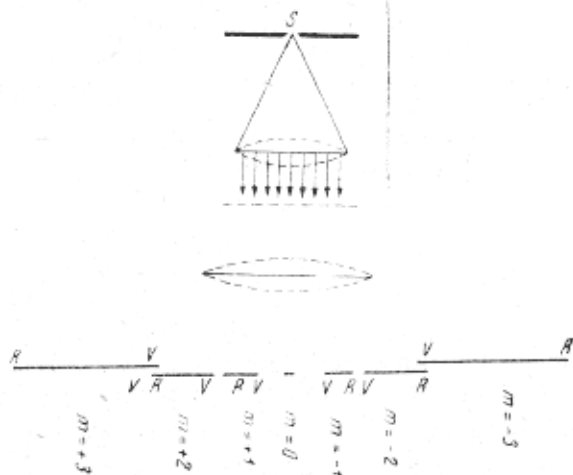


Fig. 106. Descompunerea luminii albe cu ajutorul unei rețele de difracție. Extremitatea roșie a spectrului de ordinul al doilea este acoperită de extremitatea violetă a spectrului de ordinul al treilea.

se descompune într-un spectru în așa fel încât marginea interioară a acestuia este formată din radiații violete, iar cea exterioară din radiații roșii (Fig. 106). Valoarea $m = 0$ determină maximul după direcția $\varphi = 0$, pentru toate valorile posibile ale lui λ . De aceea, în această direcție (direcția fascicului primar), se strâng raze de toate lungimile de undă, cu alte cuvinte, spectrul de ordinul zero reprezintă imaginea albă a izvorului. Spectrele de ordinul întâi, doi etc., se așază simetric de ambele părți ale celui de ordinul zero. Distanța dintre liniile corespunzătoare ale spectrelor crește pe măsură ce crește ordinul spectrelor. În funcție de lărgimea spectrului a luminii analizate, adică în funcție de deosebirile dintre lungimile de undă extreme care limitează intervalul respectiv, spectrele de ordine superioare încep să se suprapună unul peste celălalt. De exemplu, în cazul luminii solare, chiar dacă ne limităm la domeniul vizibil al radiațiilor, spectrele de ordinul doi și trei se suprapun parțial (v. exercițiul 68). Folosind rețele cu o perioadă mică și utilizând spectre de ordine superioare se pot obține valori considerabile ale unghiurilor de difracție și, în felul acesta, se pot măsura, cu multă precizie, lungimile de undă. Măsurătorile lui Ångström (1868) și în special cele ale lui Rowland (1888) au dus la întocmirea

unor splendide atlase ale spectrului solar, în care pozițiile liniilor Fraunhofer sînt date, indicîndu-se șase cifre semnificative.

În ciuda perfecțiunii actuale în confecționarea rețelelor, se pot totuși observa unele abateri neînsemnate în ceea ce privește perioada rețelei a cărei constanță riguroasă am admis-o de-a lungul întregii rețele. Acest fapt atrage după sine o abatere de la distribuția intensității pentru maximele principale, descrisă de formula (47.2).

Afară de aceasta, abaterile de mai sus fac să apară maxime suplimentare, de obicei foarte slabe (așa-zisele linii fantomă). Apariția liniilor fantomă, poate duce la erori, în studiul unui spectru dat de o rețea de difracție, deoarece maximul corespunzător unei linii fantomă poate fi interpretat ca manifestarea unei lungimi de undă suplimentare, oarecare, care în fond nu există în spectrul studiat.

Tehnica confecționării rețelelor de difracție s-a perfecționat destul de încet. Prima rețea de difracție a fost construită, probabil, în 1785 de către astronomul american Rittenhouse, însă nu a fost folosită nici de el, nici de altcineva. Rețeaua a fost din nou descoperită în 1821 de către Fraunhofer, care a pus bazele teoriei difracției în raze paralele și a realizat, cu ajutorul unui spectroscop de difracție, descoperirea de cea mai mare importanță (în particular a descoperit liniile întunecate care apar în spectrul continuu al Soarelui — liniile Fraunhofer).

Fraunhofer confecționa primele rețele din sîrme înfășurate pe două șuruburi paralele. În felul acesta, el putea obține rețele cu un număr de trăsături variînd între 40 și 340 pe inch¹). Pentru confecționarea unor rețele mai perfecționate, Fraunhofer imprima trăsături pe un strat subțire de aur care acoperea sticla, iar ulterior le trasa direct pe sticlă, cu ajutorul diamantului. Cea mai bună rețea a lui Fraunhofer avea o lățime de 1/2 inch și o perioadă de circa 3μ (opt mii de trăsături pe inch).

Fraunhofer a indicat posibilitatea principală de confecționare a rețelelor prin reflexie, deși toate rețelele sale funcționau prin transmisie.

Trecerea de la rețelele primitive ale lui Fraunhofer la rețelele moderne a constituit o problemă tehnică dificilă, la rezolvarea căreia au participat mulți cercetători.

Un pas important a fost făcut de către Rowland, care a construit mașini speciale pentru confecționarea unor rețele foarte fine pe o întindere mare. Afară de aceasta, Rowland a fost primul care a început confecționarea unor rețele concave prin reflexie, care îndeplinesc simultan rolul de rețea și de lentilă convergentă. Rețelele lui Rowland au pînă la 20 000 trăsături pe inch, pe o întindere mare (pînă la 10 cm) și sînt de o calitate excepțională.

Perfecționări ulterioare în mașinile lui Rowland, au fost introduse de către Anderson și Wood, care l-au înlocuit unul după celălalt pe Rowland în laboratorul acestuia. Din acest laborator și astăzi ies cele mai bune rețele, avînd pînă la 30 000 trăsături pe inch. Copii ieftine de pe

¹) Chiar cu astfel de rețele, Fraunhofer, a determinat lungimea de undă a liniei D a sodiului, găsind 5 886 Å (valoarea admisă astăzi fiind 5 893 Å).

asemenea rețele gravate se obțin făcând tipare pe gelatină sau pe masă plastice speciale (*replici*).

În U.R.S.S. se confecționează rețele prin reflexie suficient de bune cum și replici, la Institutul optic de Stat. În alte țări, confecționarea rețelilor nu a fost încă însușită.

§ 48. Incidența oblică a razelor pe rețea

În cazul în care fasciculul paralel cade pe o rețea sub un unghi (fig. 107), atunci, pentru calculul poziției maximelor principale, se poate proceda ca și mai înainte.

Diferența de drum totală pentru două raze corespondente este

$$AC - DB = d \sin \theta - d \sin \varphi.$$

Condiția de realizare a maximelor principale este :

$$d (\sin \theta - \sin \varphi_m) = m \lambda, \quad (48.1)$$

unde $m = 0, 1, 2, \dots$. Transformînd expresia, obținem :

$$2d \cos \left(\frac{\varphi_m + \theta}{2} \right) \sin \left(\frac{\theta - \varphi_m}{2} \right) = m \lambda.$$

Dacă rețeaua este de calitate inferioară, adică perioada ei d este mult mai mare decît λ , unghiurile de difracție sînt mici și deci unghiul φ_m diferă puțin de θ . În acest caz putem lua

$$\frac{\varphi_m + \theta}{2} = \theta \text{ și } \sin \frac{\theta - \varphi_m}{2} = \frac{\theta - \varphi_m}{2}.$$

Așadar, avem :

$$d \cos \theta \cdot (\theta - \varphi_m) = m \lambda. \quad (48.2)$$

Să comparăm formula (48.2) cu formula pe care am obținut-o pentru cazul incidenței normale $d \sin \varphi_m = m \lambda$ sau $d \varphi_m = m \lambda$ (dacă unghiul este mic). Această confruntare arată că unghiul dintre maximul de ordinul zero și maximele secundare ($\theta - \varphi_m$) se calculează ca și cînd incidența ar fi fost normală, însă rețeaua ar fi avut o perioadă micșorată, anume $d \cos \theta$.

Dacă θ este apropiat de $\frac{\pi}{2}$, se obține o micșorare considerabilă a perioadei. În felul acesta, lăsînd să cadă, pe o rețea de calitate inferioară, raze sub un unghi apropiat de 90° , se poate observa o figură de difracție clară. De exemplu, o riglă milimetrică permite să se observe, în cazul unor incidențe foarte oblice, spectre de difracție pentru lumina vizibilă.

Faptul menționat a găsit o importanță aplicativă la studiul difracției razelor Röntgen. Dat fiind faptul că lungimile de undă ale razelor Röntgen sînt, de obicei, de mii de ori mai mici decît lungimile de undă ale luminii

vizibile, toate rețelele construite artificial, se constată a fi prea grosiere pentru razele Röntgen :

$$\frac{d}{\lambda} \approx 1000.$$

Utilizînd o incidență aproape razantă, s-a reușit să se obțină o difracție a razelor Röntgen pronunțată, folosindu-se o rețea relativ grosieră

($d \approx 0,02$ mm, Compton și Doan, 1925). Ulterior, au fost obținute, cu ajutorul acestei metode, spectre de difracție excelente și au fost măsurate cu mare precizie lungimile de undă ale razelor Röntgen. Această metodă de măsurare este considerată și astăzi ca fiind cea mai perfecționată (v. § 109).

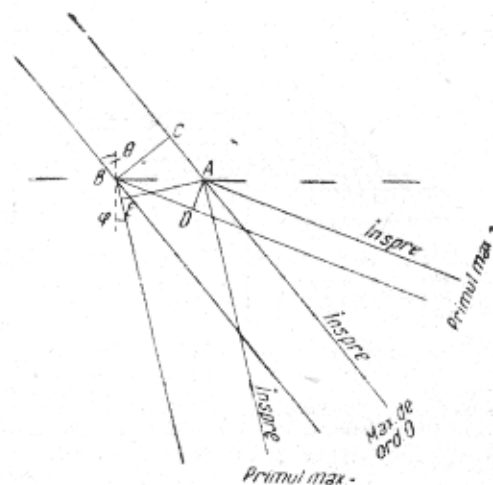


Fig. 107. Incidența oblică a unui fascicul paralel pe o rețea de difracție.

§ 49. Rețele de fază

Distribuția energiei în spectrele de diferite ordine, din tabloul de la § 47, arată că o parte considerabilă din energie este concentrată în spectrul de ordinul zero ; pe măsură ce se trece spre ordine superioare, energia descrește rapid. Din această cauză, aparatele spectrale, echipate cu rețele de difracție, au o luminozitate relativ mică. O perfecționare practică importantă a rețelilor a fost propusă de Rayleigh și realizată de Wood. Aceasta consistă în modificarea distribuției energiei în spectrele de diverse ordine, bazată pe introducerea unei diferențe de drum suplimentară la fiecare trăsătură a rețelei. În acest scop, rețeaua se gravează în așa fel încît, fiecare trăsătură are un anumit profil, datorită căruia, la reflexie (sau transmisie), apare o diferență de drum suplimentară între o trăsătură și cealaltă (v. fig. 108, a și b). Alegînd în mod convenabil profilul trăsăturii, reușim să concentrăm energia într-un anumit spectru în detrimentul celorlalte, printre care și al spectrului celui mai strălucitor, de ordinul zero. Rețelele de acest

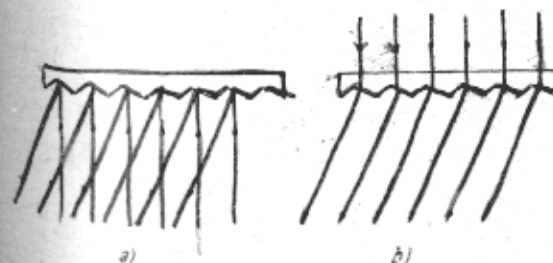


Fig. 108. Rețele de fază cu un profil special pentru concentrarea energiei în spectre de anumite ordine : a - rețea prin reflexie ; b - rețea prin transmisie.

gen, au permis să se transforme spectrorafele de difracție în aparate, în ceea ce privește luminozitatea lor, să se apropie de spectrorafele obișnuite cu prismă.

Rețelele reprezentate în fig. 108, *a* și *b* sînt niște rețele de fază, a căror diverse elemente diferă, nu prin deosebirea în capacitatea lor de reflexie sau transmisie care influențează asupra amplitudinii undei, ci prin proprietatea lor de a schimba faza undei.

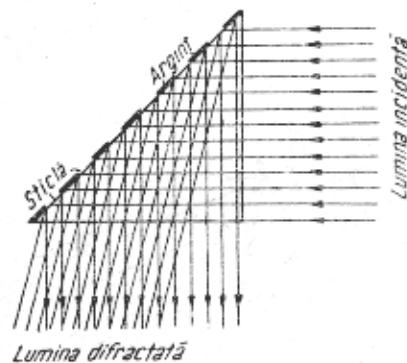


Fig. 109. Rețea de fază prin reflexie, bazată pe schimbarea diferită a fazei, în cazul unei reflexii totale, pe sticlă și pe argint.

intensitatea luminii reflectate de unele fișii sau de altele, este practic aceeași (reflexie totală), însă apare o diferență de fază care determină formarea unor figuri de difracție. Pot fi realizate rețele de fază și de amplitudine, cu alte cuvinte rețele care să acționeze simultan atât asupra amplitudinii cât și asupra fazei. Teoria generală a unor asemenea rețele este o reproducere a teoriei expuse în § 47. Singura deosebire consistă în aceea că, în

factorului $\frac{\sin \left[\frac{\pi b}{\lambda} \sin \alpha \right]}{\frac{\pi b}{\lambda} \sin \varphi} = \frac{\sin \alpha}{\alpha}$ care reprezintă distribuția amplitudinii

în cazul difracției date de o singură fantă, va interveni un factor cu un caracter mai general $F(b, \lambda, \varphi)$, care și el va depinde de lățimea trăsăturii (b), de lungimea de undă λ și de unghiul de difracție (φ), însă care va reda în plus și particularitățile trăsăturii (profilul acestuia, factorul său de reflexie sau de transmisie etc.). În felul acesta, formula (47.1) se va înlocui prin

$$A_{\varphi} = A_0 F(b, \lambda, \varphi) \frac{\sin N\beta}{\sin \beta}$$

Alegerea convenabilă a funcției F permite concentrarea energiei în spectre de ordinul dorit.

§ 50. Rețeaua în scară

O variantă importantă a rețelei de fază este rețeaua în scară a lui Michelson, care nu este altceva decît o rețea cu un număr relativ mic de „fante” (numărul fasciculelor care interferă nu este mai mare de 30). Deoarece în acest caz, diferența de drum între diversele fascicule este suficient de mare ($10\,000 \lambda$ și chiar mai mult), în acest aparat putem obține spectre de ordine destul de mari.

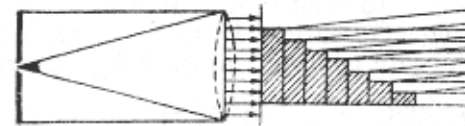


Fig. 110. Schema rețelei în scară.

Rețeaua în scară este o scară formată din lame de sticlă plan-paralele groase (între 1 și 2 cm.) perfect omogene, de o grosime riguros constantă și cu ieșituri de aceeași lățime (fig. 110).

Pentru a asigura rețelei o calitate superioară este necesar ca lamele să fie prelucrate cu cea mai mare grijă, ele trebuind să fie plan-paralele și omogene în cel mai înalt grad, în așa fel încît așezînd lamele una peste cealaltă și presîndu-le să obținem un fel de scară făcută dintr-un bloc omogen de sticlă.

Fasciculul luminos, care străbate întreaga grosime a rețelei, suferă la marginile treptelor o difracție. Diferența de drum care apare între diversele raze, depinde de grosimea h și lățimea s a treptelor, de indicele de refracție al sticlei n precum și de unghiul de difracție φ . După cum ne putem ușor convinge din fig. 111, diferența de drum între razele AM și BN , care părăsesc puncte corespunzătoare ale treptelor este

$$\Delta = (QB) + BC - AD = nh + s \sin \varphi - h \cos \varphi = s \sin \varphi + h(n - \cos \varphi),$$

unde φ este unghiul de difracție. Din cauza valorii mici a lui φ , putem considera $\sin \varphi = \varphi$ și $\cos \varphi = 1$. Așadar,

$$\Delta = s\varphi + h(n - 1).$$

Ca și în cazul unei rețele obișnuite, condiția pentru găsirea maximelor principale este $\Delta = m\lambda$, unde m sînt numere întregi. În felul acesta,

$$s\varphi + h(n - 1) = m\lambda,$$

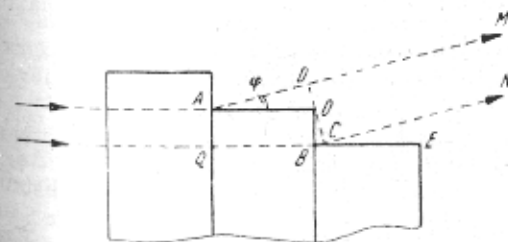


Fig. 111. Mersul razelor într-o rețea în scară: $AO - QB = h$; $OB = s$; $AD = h \cos \varphi$; $BC = s \sin \varphi$.

adică

$$\varphi = \frac{m\lambda - h(n - 1)}{s} \tag{50.1}$$

Ființa maximelor este condiționată, ca și în cazul rețelei obișnuite, de numărul razelor care interferă, cu alte cuvinte de numărul treptelor rețelei în scară, număr care în general nu este mai mare de 30-40. Dife-

rența de drum (ordinul interferenței) dintre două raze vecine, este destul de mare: neglijând termenul $\delta\varphi$, din cauza micimii sale, găsim

$$m = \frac{h(n-1)}{\lambda} \approx 10\,000$$

pentru $h = 1\text{ cm}$ și $n = 1,5$.

În felul acesta, rețeaua în scară funcționează doar în lumină foarte monocromatică. Distanța dintre maximele de difracție de ordine vecine cu alte cuvinte variația lui φ pentru o variație a lui m cu o unitate,

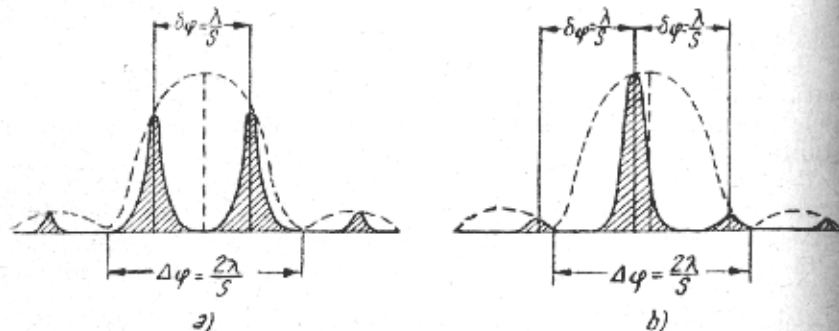


Fig. 112. Două poziții posibile în cazul rețelei în scară:

a - în limitele unghiului $\Delta\varphi = \frac{2\lambda}{s}$ se așază două maxime de difracție, de intensitate apreciabilă (de ordinul m și $(m+1)$), separate prin distanțele $\delta\varphi = \frac{\lambda}{s}$; b - în limitele unghiului $\Delta\varphi$ se așază un singur maxim de difracție de intensitate apreciabilă.

mică. Din formula (50.1) rezultă: $\delta\varphi = \frac{\lambda}{s}$. Toate aceste maxime de difracție au o intensitate apreciabilă doar în limitele maximului central produs de acțiunea unei singure fante (v. § 45 și § 47). Lărgimea unghiulară a acestui maxim este $\Delta\varphi = 2\frac{\lambda}{s}$, deoarece lărgimea „fantei” este λ . În felul acesta, în limitele unui cîmp de strălucire apreciabilă, $\Delta\varphi$, pot așterne doar unul sau două maxime de ordine vecine, deoarece distanța dintre ele este $\delta\varphi = \frac{1}{2}\Delta\varphi$ (v. fig. 112, a și b).

§ 51. Caracteristicile aparatelor spectrale și compararea diverselor aparate între ele

În acest capitol, s-a studiat funcționarea citorva aparate spectrale (rețeaua de difracție, rețeaua în scară), care dau posibilitatea să se determine lungimile de undă a două linii spectrale foarte apropiate. O problemă analoagă poate fi rezolvată și cu ajutorul spectroscopelor interferențiale (Lamm-Ge-

Lamm-Gehrcke, interferometrul Michelson, interferometrul sau etalonul Fabry-Perot), descrise în cap. VII.

Pentru a putea compara funcționarea acestor aparate diferite și pentru a putea preciza care dintre ele corespunde mai bine scopului urmărit într-o anumită problemă fizică, este necesar să se cunoască anumite caracteristici ale aparatelor spectrale.

1. Dispersia D a aparatului spectral. Problema fundamentală care se pune aparatelor spectrale, consistă în stabilirea lungimii de undă a luminii studiate; această problemă se reduce, în majoritatea cazurilor, la determinarea diferenței lungimilor de undă a două linii spectrale apropiate. De obicei poziția liniilor spectrale în aparat este condiționată de unghiul care determină direcția razelor. Din această cauză, dispersia este determinată de distanța unghiulară dintre două linii, care diferă între ele ca lungime de undă cu 1 \AA . Dacă la două linii care diferă între ele ca lungime de undă cu $\delta\lambda$, le corespunde o diferență în unghiuri egală cu $\delta\varphi$, mărimea care va caracteriza dispersia va fi

$$D = \frac{\delta\varphi}{\delta\lambda}$$

exprimată, de exemplu, în unități de unghi pe angström (dispersia unghiulară).

Deoarece însă adeseori se observă poziția liniei pe un ecran sau pe o placă fotografică, este comod să se înlocuiască distanța unghiulară dintre linii prin distanța liniară δs , exprimată de exemplu în milimetri. Dacă distanța focală a lentilei care proiectează spectrul pe ecran este f , atunci evident $\delta s = f\delta\varphi$, așa încît dispersia liniară va fi

$$D^* = \frac{\delta s}{\delta\lambda} = fD$$

și se exprimă de obicei în milimetri pe angström. În practică se indică de multe ori mărimea inversă, caracterizînd dispersia aparatului prin numărul de angström pe milimetru de placă fotografică.

Să presupunem că avem două lungimi de undă apropiate, λ_1 și λ_2 , mai precis două domenii spectrale atît de înguste încît să poată fi caracterizate prin valorile λ_1 și λ_2 , de exemplu două linii emise de o lampă cu mercur. Distanța $\delta\varphi$ dintre maximele pentru λ_1 și λ_2 , se va găsi din condiția care determină poziția maximelor: $d \sin \varphi = m\lambda$. Într-adevăr, diferențînd avem:

$$d \cos \varphi \cdot \delta\varphi = m\delta\lambda,$$

adică,

$$D = \frac{\delta\varphi}{\delta\lambda} = \frac{m}{d \cos \varphi}. \quad (51.1)$$

În felul acesta, dispersia este cu atît mai mare cu cît perioada rețelei d este mai mică și cu cît ordinul m al spectrului respectiv este mai mare. Tot atît de ușor se poate defini și dispersia unghiulară a aparatelor

interferențiale, care, după cum arată calculul, este de obicei considerabilă (v. exercițiul 70).

2. Puterea de rezoluție a unui aparat spectral. Existența unei diferențe apreciabile nu asigură încă posibilitatea distingerei a două linii spectrale apropiate λ_1 și λ_2 , oricât de monocromatice ar fi ele. Într-adevăr, distanța determină distanța unghiulară sau liniară dintre maximele a două linii de undă λ_1 și λ_2 însă, într-un aparat spectral, trecerea de la maximul de ordin m la următorul, la minim, se face mult sau mai puțin treptat, în funcție de tipul aparatului. Din această cauză distribuția iluminării pe ecran sau pe o placă fotografică are forma reprezentată în figura 113.

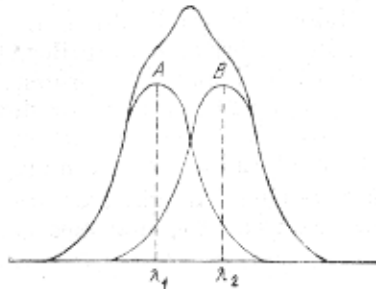


Fig. 113. Distribuția iluminării în cazul suprapunerii a două linii spectrale apropiate.

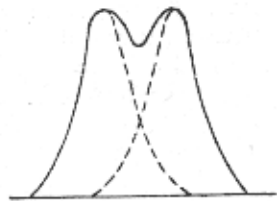


Fig. 114. Distribuția iluminării în cazul a două linii spectrale care mai pot fi încă rezolvate (criteriul lui Rayleigh).

posibilitatea de a distinge două maxime depinde în acest caz, oarecare măsură, de precizia metodei (vizuală sau fotometrică) cu care se studiază distribuția intensității în spectru.

În felul acesta, posibilitatea de rezoluție a două linii este, într-o anumită măsură, nedeterminată. Conform propunerii lui Rayleigh, s-a convenit să se considere rezoluția ca fiind completă dacă două maxime sunt așezate așa cum este în figura 114, adică atunci când maximul primei maxime coincide cu minimul celei de-a doua. Diferența minimă, $\delta\lambda$, în lungimi de undă, care satisface condiția de mai sus, va determina comportarea aparatului spectral în ceea ce privește distingerea lungimilor de undă apropiate. Dacă două linii au o aceeași formă și intensitate, atunci criteriul lui Rayleigh spune că minimul dintre linii reprezintă aproximativ 80% din maximul celei de-a doua. Un asemenea contrast se apreciază cu suficientă certitudine și înțelege că posibilitatea aparatului spectral de a distinge lungimi de undă apropiate este cu atât mai mare cu cât maximele sunt mai depărtate

alte cuvinte cu cât ordinul m este mai mare și cu cât maximele sunt mai apropiate (trecerea de la un maxim la un minim se face brusc), adică cu cât numărul N al razelor care interferă este mai mare (v. § 47).

Mărimea care caracterizează puterea de rezoluție a unui aparat spectral s-a luat, prin convenție, egală cu raportul lungimii de undă în jurul căreia se face măsurătoarea și intervalul minim $\delta\lambda$ menționat, adică $A = \frac{\lambda}{\delta\lambda}$. Pentru determinarea lui A , să stabilim (de exemplu pentru o rețea de difracție) condițiile care dau poziția maximelor de ordinul m pentru lungimile de undă λ_1 și λ_2 :

$$d \sin \varphi_m = m\lambda_1, \quad d \sin \varphi_m = m\lambda_2. \quad (51.2)$$

Pentru a trece de la cel de-al m -lea maxim al lui λ_2 la minimul corespunzător este necesar să schimbăm direcția în așa fel încât diferența de drum să se schimbe cu $\frac{\lambda_2}{N}$, dacă N este numărul razelor care interferă (numărul de trăsături ale rețelei) (v. § 47).

În felul acesta, minimul lui λ_2 se observă în direcția φ_m , care satisface condiția:

$$d \sin \varphi_m = m\lambda_2 + \frac{\lambda_2}{N}. \quad (51.3)$$

Condiția lui Rayleigh spune:

$$\varphi_m = \varphi_m.$$

de unde rezultă

$$m\lambda_1 = m\lambda_2 + \frac{\lambda_2}{N} \text{ sau } \frac{\lambda_1}{\lambda_1 - \lambda_2} = mN.$$

Dat fiind faptul că λ_1 și λ_2 sînt apropiate între ele, adică $\delta\lambda = \lambda_1 - \lambda_2$ este o mărime mică, puterea de rezoluție va fi:

$$A = \frac{\lambda}{\delta\lambda} = mN. \quad (51.4)$$

În felul acesta, puterea de rezoluție este egală cu produsul dintre ordinul m al spectrului și numărul de raze care interferă în aparatul respectiv. În cazul unei rețele de difracție, acest număr este egal cu numărul de trăsături; în cazul unei lame Lummer-Gehrcke sau al unui dispozitiv Fabry-Perot, cu numărul de reflexii care au loc în lamă; pentru interferometrul Michelson valoarea acestuia este 2, iar în cazul rețelei în scară valoarea respectivă este dată de numărul lamelor, etc.

Putem vedea ușor că, valoarea mare a puterii de rezoluție a unei rețele de difracție se obține datorită valorilor uriașe ale lui N (numărul total de trăsături ale rețelei) pentru un m neînsemnat (2 sau 3), în timp ce în spectroscopie interferențială N este mic (cel mult 20-30), însă m foarte ridicat (zeci de mii). Produsul mN este numărul de lungimi de undă care reprezintă diferența de drum între razele mărginașe ale aparatului.



Tocmai aceasta determină puterea de rezoluție a aparatului. această cauză putem avea, de exemplu, o rețea cu o dispersie mică (perioadă mare), însă cu o mare putere de rezoluție, cu singura condiție ca numărul de trăsături ale acesteia să fie suficient de mare.

Ori, în cazul unor N și d mari, dimensiunea totală a rețelei Nd va fi foarte mare, lucru care în practică nu se poate realiza. Din această cauză rețelele cu putere de rezoluție mare (N mare) se fac de obicei cu o perioadă mică, cu alte cuvinte prezintă o dispersie apreciabilă (în cazul unei rețele Rowland $N = 100\ 000$, $d = 1/1\ 000$ mm, dimensiunea rețelei $Nd = 10$ cm).

3. Domeniul dispersiv G . În condițiile reale de experiență, nu se poate de-a face cu unde monocromatice λ , ci cu un anumit interval spectral care cuprinde lungimile de undă dintre λ și $\lambda + d\lambda$. Existența unui asemenea interval introduce o oarecare complicație în funcționarea aparatelor spectrale, mai ales a acelor în care se observă spectre de ordine superioare care se pot ușor suprapune unul peste celălalt, dacă este nevoie să lucrăm cu un interval spectral destul de larg. În felul acesta, pentru fiecare aparatură există o lărgime limită a intervalului spectral $\Delta\lambda$, pentru care mai este posibilă obținerea unor maxime și minime discrete (care nu se acoperă reciproc). Acest interval se numește *domeniul dispersiv G* al aparatului spectral. Să presupunem, pentru simplitate, că lumina studiată are compoziția spectrală reprezentată în fig. 115 și să căutăm valoarea lui G în cazul unei rețele de difracție.

Poziția maximului de ordinul m pentru marginea din dreapta a intervalului (lungimea de undă $\lambda + \Delta\lambda$) se determină din condiția:

$$d \sin \varphi_m^* = m(\lambda + \Delta\lambda). \tag{51a}$$

Poziția maximului de ordinul $(m + 1)$, pentru marginea din stânga a intervalului (lungimea de undă λ), este dată de expresia:

$$d \sin \varphi_{m+1} = (m + 1)\lambda. \tag{51b}$$

Maximele de ordine vecine încep să se suprapună, cu alte cuvinte figura de difracție devine neclară dacă:

$$\varphi_m^* = \varphi_{m+1},$$

adică

$$m(\lambda + \Delta\lambda) = (m + 1)\lambda$$

sau

$$G = \Delta\lambda = \frac{\lambda}{m}.$$

În felul acesta, domeniul dispersiv al aparatului depinde de ordinul de interferență observat în aparatul respectiv (v. § 21).

În cazul spectroscopelor interferențiale (Lummer-Gehrcke, Fabry-Perot, Michelson) maximele respective corespund totdeauna unei diferențe de drum uriașe, cu alte cuvinte sînt maxime de ordin superior (m de ordinul miilor sau zecilor de mii) așa încît $\Delta\lambda \approx \frac{\lambda}{10\ 000}$, adică la aceste aparate avem

un domeniu dispersiv foarte mic, de ordinul de mărime al fracțiunilor de angström.

În cazul unei rețele de difracție se observă de obicei spectrele de ordinul doi sau trei, adică $m = 2$ sau 3 . Din această cauză, domeniul dispersiv $\Delta\lambda = \frac{\lambda}{2}$ sau $\frac{\lambda}{3}$, este foarte mare. În această consistă marele avantaj

al rețelei de difracție, care permite chiar studiul luminii albe, adică un interval spectral foarte mare (de ordinul miilor de angström), în timp ce o lamă Lummer-Gehrcke de exemplu, nu mai dă maxime clare, dacă intervalul spectral al luminii care cade pe ea depășește un angström. Iată de ce spectroscopurile interferențiale sînt utilizabile doar pentru studiul unei lumini foarte monocromatice, de exemplu pentru studiul liniilor spectrale emise de gazele rarefiate. Ele aduc servicii extrem de prețioase în analiza unor asemenea linii, permițînd să se stabilească prezența cîtorva componente ale liniei (structura fină), să se măsoare lărgimea liniei, să se observe existența unor schimbări (descompuneri) sub acțiunea unor cauze exterioare (de exemplu efect Zeeman, etc.).

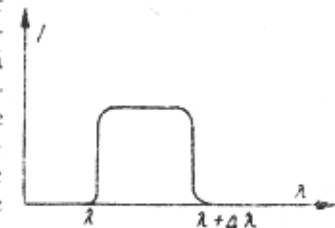


Fig. 115. Distribuția iluminării în intervalul spectral cuprins între λ și $\lambda + \Delta\lambda$.

Pentru a ne da seama cît mai bine de importanța domeniului dispersiv se poate face o experiență foarte simplă. În momentul aprinderii, o lampă cu mercur¹⁾ conține vapori de mercur la o presiune joasă și emite linii relativ înguste, care dau într-o lamă Lummer-Gehrcke mică, maxime și minime, bine pronunțate. După cîtăva vreme, lampa se încălzește, crește densitatea de vapori și liniile devin atît de largi încît $\Delta\lambda$ depășește valoarea G a aparatului: maximele și minimele se contopesc, iar figura de interferență dispăre. Dacă însă se răcește energic lampa cu ajutorul unui ventilator, maximele vor apărea din nou.

4. Compararea proprietăților aparatelor spectrale. Compararea proprietăților diverselor aparate spectrale este ilustrată în tabloul de mai jos. $G = \Delta\lambda$ este domeniul dispersiv egal cu λ/m , $A = \frac{\lambda}{8\lambda}$ este puterea de rezoluție egală cu mN . Tabloul este întocmit pentru radiație verde $\lambda = 5\ 000 \text{ \AA} = 0,5\mu$.

Datele de mai jos caracterizează instrumente de bună calitate, de tipul indicat, totuși nu chiar pe cele mai bune.

	m	N	G , în \AA	A	8λ (aproximativ), în \AA
Etalon Fabry-Perot, $d = 25$ mm, $\rho = 0,9$	10^5	20	0,05	$2 \cdot 10^6$	0,002
Interferometrul Michelson	10^6	2	0,005	$2 \cdot 10^6$	0,002
Lama Lummer-Gehrcke	$5 \cdot 10^4$	10	0,10	$5 \cdot 10^5$	0,01
Rețea în scară	$1 \cdot 10^4$	30	0,50	$3 \cdot 10^5$	$\sim 0,02$
Rețea Rowland	3	10^5	$\sim 2\ 000$	$3 \cdot 10^5$	$\sim 0,02$

¹⁾ Mai ales o lampă de tip vechi, cu electrozi din mercur lichid, deoarece densitatea vaporilor de mercur depinde în foarte mare măsură de regimul de ardere.

Din această comparație se vede că o bună rețea de difracție are putere de rezoluție apropiată de puterea de rezoluție a unor spectroscop interferențiale bune, prezentând însă avantajul unui domeniu de aplicabilitate incomparabil mai mare (domeniu dispersiv mare). Dezavantajul consistă în complicațiile de manipulare care apar atunci când se urmărește obținerea rezultatelor record pe care le poate da o rețea.

§ 52. Rolul aparatului spectral în analiza unui impuls de lumină

Cu ajutorul unui aparat spectral descompunem un impuls într-un spectru, adică stabilim distribuția după diversele frecvențe a energiei concentrate în acest impuls. După cum rezultă din paragraful precedent, caracterul distribuției după frecvențe a energiei este diferit, pentru aparate spectrale cu puteri de rezoluție diferite. În felul acesta, rezultă studiul unui impuls cu ajutorul unui aparat spectral depinde atât de proprietățile impulsului (de legea de variație în timp, adică de forma și durată impulsului) cât și de proprietățile aparatului spectral (puterea lui de rezoluție). Cu cât puterea de rezoluție a aparatului spectral este mai mare, atât sînt mai mici abaterile pe care acesta le introduce în descompunerea spectrală a energiei; dimpotrivă, în cazul unei puteri de rezoluție mici, distribuția este determinată numai de proprietățile aparatului și nu redă particularitățile impulsului studiat.

Nu trebuie să uităm însă că, atunci când dispunem de un aparat cu o putere de rezoluție infinit de mare, deși aspectul spectrogramei va fi determinat doar de forma impulsului, concluzia inversă nu este valabilă: dintr-un spectru de o asemenea spectrogramă nu putem trage concluzii cu privire la forma impulsului. Într-adevăr, datele de o asemenea spectrogramă ideală, pe care se reproducă doar coeficienții diverselor elemente ale seriei (integrală) în care poate fi descompus impulsul cu ajutorul teoremei lui Fourier, deoarece intensitatea unei linii spectrale izolate este determinată de coeficienții corespunzători ai descompunerii. Însă forma impulsului depinde numai de valoarea acestor coeficienți, ci și de valoarea fazelor diverselor componente. Din această cauză, impulsuri de cele mai variate forme pot da o aceeași descompunere spectrală. În felul acesta, problema cu privire la descompunerea unui impuls dat în spectru, cu ajutorul unui anumit aparat, se rezolvă univoc. Reproducerea impulsului inițial, pornind de la spectrul lui, obținut chiar cu ajutorul unui aparat cu o putere de rezoluție infinită, reprezintă o problemă nedeterminată.

Rețeaua de difracție sau un alt aparat spectral este un aparat care rezolvă pe cale fizică, aceeași problemă de descompunere a unui impuls în componente sinusoidale, descompunere care poate fi efectuată pe cale pur matematică, dacă se cunoaște expresia matematică a impulsului inițial. Din acest punct de vedere afirmația că lumina nemonocromatică, în particular cea albă, reprezentată printr-un impuls, este formată din totalitatea unor unde monocromatice nu are mai mult sens decît afirmația că zgomotul reprezintă o însumare de sunete muzicale pure. Atît dintr-un impuls sonor, cît și dintr-unul luminos, putem separa, cu ajutorul unui aparat de analiză

convenabil, un anumit sunet simplu (lumină monocromatică). Gradul de monocromatism al componentelor în care transformă aparatul nostru impulsul de studiat, depinde însă de proprietățile aparatului și de puterea lui de rezoluție. De aceea, analiza cu ajutorul unui aparat spectral poate fi mai mult sau mai puțin perfectă, în funcție de felul aparatului utilizat pentru transformarea impulsului. Mecanismul unei asemenea transformări apare deosebit de clar, cu ocazia studiului acțiunii rețelei asupra impulsului. Acest exemplu arată foarte clar cît de mult depinde aspectul spectrului, de puterea de rezoluție a aparatului spectral.

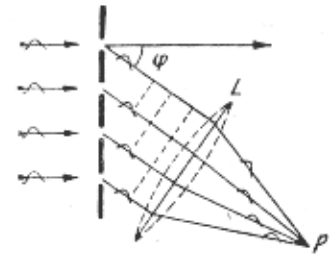


Fig. 116. Transformarea impulsului într-o serie de unde monocromatice la trecerea acestuia printr-o rețea de difracție.

Să presupunem că un impuls oarecare cade normal pe o rețea de difracție; să studiem acțiunea lui asupra aparatului receptor, situat după o direcție definită de unghiul φ făcut cu normala (fig. 116). Toate elementele transparente (fante) ale rețelei vor deveni simultan izvoare de perturbări care se propagă spre punctul de observare, sub un unghi de difracție φ . După cum se vede ușor din figură, aceste perturbări izolate nu vor ajunge în P simultan, ci cu o întârziere sistematică, avînd valoarea $\frac{d \sin \varphi}{c}$, unde d

este perioada rețelei și c viteza luminii. În felul acesta, punctul P va recepționa perturbări care urmează, una după cealaltă, în mod periodic, la intervale de timp $T = \frac{d \sin \varphi}{c}$. Remarcăm că, pentru fiecare direcție φ , vom avea

o anumită perioadă T . În felul acesta, în orice punct P , acțiunea are un caracter periodic, deși impulsul a căzut deodată pe rețea. Cu cît rețeaua are mai multe fante, cu atît acțiunea periodică este de mai lungă durată. În cazul unei rețele ideale, cu un număr infinit de fante (putere de rezoluție infinită), acțiunea periodică durează un timp nelimitat. O asemenea acțiune periodică infinită poate fi reprezentată, în conformitate cu teorema lui

Fourier, ca totalitatea unor oscilații sinusoidale avînd perioadele $T, \frac{T}{2}, \frac{T}{3}, \dots$, și amplitudini care depind de caracterul acestor perturbații periodice, determinate de forma și durata impulsului și de raportul dintre dimensiunile transparente și opace ale rețelei. O asemenea descompunere a unor impulsuri periodice în oscilații sinusoidale arată că fenomenele în punctul P se produc ca și cînd în acest punct ar sosi unde monocromatice ale căror lungimi de

undă ar fi, respectiv $\lambda_1 = cT = d \sin \varphi$; $\lambda_2 = c \frac{T}{2} = \frac{1}{2} d \sin \varphi$; $\lambda_3 = c \frac{T}{3} =$

$= \frac{1}{3} d \sin \varphi, \dots$. Vedem în felul acesta că, după direcția φ , se vor observa

unde de lumină monocromatice, ale căror lungimi de undă satisfac condiția $d \sin \varphi = m\lambda$, unde m este un număr întreg, cu alte cuvinte, obținem condiția care determină poziția maximelor principale ale spectrului de difracție. După direcția $\varphi = 0$, impulsurile datorite tuturor fantelor, sosesc simultan :

nu apar acțiuni periodice și maximul de ordinul zero rămâne „alb”. Toate aceste concluzii sînt în concordanță cu teoria obișnuită a rețelelor de difracție (v. § 41). Acest raționament arată că mecanismul acțiunii rețelelor de difracție asupra impulsului este fizic și nu operațiunile matematice de descompunere în componente armonice ale funcției neperiodice, care reprezintă impulsul.

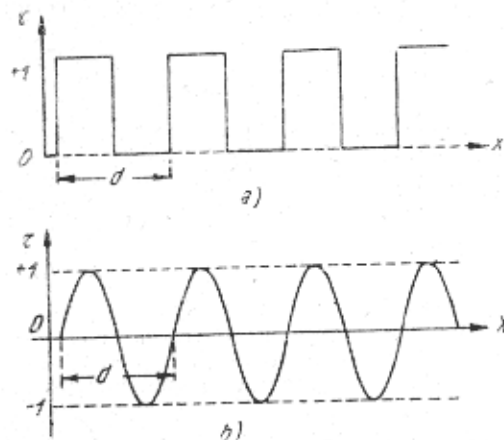


Fig. 117. Dependenta factorului de transmisie, τ , al rețelei, de coordonată (x):
a - rețeaua cu fante avînd perioada d ; b - rețeaua sinusoidală avînd perioada d .

adică o rețeaua formată din spații transparente și opace care alternează, alte cuvinte, factorul de transmisie τ al rețelei variază de-a lungul rețelei în salturi periodice de la $\tau = 0$ la $\tau = 1$, așa cum este arătat în fig. 117. Să presupunem acum că avem o rețeaua a cărei transparentă de-a lungul ordonatei x variază după o lege sinusoidală $\tau = \sin \frac{2\pi}{d} x$, unde d este perioada spațială a rețelei, cu alte cuvinte τ variază între +1 și -1 (fig. 117, b). Faptul că τ capătă valori negative, cu alte cuvinte amplitudinile luminii transmise devin negative, are un sens foarte simplu: aceasta înseamnă că fazele undei cu amplitudini pozitive și negative sunt opuse. Așadar, rețeaua are un caracter de rețeaua de fază și amplitudine. Amplitudinea de-a lungul unei jumătăți de perioadă spațială variază între unitate și zero; de-a lungul celei de-a doua jumătăți amplitudinea crește de la zero pînă la unitate, însă faza se schimbă, devenind opusă.

Repetînd raționamentele de mai sus (fig. 116) pentru o asemenea rețeaua, se observă că în punctul P (după direcția φ) va ajunge perturbarea luminoasă care variază în timp după legea

$$\sin \frac{2\pi}{T} t,$$

unde

$$T = \frac{d \sin \varphi}{c}.$$

Într-adevăr, în decursul timpului, pînă în punctul P ajung perturbari provenite de la puncte a căror transparentă variază după legea $\sin \frac{2\pi}{d} x$.

x crește proporțional în timp, așa încît în timpul T valoarea lui x variază cu d , adică $x = \frac{d}{T} t$. În felul acesta perturbarea în P variază după legea

$$\sin \frac{2\pi}{d} x = \sin \frac{2\pi}{d} \frac{d}{T} t = \sin \frac{2\pi}{T} t.$$

Dacă rețeaua este infinită ca întindere (adică are o putere de rezoluție infinit de mare), această perturbare sinusoidală nu este limitată în timp și reprezintă o lumină riguros monocromatică, avînd perioada T sau lungimea de undă $\lambda = cT = d \sin \varphi$.

Așadar, condiția de obținere a maximului în cazul unei rețele sinusoidale este:

$$d \sin \varphi = \lambda \tag{52.1}$$

în locul condiției $d \sin \varphi = m\lambda$, care caracterizează o rețeaua de difracție obișnuită. Deosebirea esențială consistă în aceea că difracția dată de o rețeaua sinusoidală duce la formarea maximelor doar de ordinul întîi ($m = \pm 1$), spre deosebire de rețelele obișnuite, la care se formează atît maximul de ordinul zero, cît și maxime de diferite ordine (Rayleigh). Din această cauză, unda monocromatică λ va fi difractată de o asemenea rețeaua doar sub un unghi $\pm \varphi$, determinat din relația (52.1). Un impuls de formă arbitrară, căzînd pe o rețeaua sinusoidală de perioadă d , și avînd o putere de rezoluție infinită, se transformă în totalitatea undelor monocromatice, dintre care fiecare se propagă după direcția sa φ , dată de condiția (52.1). Raportul intensităților (amplitudinilor) acestor unde monocromatice izolate depinde de forma impulsului. Dacă rețeaua nu are un număr infinit de trăsături, durata diverselor trenuri de unde, care se propagă după direcții diferite φ , se scurtează și undele separate din impuls încetează de a mai fi riguros monocromatice. Aceste trenuri de unde, aproximativ monocromatice, în care o rețeaua limitată transformă impulsul, sînt determinate atît de aspectul impulsului cît și de numărul de trăsături ale rețelei care, în felul acesta, condiționează puterea de rezoluție a rețelei.

Pentru alte aparate spectrale raționamentele se complică întrucîtva, însă esența lucrurilor rămîne aceeași¹⁾ (v. de asemenea exercițiul 81).

CAPITOLUL X

FENOMENE DE DIFRAȚIE PRODUSE DE STRUCTURI POLIDIMENSIONALE

§ 53. Rețeaua de difracție privită ca o structură unidimensională

Cele expuse în § 52 (și în particular caracteristica difracției produsă de rețelele sinusoidale, care oferă doar spectre de ordinul întîi) permit să se studieze, printr-o metodă destul de generală și importantă pentru practică, problema difracției dată de structuri de orice formă. Oricare ar fi structura,

¹⁾ Problemele privind descompunerea spectrală și rolul aparatului spectral, sînt studiate în amănunt în cartea Г. С. Горелик „Колесания и волны”.

în particular chiar dacă ea nu ar fi periodică, fenomenele de difracție avea totuși loc. Calculul figurii de difracție într-un asemenea caz, foarte răspândit în practică, ar fi fost însă mult mai dificil. Rayleigh a inventat o metodă extrem de generală pentru rezolvarea unor probleme de acest gen.

În § 4 am văzut că orice funcție de timp poate fi reprezentată ca sumă de un număr de funcții sinusoidale de timp, cu perioade, amplitudini și faze diferite. În mod analog orice structură ale cărei proprietăți, de exemplu factorul de transmisie, sînt funcții de coordonate spațiale, poate fi reprezentată ca sumă de un număr de structuri sinusoidale (teoria lui Fourier). În particular, dacă factorul de transmisie al structurii depinde doar de o singură coordonată, de exemplu de x , atunci factorul de transmisie al diverselor structuri sinusoidale în punctul x va fi reprezentat sub forma $a \sin \left(\frac{2\pi}{d} x + \psi \right)$, unde a reprezintă amplitudinea

la perioada spațială și ψ faza. O structură aperiodică apare ca sumă de un număr de structuri sinusoidale cu o perioadă continuu variabilă (reprezentare sub formă de integrală Fourier). O structură periodică cu perioada d se va reprezenta sub forma unei sume de termeni ai unei serii, dintre care unul, în general, poate fi o mărime constantă, iar ceilalți funcțiuni sinusoidale cu perioade egale cu $d, \frac{d}{2}, \frac{d}{3}, \dots$; adică termenii izolați vor avea formă

$a_n \sin \left(\frac{2\pi n}{d} x + \psi_n \right)$, unde $n = 1, 2, 3, \dots$, (reprezentare sub formă de serie Fourier).

Caracterul structurii studiate determină valorile amplitudinilor a_n și ale fazelor ψ_n , ale diversilor termeni sinusoidali ai seriei. În felul acesta, difracția dată de o structură complexă poate fi calculată studiind difracția dată de fiecare termen în parte. Termenul constant dă maximul de ordinul zero, iar fiecare din termenii sinusoidali, cîte două maxime de ordinul întâi ($m = \pm 1$). Dat fiind faptul că perioadele structurilor sinusoidale sînt diferite și unghiurile de difracție ale maximelor corespunzătoare de primul ordin vor fi diferite, și, drept rezultat, se va obține întreaga figură de difracție a structurii considerate. Din acest punct de vedere maximele de ordinul superior, date de rețeaua de difracție obișnuită, reprezintă maxime de ordinul întâi ale componentei sinusoidale corespunzătoare. De exemplu, maximele de ordinul trei ($m = \pm 3$) sînt maxime de ordinul întâi ($m = \pm 1$) date de a treia structură sinusoidală, a cărei perioadă este $\frac{d}{3}$. În felul acesta,

pentru rețeaua unidimensională, studiată de noi (rețea al cărei factor de transmisie se schimbă doar de-a lungul unei singure coordonate), putem obține și cu ajutorul acestei metode de studiu, mai generală, un rezultat în acord cu experiența.

§ 54. Difracția produsă de structurile bidimensionale

Un caz mult mai răspândit este acela cînd factorul de transmisie al unei lame se schimbă nu numai după o singură direcție, ci de-a lungul întregii suprafețe a lamei. Ca exemplu poate servi un geam de sticlă acoperit cu un strat neuniform de praf, sau o fereastră cu geamurile înghețate din cauza gerului. Este clar că o asemenea variație a factorului de transmisie

poate caracteriza ca o variație după două coordonate ale suprafeței noastre, așa încît structura în cauză va fi bidimensională. În cazul cel mai simplu ea va fi o structură periodică bidimensională (rețea bidimensională), iar în cazul general, totalitatea unui număr oarecare de rețele bidimensionale.

Să studiem acum o rețea bidimensională obținută prin încrucișarea a două rețele perpendiculare, cu perioadele d_1 și d_2 . Un asemenea caz se poate realiza ușor, așezînd una peste alta două rețele de difracție obișnuite, astfel încît trăsăturile lor să fie perpendiculare între ele.

Un fascicul îngust de lumină monocromatică, trecînd prin prima rețea cu trăsături verticale, trebuie să dea o serie de maxime (maximul de ordinul zero și maxime de ordine superioare) de-a lungul unei linii orizontale. Fiecare rază, corespunzătoare acestui maxim, trecînd prin cea de-a doua rețea, se va descompune într-o serie de raze ale căror maxime se așază de-a lungul unei linii verticale. Aspectul figurii de interferență obținute este asemănător celui reprezentat în fig. 118. Indicii 0,0; 0,1; 1,1; 1,2 etc. înscrîși lîngă petele din figură indică ordinul spectrului în prima și a doua rețea; intensitatea spectrelor descrește după legea de distribuție a intensității într-o rețea. Putem formula ușor teoria elementară a difracției care se obține cu o astfel de rețea.

Să presupunem că lumina cade normal pe o asemenea rețea. Să alegem direcția luminii drept axă Z , iar direcțiile de-a lungul rețelelor drept axe X și Y , și să caracterizăm direcția unei raze de lumină cu ajutorul unghiurilor $\alpha_0, \beta_0, \gamma_0$, pentru raza incidentă și α, β, γ , pentru raza difractată.

În cazul nostru, $\alpha_0 = \frac{\pi}{2}, \beta_0 = \frac{\pi}{2}, \gamma_0 = 0$, adică $\cos \alpha_0 = \cos \beta_0 = 0$, $\cos \gamma_0 = 1$. Abaterea razei difractate de-a lungul lui X va duce la formarea minimelor și maximelor de lumină în funcție de mărimea unghiului de difracție. Utilizînd teoria unei rețele unidimensionale găsim că pozițiile maximelor principale trebuie să satisfacă condiția:

$$d_1 \cos \alpha = \lambda, 2\lambda, 3\lambda, \dots, m_1 \lambda. \quad (54.1)$$

În mod analog, difracția de-a lungul axei Y dă maximele principale după direcțiile care se obțin din condiția:

$$d_2 \cos \beta = \lambda, 2\lambda, 3\lambda, \dots, m_2 \lambda. \quad (54.2)$$

În felul acesta, maxime principale nu pot exista decît în direcțiile care satisfac simultan cele două condiții scrise mai sus; de remarcat că fiecărei perechi de valori ale numerelor întregi m_1 și m_2 , îi corespunde un maxim de un anumit ordin. Folosind valorile lui α și β , găsite în acest mod, putem determina valorile unghiului γ , folosind relația geometrică:

$$\cos^2 \alpha + \cos^2 \beta + \cos^2 \gamma = 1. \quad (54.3)$$

În felul acesta, folosind cele trei condiții:

$$d_1 \cos \alpha = m_1 \lambda,$$

$$d_2 \cos \beta = m_2 \lambda,$$

$$\cos^2 \alpha + \cos^2 \beta + \cos^2 \gamma = 1,$$

unde m_1 și m_2 sînt numere întregi, putem determina, pentru o structură dată — d_1 și d_2 cunoscuți — și pentru o lungime de undă λ dată, valorile unghiurilor α, β și γ pentru care se vor observa maximele principale de lumină. Dacă presupunem că rețeaua conține un număr mare de elemente

(trăsături), maximele principale vor fi foarte pronunțate și în dreptul se va concentra aproape întreaga energie sub formă de lumină a razei difractate. În felul acesta, practic, lumina se va observa doar după direcțiile discrete menționate, mai precis, în interiorul unor mici unghiuri solide, în jurul direcțiilor indicate.

În cazul în care rețelele d_1 și d_2 nu sînt perpendiculare între ele, formează un unghi oarecare, raționamentele făcute rămîn principial valabile și se vor schimba doar relațiile geometrice. Poziția maximelor (a petelor) depinde și de unghiul dintre rețele. În felul acesta, din așezarea petelor, se poate face o serie de considerațiuni cu privire la structura suprafeței: valoarea perioadei d_1 și d_2 și așezarea reciprocă a rețelelor.

Dacă structura superficială este aperiodică, pentru rezolvarea problemei trebuie folosită metoda lui Rayleigh. Figura care se va obține, va fi mai complicată.

În particular, o structură formată din particule asemănătoare ca dimensiuni și formă, însă orientate la întipplare (o lamă prăfuită, un geam îngălbenit) este echivalentă cu un ansamblu de rețele simple cu toate orientările posibile, iar figura de difracție corespunzătoare va apărea sub forma unei serii de cercuri concentrice. Fenomenul se poate observa ușor privind un izvor strălucitor printr-o asemenea lamă.

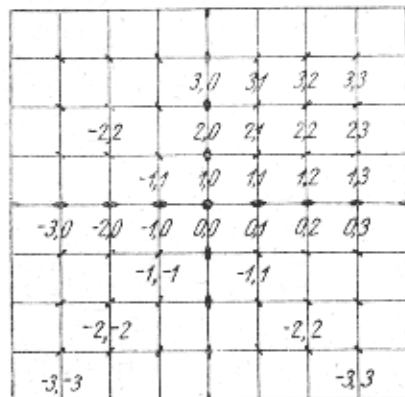


Fig. 118. Reprezentarea schematică a distribuției intensității în cazul difracției date de o rețea bidimensională.

§ 55. Fenomene de difracție produse de structuri tridimensionale

Interesul cel mai mare îl prezintă difracția dată de neomogenitățile spațiale. În acest caz, unda nu se propagă printr-un mediu omogen, ci printr-un mediu în care s-au introdus regiuni unde viteza undei diferă de viteza pe care o are în celelalte porțiuni ale mediului, cu alte cuvinte, porțiuni cu un indice de refracție diferit de restul mediului.

Dacă mediul este perfect omogen din punct de vedere optic, adică indicele de refracție al unei regiuni oarecare, relativ mic¹⁾, este egal cu indicele de refracție al unei alte regiuni, unda de lumină se va propaga prin acest mediu fără să-și schimbe direcția.

În particular, o undă plană propagându-se printr-un asemenea mediu rămîne plană. Această concluzie poate fi confirmată prin raționamente asemănătoare cu cele care servesc, după Fresnel, pentru explicarea propagării rectilinii a luminii. Dacă însă omogenitatea mediului este perturbată în urma existenței unor regiuni de altă natură sau în urma unor procese oare-

¹⁾ O porțiune va fi mică, dacă dimensiunile ei sînt comparabile cu lungimea de undă a undei de lumină.

cari, cu alte cuvinte, dacă în mediu se întîlnesc regiuni comparabile cu lungimea de undă, al căror indice de refracție diferă de indicele de refracție al celorlalte regiuni, pe asemenea neomogenități trebuie să apară fenomene de difracție, și o parte din lumină va fi difractată (deviată de la direcția sa inițială).

Într-adevăr, părțile unei unde care merg prin regiuni cu indici de refracție diferiți, se propagă cu viteze diferite, așa încît suprafața de undă, adică suprafața de egală fază, încetează de a mai fi plană și propagarea luminii se va observa după toate direcțiile.

Fenomene de acest gen, la scară mare, se observă în natură. Din această categorie face parte, în primul rînd, propagarea luminii prin ceață, fenomen care prezintă o deosebită importanță pentru orientarea navelor pe timp de ceață. Tocmai această problemă practică a constituit prima ocazie pentru studiul detaliat al fenomenului de mai sus (Tyndall, 1868). Fenomenul de difracție produs de neomogenitățile spațiale joacă un rol important în optica meteorologică, condiționînd apariția unor cercuri și inele în jurul Soarelui și Lunii (așa-zisele halouri și coroane). Apariția acestora se explică prin fenomenele de difracție pe care le suferă razele solare sau ale Lunii pe particulele mici, în aer²⁾. Fenomenul de difracție dat de picăturile de ploaie joacă un rol important la formarea curcubeului.

Fenomenul de difracție, produs de obstacolele sau neomogenitățile spațiale, se poate foarte ușor observa în cazurile în care numărul unor asemenea neomogenități este foarte mare, iar dimensiunile lor neglijabile. Într-un asemenea caz mediul respectiv se numește mediu tulbur, iar fenomenul de difracție poartă denumirea de difuzie a luminii. Mai tîrziu, vom studia mai în amănunt acest fenomen, mai ales în cazul cînd tulburarea nu este legată de impurificarea mediului cu particule străine, ci este o consecință a structurii moleculare a mediului. Menționăm cu această ocazie că, pentru undele luminoase obișnuite, structura moleculară a mediului nu produce neomogenități, deoarece dimensiunile moleculelor sînt de mii de ori mai mici decît dimensiunile undei de lumină. „Tulbureala moleculară” se datorește unei îngrămădiri întîmplătoare a unui număr mare de molecule, fenomen care apare datorită mișcării termice dezordonate a acestora. Dimpotrivă, în cazul undelor de lungimi de undă foarte mici, de exemplu în cazul razelor Röntgen, chiar existența moleculelor ca atare, condiționează neomogenitatea mediului și duce la un fenomen de difracție (difuzie).

Studiul difracției produse de neomogenitățile spațiale de formă arbitrară reprezintă o problemă foarte dificilă. Din această cauză, ne vom limita doar la un caz simplu, cînd neomogenitățile au un caracter periodic regulat, adică reprezintă ceea ce numim o rețea.

În acest caz însă structura periodică a mediului are un caracter spațial, cu alte cuvinte, rețeaua se întinde în mediu după toate direcțiile. Să ne-o imaginăm ca fiind totalitatea structurilor periodice, luate după trei axe de coordonate și să studiem difracția razelor paralele pe o asemenea rețea spațială tridimensională.

²⁾ Trebuie făcută o deosebire între coroanele și halourile de rază mică, care se formează în urma difracției pe picături, și halourile circulare mari (cu dimensiuni unghiulare de 22° și 46°) produse de refracția în cristalele hexagonale de gheață, suspendate în aer.

Folosind metoda lui Rayleigh (§ 53), se poate studia difracția produsă de structuri spațiale arbitrare, în particular și de cele neperioadice (difuzia luminii).

Să admitem că mediul prezintă de-a lungul axei X o structură periodică cu perioada d_1 , de-a lungul axei Y se prezintă ca o rețea cu perioada d_2 , și de-a lungul axei Z ca o rețea cu perioada d_3 . Direcția de propagare a luminii să fie definită cu ajutorul celor trei unghiuri pe care le formează

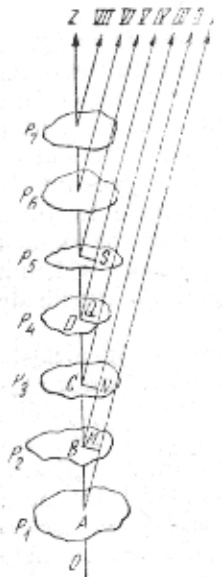


Fig. 119. Schema difracției în cazul unei structuri tridimensionale.

raza cu axele de coordonate, unghiuri pe care le însemna prin $\alpha_0, \beta_0, \gamma_0$, pentru raza incidentă, și prin α, β, γ , pentru raza difractată.

Să presupunem că lumina cade de-a lungul axei Z , adică $\alpha_0 = \beta_0 = \frac{\pi}{2}$ și $\gamma_0 = 0$. Să considerăm un strat

oarecare, paralel cu planul XY , cu alte cuvinte, un strat pentru care $z = \text{const}$. Acest strat constituie o rețea bidimensională, și lumina, trecind prin el, suferă difracția care s-a studiat în paragraful precedent. Pentru fiecare lungime de undă λ , se obțin maxime de difracție definite prin valorile unghiurilor α, β, γ , și ținute din condițiile :

$$\begin{aligned} d_1 \cos \alpha &= m_1 \lambda, \\ d_2 \cos \beta &= m_2 \lambda, \\ \cos^2 \alpha + \cos^2 \beta + \cos^2 \gamma &= 1, \end{aligned}$$

unde m_1 și m_2 sînt numere întregi.

În cazul nostru însă, mediul reprezintă un ansamblu de asemenea rețele bidimensionale, dispuse periodic de-a lungul lui Z cu o perioadă d_3 . Dacă fiecare strat al unei asemenea rețele este suficient de transparent, atunci, o parte din lumină suferă o difracție pe primul strat, iar o altă parte pătrunde pînă în stratul următor, suferind o difracție analogă pe acest

doilea strat, restul pătrunde mai departe etc. În felul acesta, după direcția găsită mai sus (α, β, γ) se vor propaga cîteva unde cu o diferență de drum cunoscută și pentru a obține rezultatul final trebuie să ținem seama de interferența reciprocă a acestor unde.

Rezultatul se obține ușor din figura schematică 119, unde OZ este direcția unei incidente ; AM, BN, CQ, DS, \dots , reprezintă direcțiile undelor difractate de diversele straturi, reprezentate schematic prin micile suprafețe P_1, P_2, P_3, \dots ; direcțiile AM, BN, \dots , formează unghiul γ cu direcția OZ . Distanța $AB = BC = CD = \dots = d_3$ este cea de a treia perioadă a structurii spațiale. Între fiecare pereche de raze există o diferență de drum ($AB - AM) = (BC - BN) = (CD - CQ) = \dots$. Pentru ca undele, deviate de fiecare strat în direcția indicată, să se întărească reciproc, este necesar ca această diferență de drum să fie egală cu un număr întreg de lungimi de undă.

Această condiție suplimentară se va scrie sub forma :

$$d_3 - d_3 \cos \gamma = m_3 \lambda.$$

În felul acesta, utilizînd o structură spațială cu perioadele d_1, d_2 și d_3 , vom obține maxime de lumină doar în direcțiile care satisfac următoarele patru condiții :

$$d_1 \cos \alpha = m_1 \lambda, \quad (55.1)$$

$$d_2 \cos \beta = m_2 \lambda, \quad (55.2)$$

$$d_3(1 - \cos \gamma) = m_3 \lambda, \quad (55.3)$$

unde m_1, m_2, m_3 , sînt numere întregi, și

$$\cos^2 \alpha + \cos^2 \beta + \cos^2 \gamma = 1 \quad (\text{condiție geometrică}). \quad (55.4)$$

Se vede ușor că, în general, nu putem găsi pentru orice lungime de undă o direcție (α, β, γ), pentru care se realizează toate aceste condiții. Într-adevăr, eliminînd din aceste ecuații pe α, β și γ , găsim relația :

$$\frac{m_1^2 \lambda^2}{d_1^2} + \frac{m_2^2 \lambda^2}{d_2^2} + \frac{(d_3 - m_3 \lambda)^2}{d_3^2} = 1, \quad (55.5)$$

care dă valorile pe care trebuie să le aibă lungimea de undă astfel ca, pentru structura dată și o direcție inițială dată, să se formeze maxime de difracție pronunțate.

Așadar, spre deosebire de difracția produsă de o rețea liniară sau superficială, difracția care se obține cu ajutorul unei rețele spațiale nu dă maxime pentru toate lungimile de undă, ci doar pentru acelea care satisfac condiția de mai sus.

În consecință, dacă un fascicul paralel care conține radiații de diverse lungimi de undă (lumină albă) este îndreptat spre o rețea liniară, vom obține pentru fiecare lungime de undă maxime, care se așază de-a lungul unei fișii perpendiculare pe trăsăturile rețelei (spectru). Dacă un fascicul paralel de lumină albă cade pe o rețea superficială, se obțin pentru toate lungimile de undă maxime care se așază, într-o anumită ordine, într-un plan paralel cu planul rețelei (pete colorate). Dacă se trimite însă lumină care conține lungimi de undă diferite, pe o rețea spațială, nu se vor obține maxime decît pentru anumite lungimi de undă, care satisfac condiția dedusă mai sus. Undele de alte lungimi de undă vor fi difuzate uniform după toate direcțiile, fără să dea maxime.

Observînd poziția maximelor și cunoscînd lungimea de undă λ cărora le corespund acestea, sîntem în măsură să reconstituim, în mod univoc, rețeaua spațială cu ajutorul căreia am obținut figura de difracție.

§ 56. Difracția razelor Röntgen

Cazul studiat, al difracției pe o rețea tridimensională, are o importanță extraordinară de mare. El se realizează în practică la difracția razelor Röntgen pe cristale naturale. Razele Röntgen sînt unde electromagnetice cu lungimi de undă de mii de ori mai mici decît lungimile de undă ale luminii obișnuite. Din această cauză, realizarea rețelelor artificiale de difracție pentru raze Röntgen este legată de dificultăți uriașe. Am văzut că această dificultate poate fi evitată folosind raze care să cadă pe rețea sub un unghi apropiat

de 90° . Însă, difracția razelor Röntgen a fost obținută cu mult timp înainte de efectuarea experiențelor cu raze înclinate. La propunerea lui Laue (1912) s-a folosit, drept rețea de difracție pentru razele Röntgen, rețeaua spațială naturală pe care o prezintă cristalele. Atomii și moleculele din cristal sunt așezați în rețele tridimensionale regulate, ale căror perioade sînt comparabile cu lungimea de undă a razelor Röntgen. Dacă se îndreaptă asupra unei asemenea cristal un fascicul de raze Röntgen, atunci fiecare atom sau grup molecular, din care este formată rețeaua cristalină, va provoca difracția razelor Röntgen. Este cazul difracției pe o rețea tridimensională, studiată mai sus. Într-adevăr, figurile de difracție care se observă corespund particularităților caracteristice ale difracției obținute cu o rețea spațială.

Cu ajutorul metodei lui Laue au fost rezolvate două probleme deosebit de importantă covârșitoare. În primul rînd s-a deschis posibilitatea determinării lungimii de undă a razelor Röntgen, dacă se cunoaște structura rețelei cristaline cu ajutorul căreia se obține fenomenul de difracție. În felul acesta s-a creat spectroscopia în domeniul razelor Röntgen, care a servit la stabilirea unei serii de amănunte cu privire la structura atomului (v. § 18). În al doilea rînd, observînd difracția razelor Röntgen de o lungime de undă cunoscută, pe o structură cristalină necunoscută, avem posibilitatea de a stabilim caracterul acestei structuri, cu alte cuvinte, distanțele și pozițiile ionilor, atomilor și moleculelor care alcătuiesc cristalul. În felul acesta s-a creat analiza structurală a formațiunilor cristaline, care a stat la baza celor mai importante concluzii ale fizicii moleculare.

§ 57. Difracția undelor de lumină pe unde ultrasonore

Rețeaua spațială cu ajutorul căreia să putem observa comod fenomenele de difracție ale undelor luminoase vizibile, a putut fi de asemenea realizată. Aici trebuie să menționăm în primul rînd fenomenele de difracție pe unde ultrasonore.

După cum se știe, într-o placă de cuarț sau turmalină putem provoca oscilații mecanice cu o frecvență foarte ridicată (pînă la 10^8 s^{-1}). O asemenea placă vibrantă va emite unde elastice (ultraacustice), care se propagă în mediul înconjurător cu viteza sunetului. Situînd cuarțul vibrant într-un lichid oarecare, de exemplu în xilen, se obțin unde ultraacustice în acest lichid. Unda elastică într-un lichid este o undă de compresie și dilatare, care se propagă cu o anumită viteză. În felul acesta, lichidul prin care se propagă unda ultraacustică prezintă o succesiune, periodică, de regiuni comprimate și dilatate, cu alte cuvinte de regiuni care se caracterizează prin indici de refracție a luminii diferiți. Din această cauză, lichidul prin care se propagă unda ultraacustică reprezintă pentru lumină o rețea de fază (v. § 49), deoarece la trecerea luminii printr-o coloană dintr-un astfel de lichid are loc o vibrație a fazei undei de lumină și nu a amplitudinii ei. Dacă vom forța unda ultraacustică să se reflecte pe fundul vasului, atunci vom propune undei directe peste cea reflectată va duce la formarea unei unde ultraacustice staționare, care, și ea, reprezintă o structură periodică de regiuni sînt variabilă și, prin urmare, cu un indice de refracție a luminii variabil. Ca și în cazul undei directe, în cazul undei ultraacustice staționare, rețeaua

de fază care se obține va avea o perioadă egală cu lungimea de undă a undei ultraacustice, așa cum se vede ușor din fig. 120. În cazul xilenului, viteza de propagare a undelor ultraacustice este egală cu 1000 m/s , așa încît, pentru o frecvență de 10^8 s^{-1} , lungimea de undă a undei ultraacustice va fi $\lambda = 10^{-3} \text{ cm} = 10 \mu$. Obținem, prin urmare, o rețea de fază cu o perioadă de 10μ , foarte comodă pentru observarea difracției undelor de lumină. În cristalul care servește pentru excitarea undelor se stabilește, de asemenea, o undă ultraacustică staționară, și, prin urmare, un cuarț care vibrează poate servi și el ca rețea de fază¹⁾.

Lăsînd să treacă un fascicul de raze paralele printr-un vas cu lichid în care s-a excitat o undă ultraacustică (fig. 121), vom obține, pe un ecran, un spectru excelent, corespunzător perioadei calculată cu ajutorul frecvenței cuarțului și a vitezei de propagare a undei ultrasonore prin lichid (fig. 122).

Dacă emitem unde ultrasonore după trei direcții, vom obține o rețea spațială pentru razele de lumină. Menționăm că, chiar dacă dispunem de o aparatură ca aceea indicată în figura 121, în care undele ultrasonore se propagă după direcția axei Z, avem de fapt o rețea spațială, însă pentru care, după două direcții, X și Y, perioada rețelei este nulă, cu alte cuvinte, sînt suprafețe reflectătoare continue, oglinzi. Legea reflexiei pe aceste oglinzi (raza incidentă și raza reflectată sînt situate în același plan cu normala la oglindă și unghiul de incidență este egal cu unghiul de reflexie), va determina valoarea unghiurilor α și β care intervin în relațiile (55.1) — (55.4), iar interferența reciprocă a razelor reflectate de sistemul de

¹⁾ Pentru majoritatea lichidelor viteza undelor ultrasonore nu diferă de viteza undelor sonore obișnuite și este de aproximativ $1000-1500 \text{ m/s}$. Pentru corpuri transparente solide (sticlă, cuarț) vitezele sînt de aproximativ $5000-6000 \text{ m/s}$. Din această cauză în toate aceste substanțe se pot face comod experiențe de difracție pe unde ultraacustice, cu frecvența de 10^7 s^{-1} sau mai mare. Dacă se lucrează cu unde staționare, este necesar ca intensitatea undei reflectate să fie apropiată de intensitatea celei directe. Din această cauză, este mai bine să se lucreze cu substanțe în care undele ultraacustice sînt slab absorbite. Astfel de lichide, puțin absorbante, sînt xilenul și apa. Trebuie să avem în vedere că absorbția crește proporțional cu pătratul frecvenței undei ultraacustice.

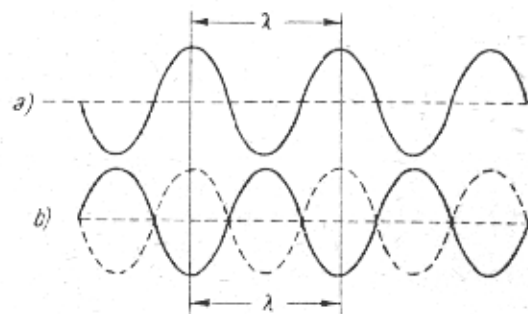


Fig. 120. Distribuția densității într-o undă ultrasonoră progresivă (a) și într-una staționară (b). Ca și într-o undă progresivă, în unda staționară se succed, periodic, regiuni de compresie și dilatare, la intervale egale cu lungimea de undă a undei ultrasonore, în mediu.

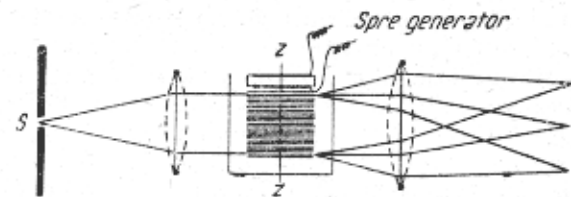


Fig. 121. Schema difracției în cazul undelor ultrasonore, într-un lichid.

oglinzi va da cea de-a treia condiție de difracție pentru unghiul γ . În afară de aceasta și în acest caz avem pentru cele trei unghiuri, trei condiții de difracție, și o a patra, condiția geometrică. Fenomenul de difracție spațială (maxime discrete pentru anumite lungimi de undă) nu apare aici atât de pronunțat ca în cazul razelor Röntgen, deoarece dimensiunile întregii coloane de difracție nu sînt prea mari, în cazul respectiv, în comparație cu perioada rețelei, așa încît, prin esența lucrurilor, avem cazul de trecere de la o rețea plană la una spațială.

Este interesant de menționat că rețeaua de fază, realizată cu ajutorul undelor ultraacustice, diferă de celelalte prin încă o particularitate. În

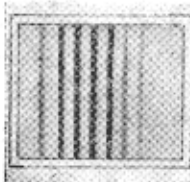


Fig. 122. Spectru obținut cu ajutorul difracției în cazul unei unde ultra-sonore.

acele de refracție nu are numai o periodicitate spațială, ci variază periodic și în timp, cu perioada unei unde ultraacustice, adică aproximativ de 10^7 — 10^8 ori pe secundă. Aceasta duce la faptul că, intensitatea luminii difractate suferă o variație periodică cu aceeași frecvență, cu alte cuvinte, suferă o modulație. În baza celor expuse în § 14, aceasta înseamnă că dacă peste o undă ultraacustică este lumină monocromatică de frecvență ν ($\approx 5 \cdot 10^{14}$), lumină difractată are o frecvență diferită, egală cu $\nu \pm N$, unde N este frecvența unei ultraacustice folosite. Cum N nu este mai mare de 10^8 , această variație a frecvenței este neînsemnată și reprezintă doar câteva zecimi de milio-

nimi din valoarea inițială. Cu toate acestea, variația indicată a fost observată în experiențe. Fenomene asemănătoare, care prezintă însă o importanță științifică și practică mult mai mare, vom mai întâlni atunci cînd vom studia problema difuziei luminii (§ 154).

Studiul expus este aplicabil unei unde ultraacustice staționare, care indicele de refracție, în fiecare punct, nu se schimbă în decursul timpului. Pentru o undă ultraacustică progresivă, variația frecvenței ne putem închipui, mai ușor, ca fiind rezultatul reflexiei luminii pe suprafețele mobile, pe care le reprezintă suprafețele frontului unei unde care propagă, cu alte cuvinte, ca fiind rezultatul efectului Doppler (v. § 118). Pentru unda care se propagă într-un anumit sens, variația frecvenței luminii difractate va corespunde unei creșteri a frecvenței ($\nu + N$), în timp ce pentru unda care se propagă în sens contrar, ea va corespunde unei micșorări ($\nu - N$). Unda staționară care rezultă din suprapunerea a două unde care se propagă în sensuri contrare, condiționează o schimbare a frecvenței, exprimată prin formula $\nu \pm N$. Un calcul relativ simplu arată că, atât prin metoda undelor staționare (modulația), cât și prin metoda undelor progresive (efectul Doppler) obținem aceeași valoare (N) pentru variația frecvenței luminii incidente.

Studiul difracției luminii pe unde ultraacustice a devenit o importantă metodă pentru studiul legilor de propagare a acestor unde în substanțe servind în cercetarea problemelor de fizică moleculară (P. A. Bajullin) și pentru unele aplicații tehnice (defectosopia ultraacustică, S. I. Sokolov).

III. OPTICA GEOMETRICĂ

CAPITOLUL XI

PRINCIPIILE FUNDAMENTALE ALE OPTICII GEOMETRICE

§ 58. Introducere

Fenomenele de interferență și difracție a luminii arată că lumina se propagă în conformitate cu legile teoriei ondulatorii. Cu ajutorul acestor legi se pot rezolva probleme privind propagarea luminii, atât prin medii omogene, cât și printr-un sistem optic oarecare, adică printr-o serie de medii diferite, limitate de anumite suprafețe și diafragme. Totuși, într-o serie întreagă de probleme, avînd o mare importanță practică, în particular în problema producerii unui fascicul luminos (tehnica iluminatului) și în problemele privind formarea imaginilor (optotehnica), rezolvarea poate fi obținută pe o cale mult mai simplă, folosind noțiunile din *optica geometrică*. Optica geometrică folosește noțiunea de *raze* luminoase izolate, care nu depind una de cealaltă (v. Introducere, § 1).

Noțiunea de rază luminoasă ne-o putem forma observînd un fascicul real de lumină, din care cu ajutorul unor diafragme prevăzute cu orificii, delimităm un fascicul paralel, îngust. Cu cît diametrul acestor orificii este mai mic, cu atît fasciculul delimitat va fi mai îngust și, la limită, trecînd la orificii oricît de mici, putem spera să obținem o rază luminoasă sub forma unei linii geometrice. Se știe însă că un asemenea proces de delimitare a unui fascicul extrem de îngust (rază) nu este posibil din cauza fenomenului de difracție. Lărgirea inevitabilă a fasciculului luminos real, care a trecut printr-o diafragmă de diametrul D , se determină cu ajutorul unghiului

de difracție de ordinul de mărime $\alpha \approx \frac{\lambda}{D}$ (direcția primului minim, v. § 41).

Doar în cazul limită, cînd $\lambda = 0$, se constată că o asemenea lărgire nu are loc și se poate vorbi despre rază ca de o linie geometrică, a cărei direcție determină direcția de propagare a energiei sub formă de lumină. În felul acesta, raza luminoasă este o noțiune matematică abstractă, și nu o realitate fizică, iar optica geometrică este doar un caz limită al opticii reale, ondulatorii, care corespunde unei lungimi luminoase extrem de mici.

Relația $\alpha \approx \frac{\lambda}{D}$ arată că devierea unghiulară care face să nu se respecte

propagarea rectilinie a luminii printr-un mediu omogen poate fi foarte mică, dacă dimensiunile orificiului sau ecranului, D , sînt mari în comparație cu lungimea de undă λ . Din această cauză, și în optica reală,

§ 59. Principiul lui Fermat

În cazul limită, când este valabilă trecerea la optica geometrică, adică în cazul unei lungimi de undă extrem de mici, propagarea suprafeței de undă poate fi găsită printr-o construcție simplă. Să admitem că suprafața F (fig. 124) reprezintă o suprafață de egală fază (suprafață de undă) la un moment dat t . În fiecare punct M al acestei suprafețe, să construim o sferă de rază $r = v\tau$, unde v este viteza de propagare a undei în locul respectiv, iar τ un interval de timp infinit de scurt. Suprafața F' , care înfășoară aceste mici sfere, este și ea o suprafață de egală fază, deoarece toate punctele ei vor avea la momentul $(t + \tau)$ aceleași faze ca și punctele de pe suprafața F , la momentul t . Segmentele de dreaptă dn care unesc punctele M cu punctele de tangență dintre sfera respectivă și înfășurătoare reprezintă niște elemente de rază, perpendiculare pe suprafața de undă ¹⁾.

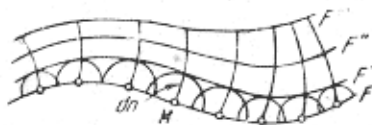


Fig. 124. Referitor la principiul lui Fermat: construcția din aproape în aproape a suprafeței de undă.

Continuând această construcție, putem să determinăm, din aproape în aproape, suprafețele de egală fază, și în același timp să construim direcția razelor, adică a curbelor în care trec liniile frânțe, formate din segmentele dn pentru τ suficient de mic.

Cu ajutorul construcției menționate, putem demonstra următorul principiu important: *drumul real al propagării luminii (raza) este drumul pentru străbaterea căruia lumina folosește un timp minim, în comparație cu oricare alt drum pe care ni-l putem imagina între punctele respective.* Întrădevăr, efectuând construcția descrisă mai sus (fig. 125) vedem că, de la punctul A pînă în punctul B , de-a lungul razei, lumina

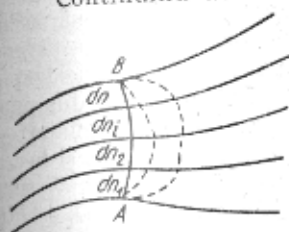


Fig. 125. Referitor la principiul lui Fermat: drumul real parcurs de lumină (AB) corespunde timpului minim de propagare.

se propagă într-un timp $\tau = \tau_1 + \tau_2 + \dots + \tau_n$ unde $\tau_i = \frac{dn_i}{v_i}$, adică

$$\tau = \sum_{i=1}^n \frac{dn_i}{v_i} = \int_A^B \frac{dn}{v}$$

Oricare alt drum, pe care ni l-am imagina, va fi format din segmente pentru parcurgerea cărora va fi nevoie de un timp τ_i , dacă acest segment coincide cu normala la suprafața de undă, sau un timp mai mare decât τ_i , dacă segmentul nu coincide cu normala. În felul acesta, drumul real al propagării luminii (raza) corespunde unui timp minim de propagare.

¹⁾ Pentru simplificarea raționamentelor ne limităm la cazul unui mediu izotrop, când raza coincide cu normala dusă la suprafața de undă (v. § 136).

unde λ este o mărime finită, abaterile de la legile opticii geometrice trebuie să fie cu atât mai mici cu cât dimensiunile lui D sînt mai mari. Din această cauză, în experiențele obișnuite, se observă formarea unor umbre foarte nete atunci cînd se iluminează obiecte de dimensiuni apreciabile (v. Fig. 123). Se poate însă arăta foarte ușor că abaterile datorite difracției au loc și în acest caz. Dacă aruncăm umbra pe un ecran situat la distanța R

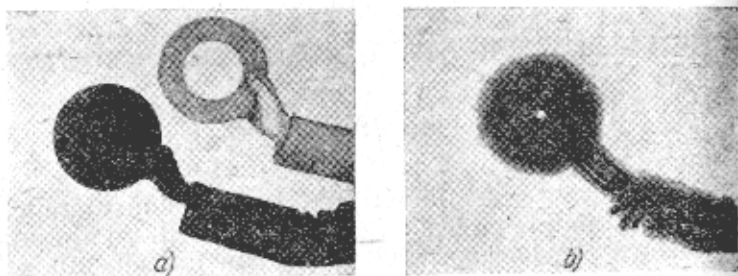


Fig. 123.

a - umbra unei mîini, care ține o farfurie, se proiectează pe un ecran așezat aproape; umbra și obiectul sînt asemenea, din punct de vedere geometric; b - umbra unei mîini care ține o farfurie, se proiectează pe un ecran așezat la o distanță mare (11 km); umbra este deformată din cauza difracției (fotografie efectuată de V. K. Arcadieiev, cu ajutorul unui model calculat în baza principiului de similitudine).

obiect, dimensiunile *liniare* ale franjelor de difracție vor avea o mărime $\approx \alpha R = \frac{\lambda}{D} R$ și pentru R apreciabil pot fi ușor observate chiar dacă $D \gg \lambda$.

Fig. 123, b arată felul în care s-ar prezenta umbra mîinii care ține o farfurie, pe un ecran situat la distanța $R = 11$ km, iluminarea făcîndu-se cu un fascicul paralel de lumină. Din figură se vede că nu mai există o relație geometrică între umbră și obiect. Cu toate acestea, în condițiile obișnuite de lucru, asemenea deformări nu se observă și aplicarea legilor opticii geometrice duce la construcții care, după cum arată experiența, rezolvă destul de bine problema propagării luminii și a formării imaginilor. În felul acesta, pentru o serie întregă de probleme de tehnica iluminării și de optotehnică, avem posibilitatea să folosim optica geometrică a razelor.

Totuși, dacă se folosesc legile opticii geometrice, nu trebuie să se uite că ele nu sînt decît o primă aproximație a realității și că fără fenomenele de difracție nu se produce nici un caz de propagare a luminii. Este necesar, prin urmare, să înțelegem sensul ondulatoriu (de difracție) al acestor construcții geometrice, făcute cu ajutorul razelor. Este clar că legile opticii geometrice au o aplicabilitate limitată, și trebuie să știm să ne orientăm în ce condiții utilizarea acestor legi este admisibilă și corespunde practic cu experiența. Se constată totuși că, chiar în optica practică, problemele cele mai fine (de exemplu problema privind puterea de rezoluție a instrumentelor optice) se rezolvă cu ajutorul teoriei difracției.

suprafață de curbură mai mică (MM), de exemplu pe planul tangenț elipsoid, corespunde minimului, iar reflexia pe o suprafață de curbură mare (NN) corespunde maximului de lungime a drumului (sau timp (v. exercițiul 29).

§ 60. Definiții fundamentale. Legile refracției și reflexiei. **Principiul reciprocității**

Utilizând concepțiile opticii geometrice, privim fiecare punct luminos al izvorului ca vârful unui fascicul divergent de raze, denumit *homocentric* adică avînd un centru comun. Dacă după reflexie sau refracție acest fascicul se transformă într-unul convergent care de asemenea converge spre un punct, atunci și acesta din urmă este un fascicul homocentric și centrul său constituie *imaginea* punctului luminos. Dacă se găsește un punct al izvorului care se transformă într-unul convergent care de asemenea converge spre un punct, atunci și acesta din urmă este un fascicul homocentric și centrul său constituie *imaginea* punctului luminos. Dacă se găsește un punct al izvorului care se transformă într-unul convergent care de asemenea converge spre un punct, atunci și acesta din urmă este un fascicul homocentric și centrul său constituie *imaginea* punctului luminos.

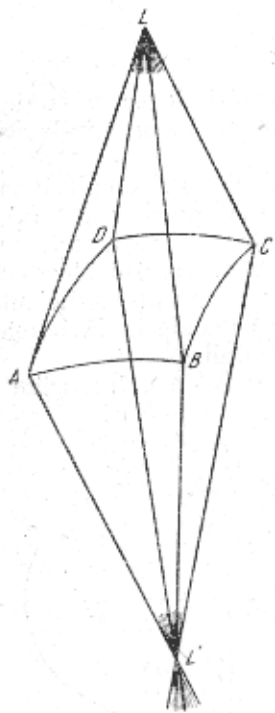


Fig. 128. Imagine stigmatică a punctului L : trecînd printr-un sistem optic, fasciculul își păstrează homocentricitatea.

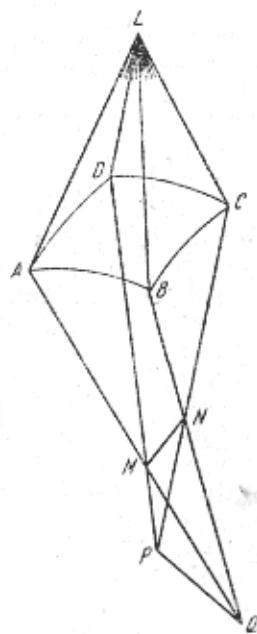


Fig. 129. Imagine astigmatică a punctului L : trecînd printr-un sistem optic, fasciculul nu-și păstrează homocentricitatea.

constituie *imaginea* punctului luminos. Dacă se găsește un punct al izvorului care se transformă într-unul convergent care de asemenea converge spre un punct, atunci și acesta din urmă este un fascicul homocentric și centrul său constituie *imaginea* punctului luminos. Dacă se găsește un punct al izvorului care se transformă într-unul convergent care de asemenea converge spre un punct, atunci și acesta din urmă este un fascicul homocentric și centrul său constituie *imaginea* punctului luminos. Dacă se găsește un punct al izvorului care se transformă într-unul convergent care de asemenea converge spre un punct, atunci și acesta din urmă este un fascicul homocentric și centrul său constituie *imaginea* punctului luminos.

fascicul homocentric, într-un mediu omogen și izotrop, este evident că suprafața de undă are sens pur geometric și conținutul profund, pe care i l-am atribuit mai înainte. Suprafața de undă de un fascicul și izotrop, este evident

¹⁾ V. § 6.

Dacă în urma unei reflexii sau refracții fasciculul încetează de a mai fi homocentric, suprafața de undă încetează de a mai fi o sferă. Proprietatea de stigmatism a imaginii nu mai este realizată, și unui izvor punctual nu-i mai corespunde o imagine punctuală (fig. 129).

Deoarece problema cea mai frecventă a opticii practice este problema obținerii imaginilor, care să redea riguros forma izvorului, problema fundamentală a opticii geometrice este lămurirea condițiilor în care se păstrează homocentricitatea fasciculelor.

La baza tuturor construcțiilor opticii geometrice stau legile refracției și reflexiei luminii. Am discutat, în introducere, conținutul acestor legi și am arătat care este sensul lor în lumina teoriei ondulatorii. [Aci vom aminti doar formularea matematică a acestor legi, dîndu-le o expresie care să permită studierea simultan, așa încît, pornind de la formulele care privesc sistemele refringente (lentile), să poată fi obținute imediat concluzii și pentru sistemele reflectatoare (oglinzi).

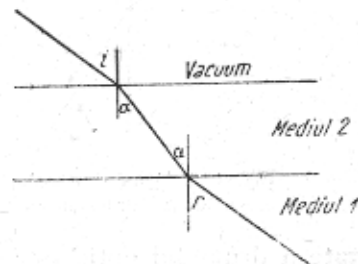


Fig. 130. Referitor la deducerea legii reciprocității în cazul refracției.

Totuși, să arătăm în prealabil că în fenomenele de refracție și reflexie legea reciprocității razelor de lumină rămîne valabilă.

Să presupunem că mediul 1 este separat de vid, printr-o lamă plan paralelă, subțire, confecționată din mediul 2 (fig. 130); n_1 , n_2 și N_{12} sînt indicii de refracție absoluți și relativi ai mediilor respective. Din fig. 130 reiese clar că

$$\frac{\sin i}{\sin r} = n_2; \quad \frac{\sin \alpha}{\sin r} = N_{12} \quad N_{12} = \frac{n_1}{n_2}$$

De aici

$$\frac{\sin i}{\sin r} = n_2 N_{12}$$

Ultima formulă este valabilă pentru orice grosime a mediului 2.

Să trecem acum la cazul limită, cînd mediul 2 devine infinit de subțire, adică la cazul unei refracții directe la trecerea din vid în mediul 1. Avem atunci: $\frac{\sin i}{\sin r} = n_1$. Comparînd aceste două formule, găsim: $N_{12} = \frac{n_1}{n_2}$.

Repetînd aceste raționamente pentru cazul cînd un strat subțire din mediul 1 separă mediul 2 de vid, găsim: $N_{21} = \frac{n_2}{n_1}$, sau

$$N_{12} = \frac{1}{N_{21}}$$

cu alte cuvinte, indicele de refracție al primului mediu în raport cu cel al doilea, N_{12} , este egal cu valoarea inversă a indicelui de refracție al celui al doilea față de primul, N_{21} .

De aci rezultă imediat că, prin refracția la suprafața de separare a două medii razele rămân reciproce, adică schimbând sensul razelor, poziția reciprocă nu se schimbă (fig. 131). În legea reflexiei acest principiu de reci-

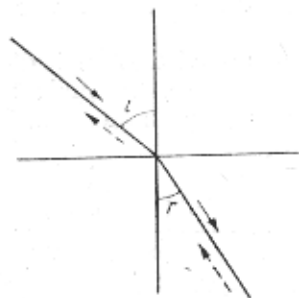


Fig. 131. Drumul razelor în cazul refracției luminii.

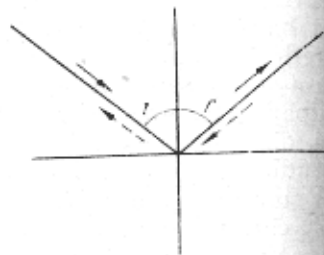


Fig. 132. Drumul razelor în cazul reflexiei luminii.

itate a drumului optic este de asemenea valabil, cum se vede ușor în fig. 132, fără nici un fel de explicații suplimentare. Principiul reciprocității își păstrează valabilitatea pentru orice număr de refracții și reflexii, atâta timp cât el este valabil pentru fiecare din acestea. În felul acesta, principiul reciprocității este valabil pentru toate problemele legate de construcția imaginilor.

Legea refracției, la trecerea din primul mediu în cel de al doilea (v. fig. 131), se scrie în felul următor:

$$\frac{\sin i}{\sin r} = N_{12} = \frac{n_2}{n_1}, \quad (60.1)$$

sau

$$n_1 \sin i = n_2 \sin r.$$

Legea reflexiei (fig. 132) se exprimă prin relația¹⁾:

$$i = -r. \quad (60.2)$$

Ea poate fi obținută din formula precedentă, considerând $n_1 = -n_2$, de unde rezultă

$$\sin i = -\sin r, \quad i = -r.$$

În felul acesta, legea reflexiei se obține din legea refracției, dacă se consideră $n_2 = -n_1$. Așadar, orice formulă, dedusă pentru sistemele refringente, poate fi folosită pentru descrierea fenomenelor care au loc în sistemele reflectătoare.

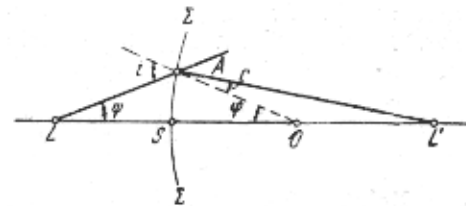
¹⁾ Semnul minus înseamnă că unghiurile r și i sunt măsurate în sensuri inverse, față de normala la suprafață.

§ 61. Refracția (și reflexia) pe o suprafață sferică

Să presupunem că două medii, având indicii de refracție n_1 și n_2 , sînt separate printr-o suprafață sferică Σ (fig. 133). Să situăm un izvor luminos punctual L pe linia LL' care trece prin centrul O al sferei și să urmărim un con homocentric, îngust de raze izvorit din L și care cade pe suprafața de separare a celor două medii.

Presupunem că fasciculul este atât de îngust, cu alte cuvinte unghiul ψ este atât de mic, încît, practic, putem considera segmentul LS egal cu segmentul LA , $L'S$ egal cu $L'A$ etc. Un asemenea fascicul, îngust, îl vom denumi paraxial¹⁾. În felul acesta, condiția de paraxialitate a fasciculului este:

$$L'S \approx L'A \text{ și } LS \approx LA.$$



Să considerăm o rază oarecare din acest fascicul, de exemplu LA , care cade pe Σ sub un unghi de incidență i ; să construim raza AL' , conjugată primei raze (unghiul de refracție r), și să găsim poziția punctului în care raza refractată intersec-tează axa sistemului.

Fig. 133. Refracția razelor paraxiale la suprafața sferică de separare a două medii.

$$\text{Din } \triangle ALO: \quad \frac{LO}{LA} = \frac{\sin i}{\sin \varphi},$$

$$\text{din } \triangle OAL': \quad \frac{AL'}{OL'} = \frac{\sin \varphi}{\sin r},$$

de unde

$$\frac{LO}{LA} \cdot \frac{AL'}{OL'} = \frac{\sin i}{\sin r} = \frac{n_2}{n_1}. \quad (61.1)$$

Pe viitor, toate segmentele luate de-a lungul axei le vom măsura luînd originea în punctul S , considerînd ca fiind pozitive segmentele măsurate de la S la dreapta (în direcția propagării luminii), și negative, cele măsurate înspre stînga. Notăm, $AL \approx SL = -a_1$, $AL' \approx SL' = a_2$, $AO = -SO = R$ (raza sferei). În acest caz $LO = -a_1 + R$, $OL' = a_2 - R$. Din relația (61.1) obținem:

$$\frac{-a_1 + R}{-a_1} \cdot \frac{a_2}{a_2 - R} = \frac{n_2}{n_1},$$

¹⁾ Linia LL' este numită de obicei axa sistemului dat. De aici denumirea paraxial (de lângă axă).

sau

$$-n_1 a_1 a_2 + n_1 R a_2 = -n_2 a_1 a_2 + n_2 a_1 R,$$

cu alte cuvinte

$$n_1 \left(\frac{1}{a_1} - \frac{1}{R} \right) = n_2 \left(\frac{1}{a_2} - \frac{1}{R} \right) = Q.$$

Ultima relație arată că, la refracție, produsul $n \left(\frac{1}{a} - \frac{1}{R} \right)$ își păstrează valoarea sa Q . Acest produs este denumit *invariantul de ordinul zero al lui Abbe*. Într-o serie întregă de cazuri această relație se scrie pentru comitate sub forma :

$$\frac{n_1}{a_1} - \frac{n_2}{a_2} = \frac{n_1 - n_2}{R}. \quad (61.2)$$

Relația (61.2) permite să găsim lungimea $a_2 = SL'$, dacă se cunosc $a_1 = SL$, adică permite să găsim poziția punctului L' , atunci când se cunosc poziția lui L . În deducerea acestei relații, am folosit, pe lângă legea refracției, și ipoteza că raza LA aparține unui fascicul paraxial. Prin urmare, relația este valabilă pentru orice rază a unui fascicul paraxial. Din relația (61.2) se vede că, pentru anumiți parametri dați ai problemei (n_1, n_2, R, a_2), a_1 depinde doar de a_2 . În felul acesta, toate razele unui fascicul homocentric paraxial, cu vârful în L , intersecțiază axa într-un același punct L' , care este deci imaginea stigmatică a izvorului L . Așadar, în cazul refracției pe o suprafață sferică, un fascicul homocentric rămâne homocentric cu condiția ca el să satisfacă condiția de paraxialitate. Ecuația fundamentală (61.2) include toate cazurile de refracție a razelor pe suprafețe sferice. Folosind regula semnelor, stabilită mai sus, putem studia cazul unei suprafețe convexe $R > 0$ sau concave $R < 0$.

După cum a_1 și a_2 vor avea semne diferite sau aceleași, vom avea cazuri când imaginea se situează de cealaltă parte a suprafeței de separație sau de aceeași parte cu izvorul. În primul caz, punctul denumit imagine este punctul real de intersecție al razelor refractate. O asemenea imagine se numește *reală*. În cel de al doilea caz, este evident că razele refractate care se propagă prin cel de al doilea mediu, rămân divergente și nu dau o intersecție reală. În acest caz denumirea de *imagine* se referă la acel punct virtual, care reprezintă locul de intersecție al prelungirilor razelor refractate. O asemenea imagine se numește *virtuală*. Raționamentele noastre, precum și relația (61.2), arată că un fascicul homocentric, după ce a suferit o refracție, este dirijat în așa fel încât el sau se intersecțiază într-un punct (imagine reală), sau poate fi reprezentat ca și când s-ar intersecta într-un punct imaginar (imagine virtuală). În acest sens, el rămâne *homocentric*. Deoarece pentru toate raționamentele este important să se cunoască direcția razelor de lumină, în toate construcțiile putem folosi, în egală măsură, atât imaginea reală cât și cea virtuală.

Relația (61.2) arată de asemenea că dacă izvorul ar fi fost în L' , imaginea s-ar fi situat în L (reciprocitate).

§ 62. Focarele unei suprafețe sferice

Din ecuația fundamentală (61.2)

$$\frac{n_1}{a_1} - \frac{n_2}{a_2} = \frac{n_1 - n_2}{R}$$

rezultă :

pentru $a_1 = \infty$

$$a_2 = \frac{n_2 R}{n_2 - n_1} = f_2, \quad (62.1)$$

pentru $a_2 = \infty$

$$a_1 = -\frac{n_1 R}{n_2 - n_1} = f_1, \quad (62.2)$$

adică f depinde numai de raza de curbura a suprafeței, R , și de indicii de refracție, n_1 și n_2 , ai celor două medii.

Mărimile f_1 și f_2 sînt distanțe constante, care caracterizează suprafața refractantă. Ele se numesc *distanțe focale*: f_1 , distanța focală anterioară (punctul F_1 este focarul anterior); f_2 — distanța focală posterioară (punctul F_2 este focarul posterior) (fig. 134).

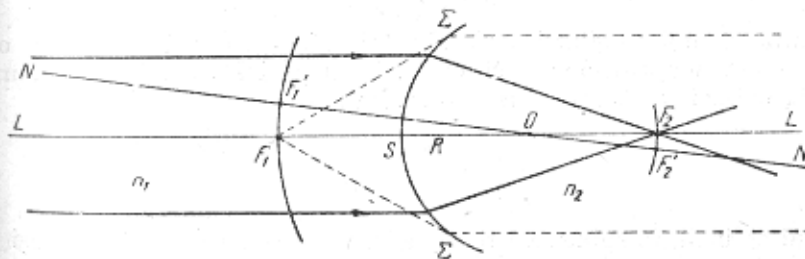


Fig. 134. Focarele unei suprafețe sferice.

În felul acesta, focarul unei suprafețe sferice este punctul în care converg, după refracție, razele paralele (adică razele provenite dintr-un punct situat la infinit). Se înțelege de la sine că focarele, ca și imaginile, pot fi reale sau virtuale, cu alte cuvinte, pot să reprezinte punctul de intersecție al razelor refractate (care înainte de refracție au fost paralele), sau punctul de intersecție al prelungirilor lor. Astfel, dacă partea concavă a suprafeței de separație este orientată spre mediul care are un indice de refracție mai mic, ambele focare vor fi virtuale. Acest lucru poate fi ușor înțeles atât din discutarea formulelor (62.1) și (62.2) cât și din construcție.

Razele paralele care merg, de la dreapta la stînga, de-a lungul lui ON (fig. 134), se vor întîlni în focarul F_1 , situat pe linia ON la o distanță f_1 de suprafața refractantă. Locul geometric al punctelor $F_1 F_1' \dots$ formează

o suprafață sferică cu raza $R + f_1$, concentrică cu sfera refractantă (centrul fiind în punctul O). Această suprafață se numește suprafața focală anterioară. În mod analog se poate construi suprafața focală posterioară având raza $f_2 - R$. Micile porțiuni ale acestor suprafețe situate în regiunea paraxială, pot fi considerate ca fiind plane (planele focale).

Distanțele focale ale suprafeței sferice nu sînt egale între ele, deoarece $n_1 \neq n_2$ (fig. 134). Cazul studiat, se realizează ușor experimental, într-un tub de sticlă și astupindu-i una din extremități cu o sticlă de ceașcă în formă sferică; dacă turnăm în tub apă sau, și mai bine, benzen, al cărui indice de refracție coincide practic cu indicele de refracție al sticlei, obținem o suprafață sferică de separare între aer ($n_1 = 1,00$) și benzen ($n_2 = 1,49$). Cu ajutorul acestui dispozitiv simplu ne putem ușor convoca că în conformitate cu (62.1) și (62.2) avem

$$\frac{f_2}{f_1} = -\frac{n_2}{n_1} \quad (62.3)$$

Un exemplu practic, important, de suprafață sferică refractantă, este sistemul echivalent ochiului, denumit „ochi redus” (v. § 81).

Ca un al doilea exemplu, să analizăm cazul unei oglinzi sferice. Conform celor spuse în § 60, relația (61.2) poate fi aplicată și în cazul reflexiei, cu singura condiție de a considera $n_2 = -n_1$. În acest caz, obținem:

$$\frac{1}{a_1} + \frac{1}{a_2} = \frac{2}{R} \quad (62.4)$$

cunoscuta formulă a oglinzii sferice. Distanța focală a unei asemenea oglinzi se determină cu ajutorul relației (62.1). Vom găsi $F = R/2$ și, prin urmare, formula oglinzii se poate scrie sub forma:

$$\frac{1}{a_1} + \frac{1}{a_2} = \frac{1}{F} \quad (62.5)$$

În cazul oglinzii, imaginea va fi reală, dacă ea se situează de aceeași parte cu izvorul, și virtuală, dacă se găsește dincolo de oglindă.

Cazurile oglinzilor, concavă și convexă, diferă doar prin semnul lui R . Se vede ușor că focarul unei oglinzi concave este real, iar focarul unei oglinzi convexe, virtual.

Pentru a obține relațiile pentru o oglindă plană, este suficient să luăm $R = \infty$. În acest caz, găsim $a_1 = -a_2$, adică imaginea unui punct într-o oglindă plană este virtuală și așezată simetric.

§ 63. Imaginile obiectelor de dimensiuni mici în cazul refracției pe o suprafață sferică

Folosindu-ne de proprietățile fasciculelor homocentrice paraxiale, putem construi imaginea unor mici suprafețe în cazul refracției pe o suprafață sferică. Să ne închipuim o suprafață sferică lîngă centrul căreia este

așezată o mică diafragmă DD , care delimitează fascicule înguste paraxiale față de axele corespunzătoare. După refracție, un fascicul homocentric paraxial rămîne homocentric, adică formează imaginea vârfului său. În mod corespunzător se va reprezenta orice punct al arcului luminos ACB (sau a unei porțiuni de sferă) (fig. 135) cu centrul în O . Pentru găsirea imaginii tuturor punctelor ACB , să utilizăm relația:

$$\frac{n_1}{a_1} - \frac{n_2}{a_2} = \frac{n_1 - n_2}{R}$$

Deoarece pentru toate punctele ACB , a_1 are aceeași valoare, rezultă că și a_2 va fi același; elementul de sferă cu raza $R + a_1$ se va reprezenta sub forma unui element de sferă cu raza $a_2 - R$ avînd centrul comun în O . Pentru găsirea, pe cale grafică, a punctului B' , de exemplu, putem duce raza $BM \parallel CO$; raza refractată va trebui să treacă prin focarul F_2 ; raza BO va trece fără să fie refractată. Intersecția dreptelor MF_2 și BO va determina poziția lui B' .

Avînd în vedere că AB și $A'B'$ sînt foarte mici, în locul arcelor (elemente de sferă) putem lua corzile corespunzătoare (elemente de plan).

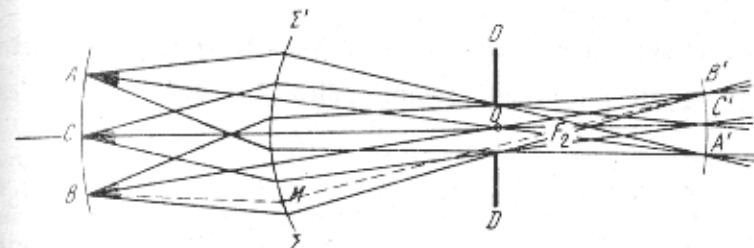


Fig. 135. Imaginea unui obiect mic (ACB) în cazul refracției pe o suprafață sferică.

În felul acesta, prin refracția pe o suprafață sferică, o suprafață de dimensiuni mici, perpendiculară pe axă, și va forma cu ajutorul razelor paraxiale, o imagine sub forma unei porțiuni plane, de asemenea perpendiculară pe aceeași axă.

Planul obiectului AB și planul imaginii $A'B'$ a acestuia se numesc plane conjugate în raport cu sistemul optic dat.

§ 64. Mărire. Teorema Lagrange-Helmholtz

Să luăm drept obiect luminos linia A_1B_1 , perpendiculară pe axă și să construim imaginea ei A_2B_2 (fig. 136). Raportul dintre dimensiunile liniare ale imaginii ($y_2 = A_2B_2$) și cele ale obiectului ($y_1 = A_1B_1$) poartă denumirea de mărire liniară sau transversală $\beta = \frac{y_2}{y_1} = \frac{A_2B_2}{A_1B_1}$. Atribuind mărimilor A_1B_1 și A_2B_2 semne (ca în geometrie) găsim că mărirea este pozitivă dacă imaginea este dreaptă și negativă dacă imaginea este răsturnată.

Din triunghiurile A_1B_1S și A_2B_2S rezultă :

$$\frac{y_1}{a_1} = \operatorname{tg} i, \quad \frac{y_2}{a_2} = \operatorname{tg} r.$$

În cazul unor dimensiuni mici ale segmentelor A_1B_1 și A_2B_2

$$\frac{\operatorname{tg} i}{\operatorname{tg} r} = \frac{\sin l}{\sin r} = \frac{n_2}{n_1},$$

cu alte cuvinte

$$\frac{n_1 y_1}{a_1} = \frac{n_2 y_2}{a_2} \text{ sau } \frac{y_2}{y_1} = \beta = \frac{n_1}{n_2} \cdot \frac{a_2}{a_1}$$

În cazul unui sistem refractant, n_1 și n_2 sînt totdeauna pozitivi, așa cum și semnul lui β va fi determinat de semnul raportului $\frac{a_2}{a_1}$. Pentru situații corespunzătoare unor imagini reale (fig. 136), a_1 și a_2 au semne contrare, deci cu alte cuvinte, β este negativ, iar imaginea — răsturnată ; în cazul imaginilor virtuale, situația este inversă.

În cazul oglinzilor $\frac{n_1}{n_2} = -1$, adică $\beta = -\frac{a_2}{a_1}$. În cazul unei imagini reale, a_1 și a_2 au un același semn, adică $\beta < 0$ și imaginea este răsturnată ; în cazul unei imagini virtuale, semnele lui a_1 și a_2 sînt contrare, adică $\beta > 0$, imaginea este dreaptă. Pentru o oglindă plană ($a_1 = -a_2$), $\beta = 1$, adică imaginea este dreaptă și în mărime naturală.

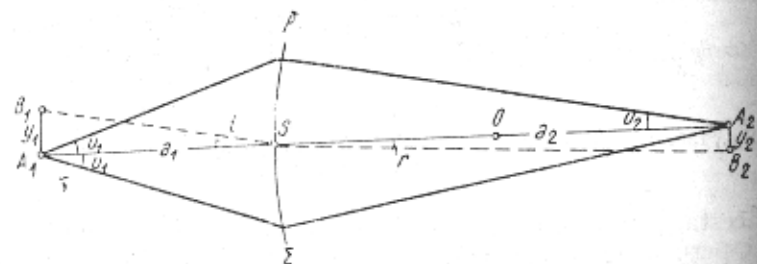


Fig. 136. Referitor la deducerea ecuației Lagrange-Helmholtz pentru raze paraxiale $y_1 n_1 \sin u_1 = y_2 n_2 \sin u_2$.

Planele conjugate se numesc plane principale, dacă $\beta = 1$, cu alte cuvinte, dacă imaginea se obține dreaptă și în mărime naturală. Se poate ușor vedea că, pentru o suprafață sferică, planele principale coincid și sunt reprezentate prin planul tangent la sferă în punctul S, adică $a_1 = a_2$ (v. exercițiul 89). În legătură cu aceasta, și distanțele focale ale suprafețelor sferice trebuie socotite ca fiind distanțele dintre planele principale și focale. În fig. 136 sînt reprezentate unghiurile u_1 și u_2 , care determină deschiderea maximă (apertura) a fasciculelor care cad pe suprafața Σ (unghiurile

și unghiurile conjugate (unghiurile u_2) corespunzătoare fasciculelor emergente. Valorile limită ale acestor unghiuri se determină din condiția de păstrare a paraxialității. În aceste condiții, $PA_1 \approx SA_1 = a_1$ și $PA_2 \approx SA_2 = a_2$, așa încît

$$\sin u_1 = \frac{PS}{a_1}, \quad \sin u_2 = \frac{PS}{a_2}, \quad \text{adică} \quad \frac{\sin u_1}{\sin u_2} = \frac{a_2}{a_1}.$$

în baza relației (64.1) avem :

$$\frac{n_1 \sin u_1}{n_2 \sin u_2} = \frac{n_1 a_2}{n_2 a_1} = \beta = \frac{y_2}{y_1}$$

sau

$$y_1 n_1 \sin u_1 = y_2 n_2 \sin u_2. \tag{64.2}$$

Deoarece pentru toate valorile unghiurilor u , cuprinse în limitele aperturii razelor paraxiale, raportul $\frac{a_2}{a_1}$ rămîne constant, relația (64.2) arată că mărirea unui obiect mic A_1B_1 rămîne neschimbată, indiferent de care porțiune a fasciculului paraxial ar fi fost formată imaginea. Cu alte cuvinte, nu numai imaginea unui punct de pe axă (§ 61), dar și imaginea unui obiect mic, așezat lângă axă, se poate obține fără deformări cu ajutorul unor fascicule paraxiale. Relația (64.2) poartă denumirea de teorema Lagrange-Helmholtz.

Am dedus această relație pentru regiunea razelor paraxiale. Dacă folosim fascicule cu o apertură apreciabilă, relația își păstrează valabilitatea însă trebuie din nou fundamentată (v. § 75, condiția sinusurilor, a lui Abbe). Dacă unghiurile u_1 și u_2 sînt mici, condiția lui Lagrange se poate scrie sub forma

$$y_1 n_1 u_1 = y_2 n_2 u_2. \tag{64.3}$$

Condiția Lagrange-Helmholtz, sau condiția sinusurilor, a lui Abbe, impun o limitare posibilităților de transformare a fasciculelor de lumină cu ajutorul sistemelor optice. Din ele rezultă că transformarea cu ajutorul unui sistem optic a unui fascicul de lumină dat într-un alt fascicul de structură fixată mai dinainte, este în genere, imposibilă. Structura fasciculului transformat nu poate fi decît aceea pe care o impune condiția lui Lagrange. Această importanță limitare principială capătă o deosebită importanță în problemele de fotometrie și de concentrare a energiei radiante, cu ajutorul sistemelor optice.

§ 65. Sisteme optice centrate

Cazul refracției pe o singură suprafață sferică este relativ rar. Majoritatea sistemelor refractante reale conțin cel puțin două suprafețe refractante (lentila), sau mai mult de două.

Un sistem de suprafețe sferice se numește *centrat* dacă centrele tuturor suprafețelor sînt situate pe o aceeași dreaptă (fig. 137), care poartă numele de *axa optică principală* a sistemului (sau uneori, prescurtat axa sistemului).

Pentru punctul L_1 situat pe axă, fasciculul de raze paraxiale își trează homocentricitatea, adică se strînge în punctul L_2 din care va merge mai departe iarăși paraxial, păstrîndu-și astfel homocentricitatea etc.

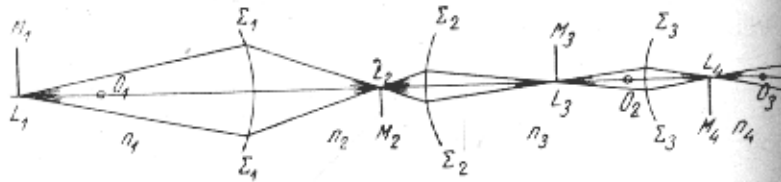


Fig. 137. Sistem optic centrat.

În felul acesta, un fascicul homocentric paraxial rămîne homocentric oricare ar fi numărul de refracții (și reflexii); așadar, un sistem centrat formează o imagine stigmatică (reală sau virtuală) a punctului L_1 .

În mod analog, repetînd raționamentele din §§ 63 și 64, putem arăta că o mică suprafață plană, situată în primul mediu, perpendiculară pe axa optică a sistemului centrat, își va forma în ultimul mediu refractant o imagine sub forma unei suprafețe plane conjugată, perpendiculară pe axa optică, imaginea fiind, geometric, asemenea cu obiectul. Există astfel două focare și a două suprafețe focale, stabilită pentru o singură suprafață sferică, se păstrează și pentru orice sistem centrat de suprafețe sferice. În cazul unui sistem centrat, rămîne valabilă și teorema lui Lagrange, adică

$$y_1 n_1 u_1 = y_2 n_2 u_2 = y_3 n_3 u_3 = \dots$$

Pentru un sistem centrat, își păstrează sensul și noțiunea de plane principale, ca fiind acele plane conjugate în care obiectul și imaginea au aceeași mărime și orientare. Însă, în timp ce pentru o singură suprafață sferică refractantă, ambele plane principale coincideau, confundîndu-se cu planul tangent la suprafața sferică în vîrfurile S ; în cazul suprafețelor centrate, aceste două suprafețe, în general, nu coincid. Distanțele focale ale sistemului, ca și în cazul unei singure suprafețe sferice, sînt distanțele de la planul principal corespunzător, pînă la focar.

§ 66. Refracția într-o lentilă. Formula generală a lentilelor

O mare importanță o prezintă cazul simplu al unui sistem centrat format numai din două suprafețe sferice, care delimitează un material transparent oarecare, refringent (de obicei sticlă), de aerul înconjurător. Evident că un asemenea sistem nu este altceva decît o *lentilă obișnuită*.

Lentila se zice că este *subțire* dacă ambele ei vîrfuri pot fi considerate contopite, adică dacă grosimea d a lentilei este mică în comparație

cu R_1 și R_2 , razele de curbură ale suprafețelor, și prin urmare și în comparație cu distanțele SA_1 și SB . În fig. 138, pentru claritate, lentila este reprezentată ca și cînd ar fi groasă. În calculele care vor urma, vom presupune că punctele S_1 și S_2 sînt contopite, și le vom însemna cu litera S . Toate distanțele le vom măsura de la acest punct S , care, practic, coincide cu S_1 și S_2 . S poartă denumirea de *centru optic* al lentilei. Orice rază paraxială, care trece prin S , practic, nu suferă nici o abatere din drumul său. Într-adevăr, pentru asemenea raze, porțiunile ambelor suprafețe ale lentilelor pot fi considerate ca fiind paralele, așa încît raza trecînd prin ele nu este deviată, ci doar se deplasează paralel cu ea însăși (refracția într-o lamă plan paralelă); cum însă neglijăm grosimea lentilei, această deplasare este neglijabilă și, practic, raza trece fără să fie deviată. O rază care trece prin centrul optic o vom denumi *axă* a lentilei. Axa care trece prin centrele de curbură ale ambelor suprafețe se numește *axă principală* (sau uneori, prescurtat, axa sistemului) iar celelalte axe *secundare*.

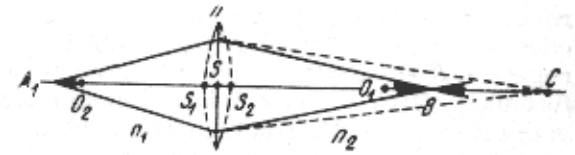


Fig. 138. Refracție într-o lentilă subțire.

Refracția dată de prima suprafață sferică ar fi creat, în lipsa celei de-a doua suprafețe sferice (în sticlă masivă cu un indice de refracție n), imaginea C la distanța $SC = a$ (fig. 138) de vîrf așa încît

$$\frac{n_1}{a_1} - \frac{n}{a} = \frac{n_1 - n}{R_1},$$

unde $a_1 = SA_1$, iar R_1 este raza de curbură a primei suprafețe a lentilei. Pentru cea de-a doua suprafață, C joacă rolul unui izvor virtual de lumină. Imaginea acestui izvor, dată de cea de-a doua suprafață refractantă a lentilei, se va forma în punctul B , situat la distanța $a_2 = SB$ de lentilă. Aci iarăși se poate aplica formula:

$$\frac{n}{a} - \frac{n_2}{a_2} = \frac{n - n_2}{R_2},$$

unde R_2 este raza celei de-a doua suprafețe. Dat fiind faptul că $n_1 = n_2$ (de ambele părți ale lentilei este aer) obținem:

$$\frac{n_1}{a_1} - \frac{n}{a} = \frac{n_1 - n}{R_1}; \quad \frac{n}{a} - \frac{n_2}{a_2} = \frac{n - n_2}{R_2}.$$

Adunînd prima ecuație cu cea de-a doua, obținem:

$$n_1 \left(\frac{1}{a_2} - \frac{1}{a_1} \right) = (n - n_1) \left(\frac{1}{R_1} - \frac{1}{R_2} \right),$$

sau, introducînd indicele de refracție relativ $N = n/n_1$,

$$\frac{1}{a_2} - \frac{1}{a_1} = (N - 1) \left(\frac{1}{R_1} - \frac{1}{R_2} \right).$$

Această formulă generală a lentilelor este valabilă atît pe lentilele cu suprafețe concave, cît și pentru cele cu suprafețe convexe, indiferent de poziția izvorului și de așezarea corespunzătoare a celui de-al doilea focar. Trebuie să se țină seama doar de semnele mărimilor a_1 , a_2 , R_1 , R_2 , considerîndu-le ca fiind pozitive, dacă sînt luate în dreapta lentilei, și negative, dacă se situează în stînga acesteia (cum s-a făcut și la deducerea formulei). Dacă semnele lui a_1 și a_2 sînt aceleași, unul din punctele conjugate este un punct virtual, cu alte cuvinte, în el nu se intersectează razele propriu-zise, ci prelungirile acestora.

§ 67. Distanțele focale ale unei lentile subțiri

Dacă un punct luminos, situat pe axa principală, se depărtează de lentilă (a_1 crește în mărime absolută), imaginea se deplasează în aceeași direcție, corespunzătoare cazului limită, cînd izvorul este situat la infinit, poartă denumirea de *focarul* lentilei. În felul acesta, focarul este punctul conjugat unui alt punct de pe axa principală, situat la infinit, sau, cu alte cuvinte, este același lucru, locul în care se strîng razele paralele cu axa optică principală. Distanța de la lentilă pînă la acest punct se numește *distanța focală* a lentilei subțiri. Planul care trece prin acest punct și este perpendicular pe axa principală se numește *plan focal* al lentilei.

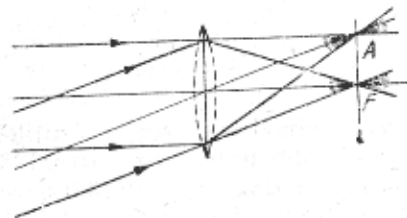


Fig. 139. Poziția focarelor așezate pe axele optice, principală și secundară, ale unei lentile subțiri :
AP - planul focal al lentilei.

plan, situat la infinit. Pentru determinarea distanțelor focale se folosesc următoarele relații :
pentru $a_1 = \infty$

$$a_2 = f_1 = \frac{1}{(N-1) \left(\frac{1}{R_1} - \frac{1}{R_2} \right)},$$

pentru $a_2 = \infty$

$$a_1 = f_2 = - \frac{1}{(N-1) \left(\frac{1}{R_1} - \frac{1}{R_2} \right)},$$

adică

$$f_1 = -f_2. \quad (67.3)$$

Distanțele focale ale lentilei sînt egale ca mărime ¹⁾, și opuse ca semn, adică focarele sînt așezate de o parte și de cealaltă a lentilei.

În funcție de semnul și valoarea lui R_1 și R_2 , cum și în funcție de semnul lui $(N-1)$, f_1 poate fi de același semn cu a_1 sau de semn contrar, cu alte cuvinte, focarul poate fi virtual sau real. Același lucru se poate spune și în privința lui f_2 ; de altfel se poate vedea ușor că, dacă primul focar este virtual, cel de-al doilea va fi virtual, și invers.

Dacă focarele sînt reale, adică dacă razele paralele, după refracție în lentilă se strîng intersectîndu-se într-un punct real, lentila se numește *convergentă*, sau *pozitivă*. În cazul focarelor virtuale razele paralele, după refracția în lentilă, devin divergente. Din această cauză asemenea lentile se numesc *divergente* sau *negative*.



Fig. 140. Diverse tipuri de lentile subțiri :
a - convergente ; b - divergente.

Dacă materialul din care este confecționată o lentilă subțire este mai refringent decît mediul înconjurător (de exemplu lentilă de sticlă în aer), lentilele biconvexe, planconvexe și cele concav-convexe numite menisc convergent, adică lentilele care se îngroașă la mijloc (fig. 140, a) vor fi convergente ; din categoria lentilelor divergente fac parte cele biconcave, planconcave și cele convex-concave numite menisc divergent, adică lentilele care se subțiază în partea centrală (fig. 140, b). Dacă materialul din care este confecționată o lentilă subțire este mai puțin refringent decît mediul înconjurător (de exemplu un volum de aer în apă), lentilele de forma celor prezentate în fig. 140, a vor fi divergente, iar cele din fig. 140, b, convergente.

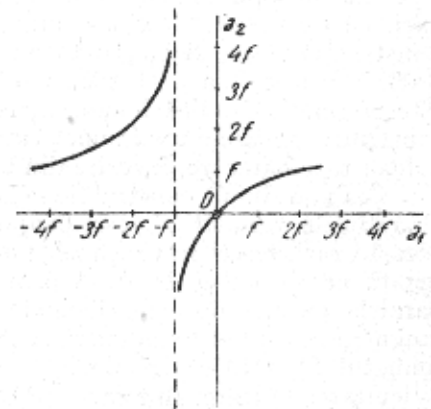


Fig. 141. Dependența grafică dintre a_1 și a_2 pentru un f dat, în cazul unei lentile subțiri ideale.

Introducînd noțiunea de distanță focală a lentilei, putem scrie formula lentilei sub o altă formă

$$\frac{1}{a_2} - \frac{1}{a_1} = \frac{1}{f}.$$

Relația dintre a_1 și a_2 este reprezentată grafic în fig. 141.

¹⁾ Dacă lentila este astfel situată încît de ambele părți ale ei se găsesc medii diferite $n_1 \neq n_2$, formula se complică. În acest caz valorile absolute ale distanțelor focale, f_1 și f_2 , se găsesc în același raport cu $n_1 : n_2$ (v. exercițiul 91). Ca exemplu poate servi cristalinul ochiului omensc.

Uneori, în calcul, se iau valorile absolute ale mărimilor a_1 , a_2 , R_1 și f . Atunci formula lentilei capătă forma

$$\frac{1}{a_1} + \frac{1}{a_2} = \pm \frac{1}{f},$$

unde $f = \frac{1}{(N-1)\left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2}\right)}$, semnul plus corespunde lentilei convergente iar semnul minus, celei divergente.

§ 63. Imaginile date de o lentilă subțire. Mărire

Să presupunem că un obiect de dimensiuni mici, așezat în apropierea axei, își formează imaginea într-un sistem de suprafețe sferice centrate. Construcția poate fi efectuată cu ajutorul unor fascicule paraxiale, § 63. Deoarece s-a arătat că pentru razele paraxiale imaginea punct este stigmatică (adică homocentricitatea fascicului se păstrează), pentru construirea imaginii unui punct este suficient să găsim punctul de interes a două raze oarecare, izvorîte din acel punct.

Cea mai simplă construcție se face cu ajutorul razelor indicate în fig. 142. Una din ele, raza CF_2B_2 , este conjugată cu raza B_1C , paralelă cu axa optică; această rază trece prin focarul posterior, F_2 ; cealaltă rază, DB_2 , este conjugată cu raza B_1F_1D , dusă prin focarul anterior, F_1 ; această rază este paralelă cu axa optică principală. Cea de-a treia rază, considerată lungul axei optice secundare, B_1SB_2 , trece prin centrul optic al lentilei (punctul S), fără să fie deviată. Construcția acestor raze se face cu dificultate. Oricare altă rază, provenită din B_1 , ar trebui să fie construită cu ajutorul legii refracției, ceea ce este mult mai complicat. Din proprietatea homocentricității rezultă însă că după efectuarea construcției, raza refractată va trece prin punctul B_2 . Deoarece construcția imaginii punctului B_1 se reduce la o problemă geometrică de căutare a punctului B_2 , nu este necesar să se construiască perechea de raze simple ale punctului B_1 , ci numai aibă un caracter real. În particular, cînd A_1B_1 este mai mare decât dimensiunile lentilei (de exemplu la fotografiere), razele B_1C_1 , (fig. 143) deși nu trec prin lentilă, totuși pot fi folosite pentru construcția imaginii. Razele reale care participă la formarea imaginii sunt delimitate de montura MN a lentilei, însă se strîng în același punct, deoarece lentila se presupune a fi suficient de bună, așa încît fasciculul care o străbat să rămînă homocentric.

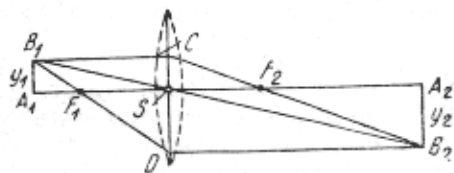


Fig. 142. Construcția imaginii dată de o lentilă subțire.

dimensiunile lentilei (de exemplu la fotografiere), razele B_1C_1 , (fig. 143) deși nu trec prin lentilă, totuși pot fi folosite pentru construcția imaginii. Razele reale care participă la formarea imaginii sunt delimitate de montura MN a lentilei, însă se strîng în același punct, deoarece lentila se presupune a fi suficient de bună, așa încît fasciculul care o străbat să rămînă homocentric.

Determinînd mărirea liniară cu ajutorul relației $\beta = \frac{B_2A_2}{B_1A_1} = \frac{y_2}{y_1}$, ca și în § 64, găsim din fig. 142 că

$$\beta = \frac{SA_2}{SA_1} = \frac{a_2}{a_1} \quad (68.1)$$

În mod analog cu cele expuse în § 64, vom găsi că în cazul imaginilor reale $\beta < 0$, adică imaginea este răsturnată, iar în cazul celor virtuale $\beta > 0$, adică imaginea este dreaptă.

Planele principale ale lentilei, ca și ale oricărui alt sistem centrat, sînt acele plane conjugate pentru care $\beta = 1$. Pentru o lentilă subțire aceste plane se contopesc într-una, care trece prin centrul optic și este perpendiculară pe axa optică (adică $a_1 = a_2 = 0$) (v. Exercițiul). În felul acesta, distanțele focale ale lentilei, care trebuie măsurate începînd de la planele principale, pot fi măsurate, în cazul unei lentile subțiri, de la suprafața acesteia.

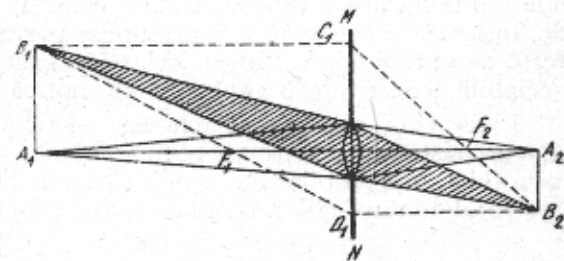


Fig. 143. Limitarea fasciculelor într-o lentilă subțire.

O lentilă subțire, fiind un sistem de două suprafețe centrate, reprezintă cel mai simplu sistem optic și formează imagini destul de imperfecte. În majoritatea cazurilor, apelăm la construcția unor sisteme mai complicate, care se caracterizează prin existența unui număr mare de suprafețe refractante și pentru care nu există condiții de apropiere a acestor suprafețe (ca la lentila subțire). Cu toate acestea, chiar lentilele subțiri simple au o mare importanță în practică, mai ales sub forma sticlelor pentru ochelari. În majoritatea covârșitoare a cazurilor ochelarii reprezintă pur și simplu niște lentile subțiri.

Pentru clasificarea sticlelor de ochelari, se folosește, de obicei, noțiunea de convergență a lentilei. Convergența este mărimea inversă distanței focale a lentilei. Dacă distanța focală se măsoară în metri, convergența se exprimă în dioptrii, și este considerată pozitivă sau negativă după cum lentila este convergentă sau divergentă. De exemplu, o lentilă divergentă cu o distanță focală de 20 cm ($f = -1/5$ m) are o convergență de 5 dioptrii.

§ 69. Sisteme optice ideale

Gauss (1841) a formulat teoria generală a sistemelor optice, care s-a dezvoltat ulterior datorită lucrărilor multor matematicieni și fizicieni. Teoria lui Gauss este teoria unui sistem optic ideal, adică a unui sistem în care se păstrează homocentricitatea fasciculelor și asemănarea geometrică dintre imagine și obiect. Conform acestei definiții, oricărui punct din spațiu:

a prismei. Dacă razele cad oblic față de secțiunea principală, ele vor fi redeviate cu atât mai mult cu cât unghiul dintre planul de incidență și secțiunea principală, va fi mai mare.

2) *Dependența lui n de λ (dispersia)*. În medii transparente indicele de refracție n crește odată cu micșorarea lungimii de undă λ. În cazul unor medii, dependența (în domeniul vizibil al spectrului), este de formă:

$$n_\lambda = a + \frac{b}{\lambda^2} + \frac{c}{\lambda^4} + \dots$$

Pentru multe corpuri putem însă să ne limităm la relația :

$$n_\lambda = a + \frac{b}{\lambda^2}$$

(formula lui Cauchy); a, b, c, ... sînt niște constante care caracterizează substanța. În cazul corpurilor colorate, sau pentru acele lungimi de undă care sînt absorbite într-o substanță transparentă în vizibil, formula lui Cauchy își pierde valabilitatea; de asemenea, se schimbă aspectul curbei funcție de λ (v. cap. XXVII).

3) *Măsură dispersiei* este dată de diferența dintre indicii de refracție ($n_{\lambda_1} - n_{\lambda_2}$), corespunzători diverselor valori ale lui λ₁ și λ₂. Refrigența caracterizează de obicei prin valoarea indicelui de refracție pentru λ = 5893 Å (valoarea medie a lungimilor de undă ale celor două linii galbene apropiate ale sodiului), și se înseamnă prin simbolul n_D. Ca o măsură a dispersiei se vește *dispersia medie*, definită ca diferența

$$n_F - n_C,$$

unde n_F corespunde lui λ = 4 861 Å (linia albastră a hidrogenului, linia F), iar n_C corespunde lui λ = 6 563 Å (linia roșie a hidrogenului, linia C).

De multe ori substanța dispersivă se caracterizează prin *valoarea puterii dispersive*, prin care se înțelege raportul

$$\frac{n_F - n_C}{n_D - 1},$$

unde n_D corespunde lui λ = 5 893 Å. În cataloagele practice apare de obicei mărimea inversă dispersiei relative, adică

$$v = \frac{n_D - 1}{n_F - n_C}$$

asa-numitul *coeficient de dispersie* sau *numărul lui Abbe*. Substanțele cu dispersie mică se caracterizează printr-o valoare mare a lui v (de exemplu în cazul fluorinei v = 95). Substanțele cu o dispersie mare au un v mic (pentru sorturile de sticlă grea v = 20). De obicei (nu însă întotdeauna) dispersia crește odată cu valoarea medie a indicelui de difracție.

În cazul sticlelor creșterea dispersiei merge de obicei paralel cu creșterea greutății specifice a sticlei. Sorturile de sticlă grea (flint) se caracterizează printr-o dispersie mai mare, cele ușoare, (crown) printr-una mică. În prezent există un număr mare de sorturi de sticlă (v. exercițiul 103).

b) *Prisme acromatice și prisme cu vedere directă*. Folosind valori diferite ale dispersiei putem să compensăm cromatismul, fără să înlăturăm deviația (prisme acromatice) și să micșorăm sau să compensăm complet, pentru una din raze, deviația, fără să anulăm dispersia (prisme compuse și prisme cu vedere directă). Construcția unor asemenea prisme este arătată în fig. 163, 164 și 165.

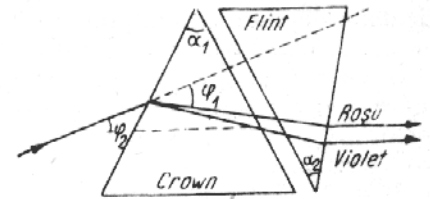


Fig. 163. Pereche acromatică de prisme.

În cazul unei prismei acromatice dispersia este compensată, însă deviația, deși micșorată φ₂ < φ₁, rămîne (fig. 163). În cazul prismei spectrale compuse, reprezentată în fig. 164, dispersia rămîne apreciabilă, datorită unghiului refringent mare al prismei interioare, confecționată din flint; însă, datorită unghiului relativ mic al fețelor exterioare, deviația este micșorată în comparație cu prismele simple cu trei fețe.

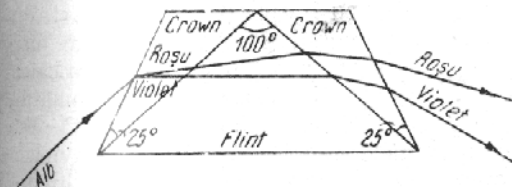


Fig. 164. Prismă spectrală compusă.

Existența prismelor suplimentare din crown permite mărirea unghiului prismei interioare, care este limitat de fenomenul de reflexie totală.

Prisma cu vedere directă este prezentată în fig. 165. Alegînd în mod convenabil unghiurile α₁ și α₂ și indicii de refracție n₁ și n₂, putem face ca o rază oarecare, corespunzătoare unei anumite lungimi de undă, să treacă fără să fie deviată (v. exercițiul 102), dispersia rămînd totuși apreciabilă.

c) *Aberația cromatică și acromatizarea lentilelor*. Distanța focală a unei lentile este dată de relația :

$$\frac{1}{f} = (N - 1) \cdot \left(\frac{1}{R_1} - \frac{1}{R_2} \right); \tag{76.4}$$

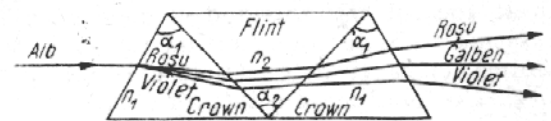


Fig. 165. Prismă spectrală cu vedere directă.

în felul acesta, valoarea lui / pentru o lentilă dată (adică pentru R₁ și R₂ dați) este cu atât mai mică cu cât N este mai mare; de aici rezultă aberația cromatică de poziție sau *aberația cromatică longitudinală*, adică o aberație datorită căreia, chiar în cazul unor raze paraxiale, un fascicul nemonocromatic are o serie întregă de focare, situate de-a lungul segmentului de axă O₁O₂ (fig. 166 arată acest lucru în mod exagerat). În virtutea acestui fapt, un punct situat pe axă are drept imagine un disc de inele

colorate; a căror succesiune depinde de poziția ecranului. Cu cât, distanța ecranului de la lentilă este mai mică, cu atât aberația cromatică longitudinală este mai mică.

Bazându-se pe experiențele sale, Newton presupunea, în mod greșit, că mărimea puterii dispersivă care intervine în calculul unui sistem acromatizat nu depinde de materialul din care este confecționată lentila și ajunge de aci la concluzia imposibilității construirii lentilelor acromatice. În jurul acestei concluzii, Newton considera că în observațiile astronomice un mare lucru trebuie să-l joace reflectoarele, adică telescoapele cu optica bazată pe reflexie. Euler însă, bazându-se pe lipsa unei aberații cromatici apreciable în ochiului¹⁾ a formulat ideea că trebuie să existe, negreșit, o varietate de medii refringente, și a calculat în ce fel se putea corecta aberația cromatică a unei lentile.

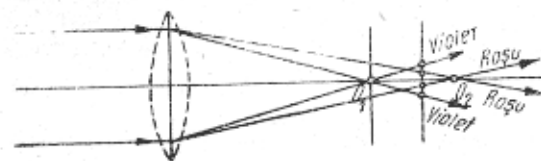


Fig. 166. Aberația cromatică a unei lentile simple.

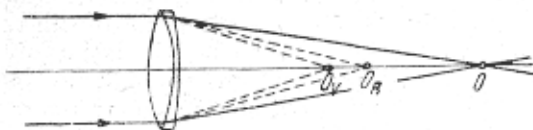


Fig. 167. Lentilă acromatică.

problema acromatizării sistemelor destinate pentru lumina ultravioletă, deoarece numărul de substanțe transparente pentru ultraviolet este limitat. Cu toate acestea s-a reușit să se construiască lentile acromatice combinând cuarțul cu fluorina sau cuarțul cu sarea gemă.

Construcția obișnuită a unei lentile acromatice simple este arătată în fig. 167. Unei lentile biconvexe din crown i se alipește o lentilă divergentă din flint, calculată în mod corespunzător (v. exercițiul 103). Lentila divergentă mărește distanțele focale ale primei lentile și anume, se mărește mai mult distanța focală corespunzătoare razelor refractate mai puțin (de lungime de undă mică), așa încât focarul O_V , se depărtează mai puțin decât focarul O_R . Alegînd în mod convenabil parametrii, putem face să coincidă focarele corespunzînd la două (sau chiar trei) lungimi de undă. Totuși, cu sorturile de sticlă existente actualmente, nu se reușește să se obțină o coincidență a tuturor focarelor corespunzătoare tuturor radiațiilor vizibile. În consecință, mai rămîne o colorație remanentă, denumită sferic secundar. În cazul lentilelor subțiri, coincidența pozițiilor focarelor corespunzătoare diverselor lungimi de undă, înseamnă egalizarea distanțelor focale, adică acromatizarea completă. În cazul lentilelor groase (sisteme acromatice), coincidența focarelor nu înseamnă și coincidența distanțelor focale, deoarece acestea din urmă se măsoară de la planele principale, ale căror poziții pot să fie diferite pentru diversele lungimi de undă. Deosebirile în privința valorii

¹⁾ De altfel aberația cromatică a ochiului nu este chiar atât de mică (v. § 81).

distanțelor focale înseamnă însă existența unor mărimi diferite pentru diversele lungimi de undă, din care cauză obiectele de dimensiuni finite dau imagini colorate la margini. Această a doua aberație cromatică poartă denumirea de *aberație cromatică de mărime*; pentru înlăturarea ei este necesar un calcul special. Sistemele pentru care sînt corectate ambele aberații cromatici, pentru toate distanțele față de obiect, se numesc *stabil acromatizate*.

Acromatizarea pentru observații vizuale (luneta) se face în așa fel încît să coincidă focarele razelor roșii și albastre ($\lambda_0 = 6563 \text{ \AA}$ și $\lambda_F = 4861 \text{ \AA}$); acromatizarea sistemelor destinate fotografierii (obiectivele fotografice) se face în așa fel încît să coincidă focarele corespunzătoare lungimilor de undă $\lambda_0 = 4341 \text{ \AA}$ și $\lambda_D = 5893 \text{ \AA}$, care acționează puternic asupra plăcii fotografice sensibilizate.

În 1886, Abbe a folosit, pentru prima oară în microscopie, *apocromate*, adică obiective la care coincid focarele corespunzătoare la trei radiațiuni și în același timp este înlăturată aberația de sfericitate pentru diversele culori (este înlăturată *diferența cromatică a aberației de sfericitate*, denumită de obicei *aberație sfero-cromatică*). Apocromatele lui Abbe prezintă avantaje mari față de acromate, la care corecția nu este făcută decît pentru două radiațiuni. Diferența cromatică a măririlor, care rămîne totuși în cazul apocromatelor, se înlătură în cazul microscopului folosind oculare speciale (oculare compensatoare).

Încheiere. Din cele expuse se vede clar, că înlăturarea numeroaselor aberații este posibilă doar prin realizarea unor sisteme optice complicate, bine calculate. Însă corectarea simultană a tuturor aberațiilor poate fi o problemă extrem de dificilă, sau chiar de nerezolvat. Din această cauză, se recurge adeseori la un compromis cînd se calculează optica destinată unui anumit scop. În acest caz, se corectează doar acele aberații care prezintă cel mai mare pericol pentru problema propusă și se acceptă înlăturarea parțială a celorlalte.

Astfel, în cazul obiectivelor lunetelor astronomice, cînd izvoarele sînt niște puncte situate în apropierea axei, este importantă respectarea condiției sinusurilor și înlăturarea aberațiilor de sfericitate și cromatică, pentru punctele situate în centrul cîmpului; în cazul obiectivelor de microscop și al obiectivelor fotografice, destinate fotografierii unui cîmp vizual larg, este necesară, pe lîngă respectarea condiției sinusurilor și înlăturarea aberațiilor care modifică cîmpul (distorsiunea, curbarea planului imaginii, etc.), ca și a aberației cromatice. Obiectivele destinate observării unor obiecte cu o strălucire mică trebuie să aibă o deschidere relativă cît mai mare, ceea ce ne obligă să admitem anumite aberații care nu pot fi înlăturate atunci cînd se lucrează cu fascicule prea largi. Corectarea acromatismului, în cazul aparatelor destinate unor observații vizuale sau pentru fotografieri, este calculată pentru domenii spectrale diferite, ținînd seama de faptul că maximum de sensibilitate al ochiului se situează în regiunea galben-verde a spectrului, în timp ce sensibilitatea plăcilor fotografice este deplasată de obicei spre domeniul lungimilor de undă mai mici. Obiectivul colimatorului unui aparat spectral trebuie să fie foarte bine corectat în privința aberației cromatice, în timp ce obiectivul camerei, poate fi complet ne-

romatizat; pentru acesta din urmă sînt extrem de periculoase astigmatismul fasciculelor înclinate și coma; de altfel, de cele mai multe ori, optica unui spectrograf se calculează ca un întreg, așa încît defectele unui anumit element component sînt compensate, într-o măsură mai mare sau mai mică, de un alt element component.

CAPITOLUL XIII

INSTRUMENTE OPTICE

§ 77. Rolul diaframelor

Sistemele optice reale dau imagini satisfăcătoare doar în cazul în care se face o anumită limitare a lărgimii fasciculelor active. Cu toate acestea, chiar și în cazul sistemelor ideale, care ar putea da imaginea corectă a unui obiect plan, pentru un unghi de deschidere al razelor arbitrar, limitarea fasciculelor are un rol esențial.

În ultimă analiză, orice sistem optic — ochiul liber sau privind printr-un instrument optic, aparatul fotografic, aparatul de proiecție, formează o imagine plană (pe ecran, placă fotografică, retina ochiului). Majoritatea covârșitoare a obiectelor au însă trei dimensiuni, ori, chiar un sistem ideal

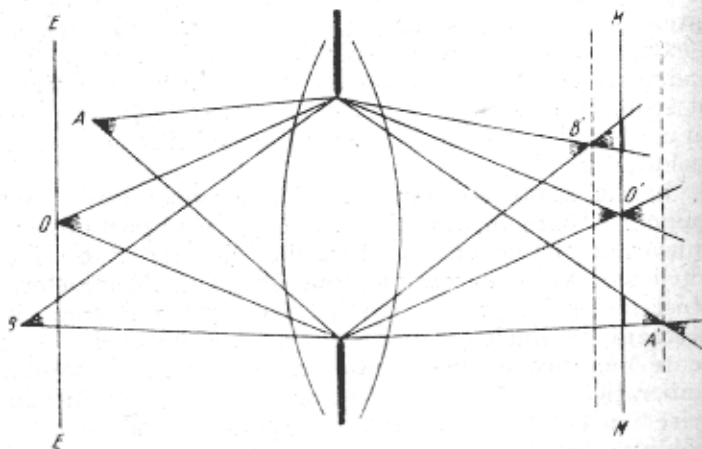


Fig. 168. Influența diafragmei asupra profunzimii câmpului.

nu poate da imaginea plană a unui obiect spațial dacă nu lucrează cu fascicule limitate. În adevăr, diferitele puncte ale obiectului spațial se găsesc la distanțe diferite față de sistemul optic și în consecință, le corespund plane conjugate diferite. Punctul luminos O (fig. 168) dă o imagine clară în MM , conjugat cu EE . Punctele A și B dau imagini clare în A' și B' iar în planul MM se proiectează ca niște discuri luminoase, ale căror dimensi-

suni depind de limitarea lărgimii fasciculelor. Dacă sistemul nu ar fi limitat, fasciculele provenite de la A și B ar lumina uniform planul MM , adică nu s-ar obține o imagine a obiectului ci doar imaginea diverselor puncte ale acestuia, situate în planul EE .

Cu cât fasciculele sînt mai înguste, cu atât imaginea plană a unui obiect spațial este mai clară. Mai precis, în plan nu se formează imaginea obiectului spațial însuși, ci acea figură care reprezintă proiecția obiectului pe un anumit plan EE (plan de punere la punct), conjugat cu planul MM al imaginii, pentru sistemul dat. Drept centru de proiecție servește unul dintre punctele sistemului (centrul pupilei de intrare a instrumentului optic).



§ 78. Diafragma de apertură, pupilele de intrare și de ieșire

Am văzut mai înainte că existența diaframelor limitatoare, al căror rol îl poate juca și marginea (montura) unei lentile, este esențială pentru orice instrument optic: de mărimea și poziția diaframelor depind claritatea imaginii, corectitudinea figurii și luminozitatea instrumentului.

Rolul de diafragmă îl poate juca nu numai o diafragmă sau o montură reală, ci și imaginile acestora, în diversele părți ale sistemului optic, deoarece și imaginile respective pot limita fasciculele active.

Dacă B este o diafragmă reală (fig. 169) iar B_1 și B_2 imaginile ei în părțile exterioară și posterioară ale sistemului, toate razele care trec prin B

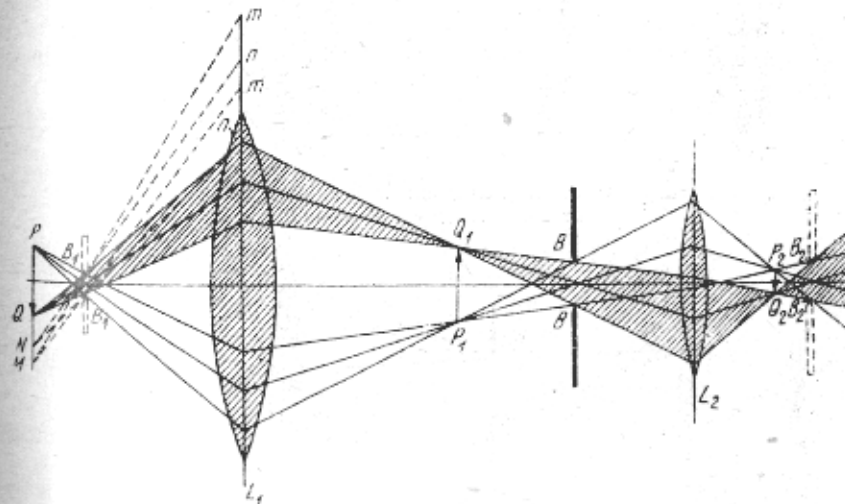


Fig. 169.

BB — diafragma de apertură; B, B_1 — pupila de intrare; B_2, B_2 — pupila de ieșire a sistemului.

vor trece prin B_1 și B_2 și invers, adică oricare dintre diafragmele B, B_1, B_2 limitează fasciculele active. În adevăr, o rază care a trecut prin marginea B_1 va trece în mod obligatoriu prin marginea corespunzătoare B , deoarece aceste două puncte sînt conjugate.

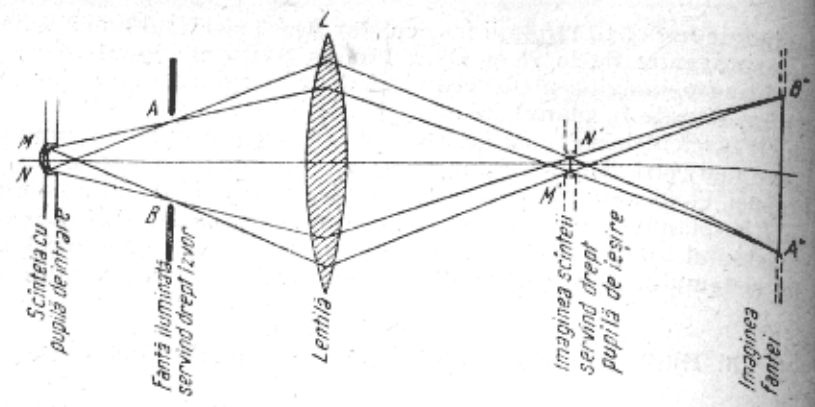


Fig. 170. Marginile izvorului de lumină joacă rolul de pupilă de intrare a sistemului.

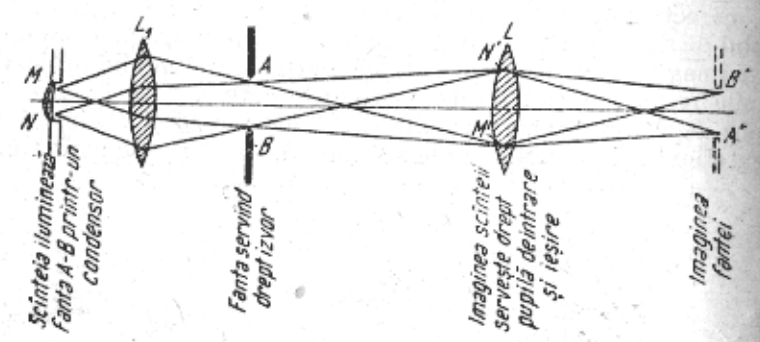


Fig. 171. Marginile imaginii izvorului luminos joacă rolul de pupilă de intrare și de ieșire a sistemului.

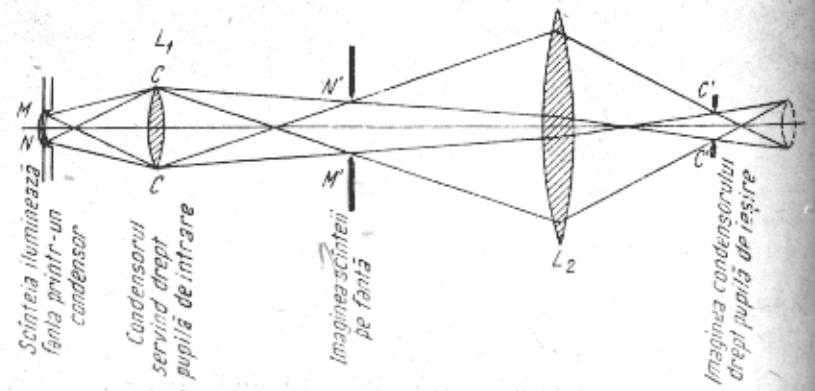


Fig. 172. Montura lentilei condensare joacă rolul de pupilă de intrare a sistemului.

Numim *pupila de intrare* aceea dintre deschiderile reale, sau dintre imaginile respective, care limitează în cea mai mare măsură fasciculul incident, adică aceea care se vede sub cel mai mic unghi din punctul de intersecție al axului optic cu planul obiectului. Numim *pupila de ieșire* imaginea pupilei de intrare, formată de întregul sistem.

Rolul pupilei de intrare îl poate juca o deschidere oarecare (montura opticii respective, o diafragmă specială) sau imaginea acesteia (reală sau virtuală). În anumite cazuri importante, obiectul a cărui imagine se caută este o deschidere iluminată (de exemplu, fanta spectrografului); iluminarea este creată fie direct cu ajutorul izvorului de lumină, așezat în apropierea deschiderii, fie cu ajutorul unui condensor ajutător. În acest caz, în funcție de poziție, rolul pupilei de intrare îl poate juca marginea izvorului (fig. 170) sau imaginea acestuia (fig. 171), sau marginea condensoului (fig. 172), etc.

Diafragma reală *B*, a cărei imagine formează pupila de intrare, se numește *diafragmă de apertură*. Dacă ultima se situează în fața sistemului, atunci ea coincide cu pupila de intrare; pupila de ieșire nu va fi altceva decât imaginea ei dată de sistemul respectiv. Dacă diafragma se așază în spatele sistemului, ea coincide cu pupila de ieșire; pupila de intrare va fi imaginea diafragmei, formată de sistem. Unghiul u sub care se vede raza pupilei de intrare din punctul de intersecție al axei cu planul obiectului se numește „*unghi de apertură*”, iar unghiul u' , sub care se vede raza pupilei de ieșire din punctul de intersecție al axei cu planul imaginii, se numește „*unghi de proiectie*”. Razele care trec prin centrul O al diafragmei de apertură se numesc *raze principale*. O rază principală trebuie să treacă atât prin centrul pupilei de intrare cât și prin cel al pupilei de ieșire, deoarece aceste două puncte sînt conjugate cu centrul diafragmei de apertură.

§ 79. Diafragma cîmpului vizual. Lucarnele

Diafragma de apertură și prin urmare și pupilele de intrare și de ieșire determină lărgimea (deschiderea) fasciculelor active, adică influențează asupra clarității imaginii și a luminozității instrumentului. Însă nu toate razele provenite de la orice punct al obiectului și care au trecut prin pupila de intrare vor trece prin sistemul optic și prin urmare vor forma imaginea obiectului. În adevăr, fasciculul provenit din punctul M (fig. 169) nu străbate de loc lentila anterioară a sistemului, care nu formează deci o imagine a punctului M . Fasciculul provenit din punctul N va trece parțial prin sistem și își va forma o imagine, însă iluminarea acesteia va fi micșorată, deoarece o parte din fascicul este oprită de montura lentilei L_1 (vignetare).

În cazul studiat, cîmpul vizual al sistemului a fost limitat de către montura lentilei anterioare L_1 ; în alte cazuri, limitarea cîmpului vizual este produsă de alte părți ale sistemului, sau cu ajutorul unei diafragme speciale, *diafragma cîmpului vizual*. Cîmpul vizual va fi delimitat de conturul lentilei anterioare sau de conturul imaginii uneia dintre diafragme; și anume de acela care se vede din centrul pupilei de intrare sub cel mai mic unghi. Acest contur, real sau imagine, poartă denumirea de *lucarnă*

de intrare ($S'S'$ din fig. 173), iar diafragma, a cărei imagine joacă rolul lucarnă de intrare, servește drept diafragmă a câmpului vizual (SS din fig. 173).

Pentru o limitare netă a câmpului este necesar ca $S'S'$ să coincidă cu planul obiectului, adică SS să fie situat în planul conjugat cu obiectul.

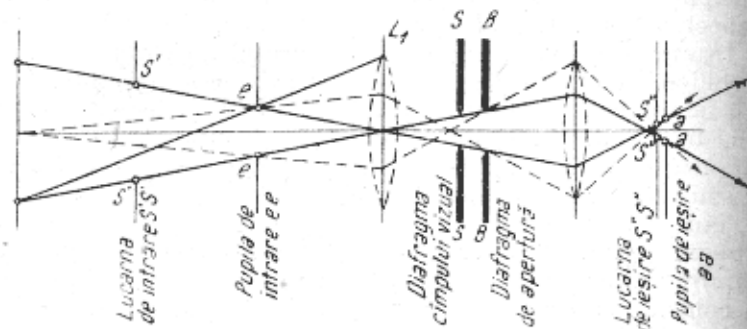


Fig. 173.

Diafragma câmpului vizual (SS), lucarna de intrare ($S'S'$) și lucarna de ieșire ($S'S'$) a sistemului. Pe aceeași figură sînt arătate, diafragma de apertură (BB), pupila de intrare (pp') și pupila de ieșire (pp') a sistemului.

raport cu L_1 ; în particular, în cazul lunetelor, destinate observării unor obiecte depărtate, SS trebuie să fie așezat în planul focal principal al obiectivului L_1 .

Să trecem acum la studiul celor mai importante instrumente optice. Numim *instrument optic* o combinație de lentile, oglinzi, diafragme și alte elemente ajutătoare, menite să rezolve o anumită problemă.

§ 80. Aparatul fotografic

Obiectivul fotografic și camera aparatului (fig. 174) se construiesc în așa fel încît să se poată obține, în planul plăcii fotografice, o imagine clară a obiectelor care se găsesc la diferite distanțe de obiectiv. Pentru a pune la punct se utilizează diverse dispozitive (deplasarea obiectivului sau a diferitelor părți ale acestuia, deplasarea plăcii fotografice). Micșorarea diafragmei de apertură permite să se mărească „profundimea” câmpului, adică să se obțină în plan o imagine clară a diverselor părți ale obiectului, situate la distanțe diferite (v. § 77). Variația diafragmei de apertură servește în același timp și pentru modificarea cantității de lumină care intră în aparat (luminozitate). De obicei, într-un aparat fotografic se obține o imagine micșorată a obiectului; la aparatele moderne se urmărește să se obțină o bună claritate pentru a putea apoi mări clișeul obținut.

Obiectivele se perfecționează neîncetat, în sensul că se caută să se îmbine calitățile superioare ale imaginii cu luminozitatea, adică se caută să se atingă o *iluminare* cât mai mare a imaginii. Iluminarea imaginii este egală cu raportul dintre fluxul luminos și aria imaginii, adică pentru ob-

indepărtate este proporțională cu raportul dintre *aria* diafragmei de apertură și pătratul distanței focale a obiectivului. Acest raport se numește *luminozitatea* obiectivului. De multe ori, prin luminozitate se înțelege raportul dintre *diametrul* diafragmei maxime și distanța focală, considerînd iluminarea proporțională cu pătratul luminozității. Este mai corect să numim

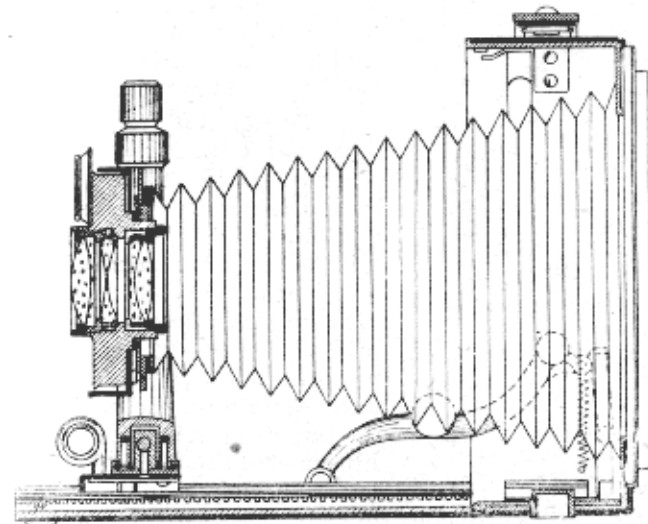


Fig. 174. Secțiune printr-un aparat fotografic simplu.

acest raport *deschidere relativă*. În felul acesta, luminozitatea se măsoară prin pătratul deschiderii relative. Deschiderea relativă a celor mai perfecționate obiective moderne ajunge pînă la $1:0,9$, valoare pentru care se obține o imagine perfect clară.

§ 81. Ochiul ca sistem optic

Prin construcția sa, ochiul (fig. 175) este în oarecare măsură analog cu aparatul fotografic. Rolul obiectivului îl joacă totalitatea mediilor refringente care consistă din umoarea apoasă A , cristalinul L și umoarea sticloasă Q .

Punerea la punct, pentru obiecte care se găsesc la diferite distanțe, proces denumit *acomodare*, se realizează printr-un efort mușchiular, care modifică curbura cristalinului. Pozițiile limită, pentru care mai este posibilă acomodarea, se numesc *punctum remotum* și *punctum proximum*. Pentru un ochi normal punctum remotum, punctul cel mai depărtat, care poate fi văzut clar fără efort, se găsește la infinit, iar punctum proximum, punctul cel mai apropiat, la o distanță care depinde de vîrstă (între 10 cm pentru persoane în vîrstă de circa 20 ani, și 22 cm, pentru persoane de circa 40

ani). La o vîrstă mai înaintată limitele de acomodare se restrîng și mult (presbitismul caracteristic bătrîneții). De multe ori se întîlnesc cu limite de acomodare nenormale chiar în tinerețe: miopi, pentru punctum remotum se găsește la o distanță finită, uneori la o distanță

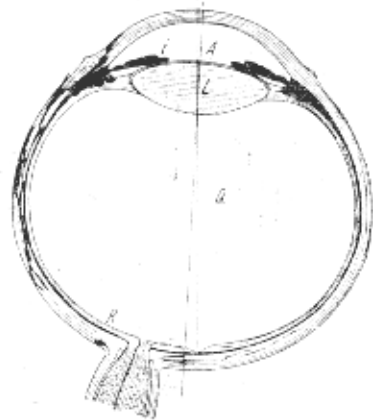


Fig. 175. Secțiune schematică a ochiului.

foarte mică, și hipermetropi, pentru care punctum proximum se găsește la o distanță mărită. Aceste deficiențe pot fi corectate prin folosirea unor lentile suplimentare, divergente sau convergente (ochelari). În fig. 176 regiunile hașurate indică modul în care sînt așezate regiunile care pot fi văzute clar de către ochi în limitele de acomodare respective, adică în domeniul cuprins între punctum proximum A_p și punctum remotum A_r . Un ochi normal (a) este capabil să se acomodeze pentru întreaga regiune cuprinsă între $A_p = 10-22$ cm și infinit. Pentru un ochi miop (b), domeniul de acomodare se apropie de ochi și este limitat de punctum remotum. Pentru un ochi hipermetrop (c), începutul domeniului iar punctum remotum se găsește la o distanță negativă, adică dincolo de ochi. Aceasta înseamnă că un ochi hipermetrop este capabil să observe și puncte virtuale, adică să concentreze pe retină nu numai fascicule paralele, dar și fascicule convergente. În felul acesta, convergența este mai mare pentru un ochi hipermetrop, și mai mică pentru un ochi miop, decît pentru un ochi normal.

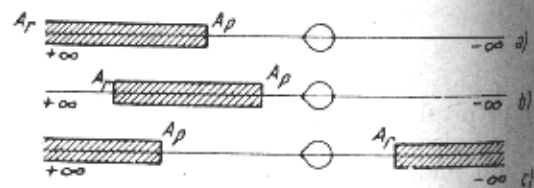


Fig. 176.

Punctum proximum (A_p) și punctum remotum (A_r) de acomodare pentru un ochi normal (a), miop (b) și presbit (c).

Diafragma de apertură este realizată în ochi datorită irisului i , care determină „culoarea ochilor” și care are în centrul său o deschidere de mărime variabilă (pupila ochiului). Imaginea pupilei în partea optică anterioară a ochiului (camera cu umoare apoasă) constituie „pupila de intrare”; aceasta coincide aproape perfect cu pupila reală. Modificarea diametrului pupilei joacă același rol ca și modificarea diafragmei de apertură într-un obiectiv fotografic: ea reglează accesul luminii în ochi și modifică profunzimea câmpului. Plăcii fotografice din aparatul fotografic corespund retinei ochiului, R , un sistem complex ale cărui funcțiuni sînt descrise mai departe (v. § 185).

În multe probleme, pur optice, sistemul refringent al ochiului poate fi înlocuit prin *ochiul redus*, construit dintr-o substanță

transparentă omogenă, care are următoarele constante (după Gulstrand):

Convergența în dioptrii	58,48
Longimea ochiului	22 mm
Raza de curbură a suprafeței refractante	5,7 mm
Indicele de refracție al mediului	1,33
Raza de curbură a retinei	9,7 mm

Deoarece în ochi imaginea se obține într-un mediu diferit de aer, distanțele locale anterioară și posterioară ale ochiului nu sînt egale între ele (17,1 și 22,8 mm) și prin urmare, punctele nodale ale ochiului nu coincid cu punctele principale. Avînd însă în vedere apropierea tuturor acestor puncte, ele pot fi practic considerate ca și cînd ar coincide cu *centrul optic* al ochiului.

Un ochi normal poate fi considerat, în general, ca un sistem centrat de suprafețe de rotație. Riguros vorbind, ochiul este însă un sistem destul de imperfect, deoarece prezintă aberații apreciabile, cum ar fi aberația de sfericitate, aberația fasciculelor înclinate și aberația cromatică. Totuși, toate aceste deficiențe se resimt doar în mică măsură, datorită unei serii întregi de particularități ale ochiului. Astfel, aberația de sfericitate nu este observabilă, deoarece distribuția iluminării în petele de difuzie este nemi-formă și porțiunea cea mai luminoasă a petei de difuzie care este și cea mai importantă pentru senzația vizuală este foarte mică; în cazul unor iluminări puternice, cînd părțile periferice ale cercurilor de difuzie ar trebui să se observe, se micșorează puternic diametrul pupilei îmbunătățind situația. Aberația fasciculelor înclinate este abia perceptibilă, deoarece capacitatea de percepere a retinei scade rapid, mergînd de la centru spre periferie; din această cauză, imaginea fiecărui punct privit este adusă în mod înconștient pe axa ochiului care trece prin cea mai favorabilă parte a retinei („pata galbenă”, v. § 185). Valoarea relativ mică a câmpului vizual a acestei mici porțiuni eficiente este compensată excelent datorită mării mobilități a ochiului. Aberația cromatică, practic, nu se observă, deoarece ochiul este foarte sensibil doar pentru o regiune îngustă din spectru.

Îmbinarea factorilor menționați duce la faptul că, un ochi normal permite cit se poate de bine să ne dăm seama de aspectul exterior al obiectelor. Din cauza caracterului structurii retinei, formată din elemente izolate, ochiul percepe două puncte ale unui obiect ca fiind un singur punct, dacă aceste puncte sînt atît de apropiate încît ambele își formează imaginea pe un același element fotosensibil al retinei. În felul acesta o porțiune de obiect a cărei imagine se situează în interiorul limitelor unui element structural al retinei este percepută ca un singur punct (așa-zisul *punct fiziologic*), și nici un fel de recunoaștere a detaliilor în limitele acestei porțiuni nu este posibilă. Mărimea acestei porțiuni depinde, bineînțeles, de distanța dintre obiect și ochi și poate fi determinată prin *unghiul de vedere*, care condiționează dimensiunile corespunzătoare ale imaginii (fig. 177), deoarece diametrul imaginii $ab = \varphi h$, în care φ este unghiul de vedere, iar h profunzimea ochiului (măsurată de la centrul optic O pînă la retină), a cărei valoare pentru un ochi mijlociu este de 15 mm. Unghiul de vedere minim, necesar pentru distingerea detaliilor, poartă denumirea de *unghi fiziologic limitat*

și pentru ochiul liber este de aproximativ un minut. Aceasta este însoțită de dilatarea unghiului care permite perceperea detaliilor cu ochiul liber, cu condiția ca obiectul observat să fie bine iluminat.

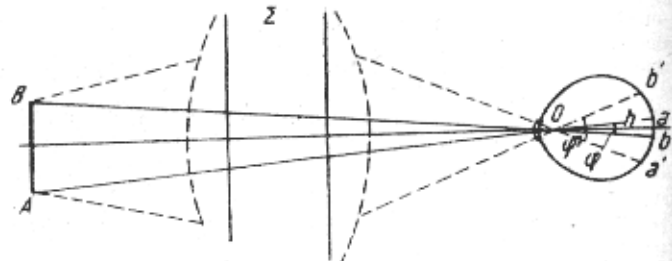


Fig. 177. Acțiunea sistemului optic asupra dimensiunii unghiulare aparente a imaginii:

O — centrul optic al ochiului; A — profunzimea ochiului; AB — obiectul; ab — imaginea acestuia când se privește cu ochiul liber; φ — unghiul vizual al ochiului liber; a'b' — imaginea obiectului când se privește prin sistemul optic Σ; φ' — unghiul vizual al ochiului privind prin sistemul optic.

De cele mai multe ori verificarea puterii de rezoluție a ochiului se face cu ajutorul unui obiect de probă, avînd forma indicată în fig. 178, a (inelul lui Landolt). Prin unghi de rezoluție se înțelege acel unghi, sub care porțiunea întreruptă a inelului se mai vede clar de către pacient. Asemenea gen de determinări dau pentru un ochi normal mijlociu valorile indicate în tabel de mai jos¹⁾.

În felul acesta, în cazul unor iluminări mici, puterea de rezoluție a ochiului poate fi mult mai mică decît 1' și poate atinge chiar 1°.

Distanța fondului, x	Unghiul de rezoluție, min	Iluminarea fondului, lx	Unghiul de rezoluție, min
0,0001	50	0,5	2
0,0005	30	1	1,5
0,001	17	5	1,2
0,005	11	10	0,9
0,01	9	100	0,8
0,05	4	500	0,7
0,1	3	1 000	0,7

Apropiînd obiectul de ochi micșorăm acea porțiune a obiectului care este delimitată de unghiul fiziologic limită și, prin urmare, obținem posibilitatea să distingem detalii mai mici. Nu trebuie să uităm însă că apropierea obiectului este limitată de capacitatea de acomodare și pentru un ochi

¹⁾ Trebuie menționat că noțiunea de putere de rezoluție a ochiului este, pînă la un anumit punct, convențională și depinde de forma obiectelor care se observă. De exemplu, două linii paralele subțiri așezate așa cum arată fig. 178, b, în cazul unei iluminări suficiente pot fi deosebite chiar dacă distanța unghiulară dintre ele nu depășește 10°.

normal, distanța cea mai comodă este de 25 cm (distanța vederii optime). Făcînd un efort, un ochi normal tînăr poate studia un obiect și de la o distanță de 10 cm. Un ochi miop permite micșorarea acestei distanțe și de aceea poate distinge detalii mai mărunte. Un ochi hipermetrop, sau ochiul oamenilor în vîrstă distinge cu greu detaliile (de exemplu la citire).

O îmbunătățire în ceea ce privește distingerea detaliilor este posibilă cu ajutorul instrumentelor optice, care formează, împreună cu ochiul, imaginea de pe retina. Raportul dintre lungimea acestei imagini pe retina în cele două cazuri — ochi privind prin instrument și ochi liber — poartă denumirea de grosiment (putere măritoare) a instrumentului optic. Conform fig. 177, el este dat de raportul $\frac{\text{tg } \varphi'}{\text{tg } \varphi}$, în care φ' și φ sînt, respectiv, unghiurile de vedere sub care se vede obiectul prin instrument și fără instrument.



Fig. 178.

a — inelul lui Landolt; b — obiect de probă pentru verificarea unei puteri separatoare mari a ochiului.

§ 82. Instrumente optice oculare

a) Lupa este un sistem optic simplu (una sau mai multe lentile) cu o distanță focală relativ mică (aproximativ între 100 și 10 mm). Imaginea virtuală mărită a obiectului se obține la distanța corespunzătoare vederii optime (250 mm pentru un ochi normal) sau la infinit, adică se observă cu ochiul fără nici un efort pentru acomodare. În ambele cazuri grosimentul lupei este practic același, și anume

$$G = \frac{\text{tg } \varphi'}{\text{tg } \varphi} = \frac{D}{f} \quad (82.1)$$

(v. exercițiul 104), în care D este distanța vederii optime și f — distanța focală a lupei. Deoarece D = 250 mm, luptele folosite curent au grosimentul cuprins între 2,5 și 25. Pentru un ochi miop, D este mai mic și, prin urmare, lupa oferă un ajutor mai mic pentru distingerea detaliilor.

b) Microscopul. Pentru obținerea unor mărimi mai mari se utilizează microscopul, care, în principiu, reprezintă o combinație de două sisteme optice, obiectivul și ocularul, așezate la o distanță apreciabilă unul față de celălalt. Dacă distanțele focale ale obiectivului și ocularului sînt respectiv

f₁ și f₂, distanța focală a întregului sistem este $f = \frac{f_1 f_2}{\Delta}$, în care Δ este distanța dintre focarele interioare ale celor două sisteme (v. exercițiul 96). Grosimentul unui microscop

$$G = \frac{D}{f} = \frac{D \Delta}{f_1 f_2} \quad (82.2)$$

poate fi făcut foarte mare. De exemplu, pentru f₁ = 2 mm, f₂ = 15 mm, Δ = 160 mm, se obține f = 0,19 mm și G = 1 335. Trebuie să se aibă

însă în vedere că mărirea utilă dată de un microscop este limitată de fenomenele de difracție (v. cap. XIV) și, de aceea, calculul prezentat nu este decât un caracter de orientare.

Schema sistemului optic al microscopului este arătată în fig. 179. Se așază un obiect mic, AB , în apropierea focarului F_1 al obiectivului, care formează imaginea mărită a acestuia, $A'B'$. $A'B'$ se privește prin ocularul S_2 , în așa fel încît imaginea virtuală mărită $A''B''$ să se obțină la distanța vederii optime față de ochi sau la infinit (observare cu ochiul

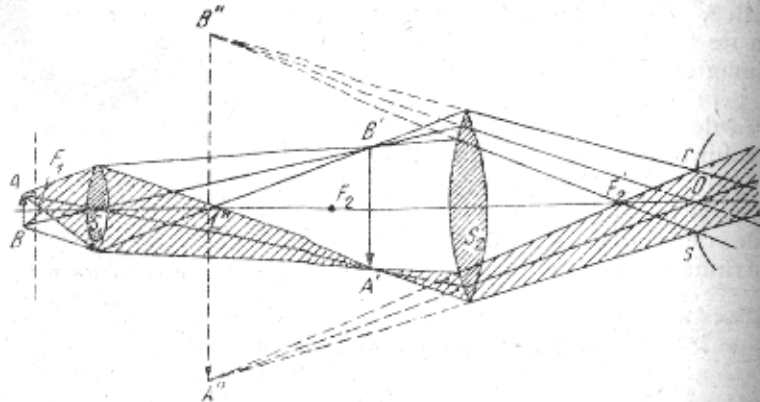


Fig. 179. Reprezentarea schematică a mersului razelor într-un microscop: S_1 - obiectivul; S_2 - ocularul; AB - obiectul; $A'B'$ - imaginea reală, dată de obiectiv; $A''B''$ - imaginea virtuală, văzută prin ocular.

liniștit). Ambele metode de observare sînt la fel de convenabile (v. cap. privitor la lupă).

De la obiect lumina pătrunde în obiectiv sub forma unor fascicule largi, lucru care este deosebit de important în vederea utilizării unor fluxuri luminoase apreciabile și a îmbunătățirii puterii de rezoluție a microscopului (v. cap. XIV). Deoarece, de cele mai multe ori, microscopul servește la observarea unor obiecte iluminate, pentru asigurarea unor fascicule largi trebuie să dispunem de un sistem de iluminare special (condensator). Obiectivul microscopului, utilizînd fascicule largi, trebuie să satisfacă condițiile de aplanatism pentru un punct din apropierea focarului; se cere de asemenea o bună acromatizare (acromate și apocromate). Un bun obiectiv este format dintr-un număr mare de lentile (uneori peste 10).

În fig. 180 se arată o secțiune făcută printr-un condensator și printr-un obiectiv de microscop relativ simplu. Lumina provenită de la obiect (preparat) ajunge la obiectiv trecînd prin lamela care acoperă preparatul. Din cauza fenomenului de reflexie totală, pînă la obiectiv nu pot ajunge decât acele raze care formează în interiorul sticlei lamelei un con cu o deschidere de circa 42° . Acest con poate fi mărit, prin urmare poate fi mărit și fluxul luminos care pătrunde în obiectiv, dacă în locul unor obiective obișnuite (uscate) se utilizează obiective cu imersie, la care spațiul dintre lamelă și obiectiv se umple cu un lichid - apă sau ulei. În cazul sistemelor uscate prezența lamelei are un rol esențial și din alt punct de vedere și anume

grosimea sticlei influențează asupra mărimii aberației de sfericitate. Din această cauză, toate calculele de obiective se fac în ipoteza că grosimea lamelei este de 0,17 mm (0,15-0,20 mm). În toate obiectivele uscate puternice se utilizează în momentul de față o montură de corecție, care permite să se modifice intrucitva distanța dintre lentilele superioară și inferioară ale obiectivului, ceea ce permite să se elimine aberația de sfericitate și cînd lamela este de grosime necorespunzătoare. În cazul unei imersii omogene, adică atunci cînd lamela, lichidul de imersie și lentila frontală a obiectivului au același indice de refracție, grosimea lamelei nu are nici o importanță, deoarece aceasta poate fi compensată modificînd grosimea stratului de imersie dintre lamelă și obiectiv. Sistemele cu imersie au o mare importanță și pentru mărirea puterii de rezoluție a microscopului (v. § 87).

Ocularul lucrează cu fascicule înguste, însă aici avem de-a face și cu fascicule înclinate. Din această cauză în cazul ocularului se urmărește corectarea astigmatismului, a curbării planului imaginii și a aberației cromatice (v. § 76, c). Obiectivul și ocularul microscopului se fac de obicei interșanjabile, așa încît putem utiliza diverse combinații, în funcție de caracterul problemei. Stativul masiv și diversele detalii mecanice, confecționate cu multă grijă și care servesc pentru deplasarea părților mobile ale microscopului, constituie o parte esențială a aparatelor de bună calitate.

c) **Lunete și telescoape.** Lunetele și telescoapele servesc la observarea detaliilor unor obiecte depărtate. Ele sînt formate (fig. 181) dintr-un obiectiv L_1 și un ocular L_2 ; imaginea reală (micșorată și răsturnată) a unui obiect depărtat, dată de obiectiv, se privește prin ocular, care joacă rolul unei lupe. În funcție de distanța dintre obiect și obiectiv imaginea se obține în planul focal posterior al obiectivului sau ceva mai departe. Din această cauză ocularul trebuie deplasat în oarecare măsură (punere la punct). În fig. 181 φ este unghiul de vedere corespunzător obiectului depărtat (diametrul unghiular al obiectului); φ' este unghiul de vedere sub care se vede imaginea. În adevăr, în ochi ajung fascicule paralele, iar axele fasciculelor provenite de la extremitățile imaginii formează unghiul $\varphi' = bO'a$, deoarece a și b se găsesc în planul focal al ocularului.

Grosismul instrumentului, așa cum se vede din fig. 181, este

$$G = \frac{\text{tg } \varphi'}{\text{tg } \varphi} = \frac{f_1}{f_2} \quad (82.3)$$

adică este egal cu raportul dintre distanța focală a obiectivului și cea a ocularului.

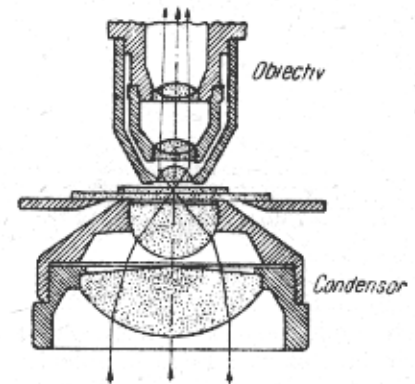


Fig. 180. Secțiune printr-un condensator și printr-un obiectiv simplu de microscop.

Un ochi normal, neacomodat, vizează la infinit (în ochi pătrun paralele); pentru aceasta, planul focal anterior al ocularului trebuie să coincidă cu imaginea obiectului. În particular, dacă obiectul este foarte departe, focarul posterior al obiectivului se aduce peste focarul anterior al ocularului.

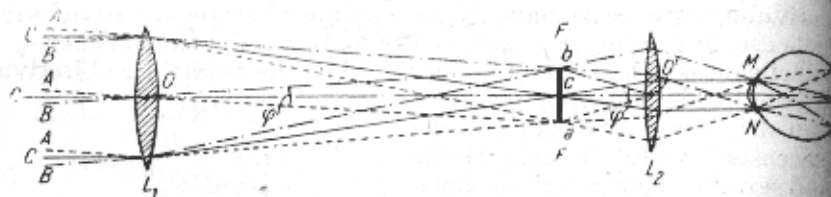


Fig. 181. Reprezentarea schematică a mersului razelor într-o lunetă:
 razele provenite de la marginea superioară (punctul A) a obiectului îndepărtat;
 — razele provenite de la centrul (punctul C) obiectului îndepărtat;
 - - - - razele provenite de la marginea inferioară (punctul B) a obiectului îndepărtat.
 $oc = f_1$ - distanța focală a obiectivului L_1 ; $co' = f_2$ - distanța focală a ocularului L_2 ; MN - pupila ochiului acomodat pentru infinit.

(sistem telescopic) (fig. 182). Desenul arată că grosismentul unui sistem telescopic poate fi exprimat și ca raportul dintre diametrele secțiilor fasciculelor care intră în obiectiv și a celor care ies din ocular, deci ca raportul diametrelor pupilelor de intrare și de ieșire ale sistemului (asemenea exercițiul 99).

Imaginea dată de obiectiv este răsturnată. În unele cazuri ocularul răstoarnă imaginea răsturnată (lunetele astronomice), iar în alte cazuri o răstoarnă odată, dând în cele din urmă o imagine dreaptă. Obținerea imaginii drepte este deosebit de importantă în cazul observațiilor terestre. Acest lucru poate fi realizat prin mai multe metode [construcția ocularului, prisme suplimentare pentru răsturnare (ocularele cu prismă)].

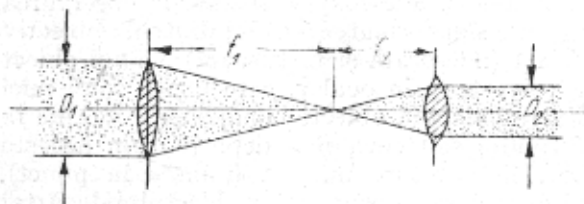


Fig. 182. Drumul razelor într-un sistem telescopic. Grosismentul sistemului $N = \frac{\varphi'}{\varphi} = \frac{f_1}{f_2} = \frac{D}{d}$.

Dat fiind faptul că lunetele de orice tip sînt destinate în primul rând pentru a se privi prin ele cu ochiul, pupila lor de ieșire nu trebuie să depășească dimensiunile pupilei ochiului. În caz contrar, o parte din fasciculul luminos care părăsește luneta va fi oprit de iris și nu va participa la formarea imaginii în ochi. Aceasta înseamnă că regiunile periferice ale obiectivului nu vor putea aduce aportul lor, iar pupila ochiului observatorului va deveni diafragma de apertură-efectivă. În felul acesta, pentru utilizarea rațională

a întregii suprafețe a obiectivului, este necesar să se aleagă în mod convenabil ocularul și prin urmare și grosismentul lunetei, așa fel încît pupila de ieșire să aibă dimensiunile reglementare. În cazul observațiilor nocturne, pupila ochiului nu depășește 6-8 mm; în cazul unei lumini de zi puternice, diametrul pupilei este de aproximativ 2-3 mm.

Deoarece grosismentul este $G = \frac{D}{d}$, mărimea minimă care poate fi folosită în mod rațional pentru utilizarea completă a diametrului lunetei, se va determina în funcție de destinația lunetei (observații de zi sau nocturne) și de dimensiunile obiectivului. Astfel, pentru o lunetă cu un obiectiv $D = 50$ mm, grosismentul, în cazul unor observații nocturne, nu trebuie să fie mai mic de 7-8 ($G = \frac{50}{7}$), iar în cazul celor de zi - nu mai mic de 20

($G = \frac{50}{2,5}$). În cazul unui telescop mare ($D = 500$ mm), mărimile minime trebuie să fie cuprinse între limitele 75 (observații stelare) și 200 (observații solare). După cum se constată, folosirea unor mărimi exagerate poate fi și ea vătămătoare, deoarece cînd pupila de ieșire a instrumentului devine foarte mică, datorită difracției, ochiul nu mai poate distinge detaliile imaginii (v. § 86). Limita inferioară a diametrului pupilei de ieșire poate fi luată de aproximativ 1 mm. Prin urmare, puterea măritoare maximă a lunetei cu un obiectiv de 50 mm va fi de aproximativ 50, iar pentru o lunetă cu un obiectiv de 500 mm - circa 500. În felul acesta, pentru fiecare putere măritoare rațională, care trebuie să fie asigurată printr-o alegere convenabilă a ocularului.

Lunetele și telescoapele au o foarte largă răspîndire și sînt de cele mai variate construcții, începînd de la diversele tipuri de binoculi și terminînd cu telescoapele astronomice. O deosebită atenție se acordă corecției obiectivelor acestor instrumente în ceea ce privește înlăturarea aberațiilor, de sfericitate și cromatică, precum și în ceea ce privește îndeplinirea condiției sinusurilor, care poate fi asigurată prin utilizarea unor sisteme cu două lentile (v. § 72, a). Remarcăm că lunetele moderne se fac de multe ori cu obiective mai complicate, care permit să se vadă clar regiuni destul de întinse. Ocularele lunetelor trebuie să aibă un unghi vizual apreciabil (între 40 și 70°); din această cauză, ocularele acestora trebuie să fie corectate în privința astigmatismului fasciculelor înclinate, a curbării planului imaginii și a aberației cromatice. Acesta este motivul pentru care ocularele sînt totdeauna sisteme compuse, formate din cel puțin două lentile.

Cerințe mult mai exigente trebuie îndeplinite în cazul lunetelor și telescoapelor destinate observațiilor astronomice. Pentru a asigura un grosisment cît mai mare, respectînd însă bineînțeles dimensiunea pupilei de ieșire și prin aceasta asigurînd o bună distincție a detaliilor, este necesară, după cum vom vedea mai departe, folosirea unor telescoape care să aibă obiective de diametre cît mai mari (v. § 86). Aceași cerință trebuie satisfăcută și în cazul problemei observării unor stele foarte slabe (v. § 85). Cele mai puternice instrumente astronomice sînt astăzi telescoapele (reflec-

toarele), ale căror obiective lucrează prin reflexie. Primul telescop a construit de către Newton (1672), care a recurs la oglinzi, fiind convins faptul că obiectivele cu lentile nu pot fi corectate în privința aberațiilor cromatice. Acum se știe că ideea lui Newton era greșită (v. § 76), și construcția obiectivelor acromatice este posibilă. Astăzi există *lunete* (reflector) excelente; totuși, din punct de vedere tehnic, este mult mai ușor

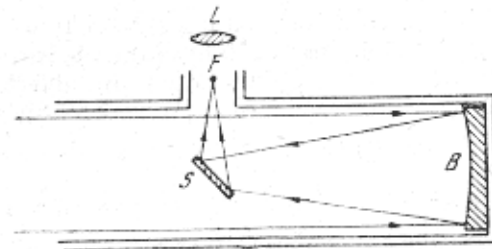


Fig. 183. Schema reflectorului lui Newton.

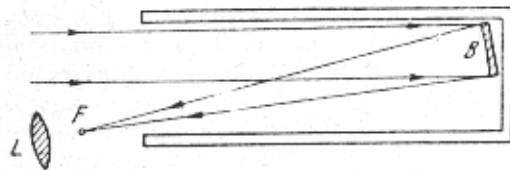


Fig. 184. Schema reflectorului Lomonosov-Herschel.

Mount Palomar) în timp ce diametrul celui mai mare obiectiv de lună existent nu depășește 100 cm.

În principiu, schema unei lunete astronomice este la fel cu cea arată în fig. 181.

Schema unui telescop de cel mai simplu tip, în forma în care el a conceput de către Newton este reprezentată în fig. 183. *B* este o oglindă reflectătoare. Oglinda plană *S* servește pentru a avea posibilitatea de a se ocularul și capul observatorului în afara fascicului principal, pentru a introduce o diafragmă prea mare. În cazul telescoapelor moderne, un așezarea observatorului în întregime în interiorul tubului nu duce decât o ecranare relativ mică și cu totul admisibilă. Totuși, curenții termici proveniți de la corpul observatorului care se găsește în drumul razei luminoase, duc la o apreciazabilă micșorare a calității imaginii. Din această cauză de cele mai multe ori se păstrează oglinda *S*.

În fig. 184 este dată schema telescopului, inventat de Lomonosov și realizat mai târziu și de către Herschel. Particularitatea acestui dispozitiv constă în lipsa oglinzii auxiliare *S* (fapt care era deosebit de important deoarece pe atunci nu se cunoștea încă metoda de obținere a unor oglinzi de calitate superioară) și înclinarea oglinzii reflectătoare *B*, care permite să se înlăture din drumul razei principale toate obstacolele capabile să ducă la ecranări. Necesitatea de a lucra cu fascicule înclinate față de axă duce la o înrăutățire a calității imaginilor în aceste reflectoare.

Reflectoarele nu prezintă aberația cromatică, însă, în cazul unei forme sferice a oglinzilor, aberația de sfericitate constituie o piedică importantă. De aceea, la reflectoarele de calitate superioară se confecționează oglinzi asferice, de exemplu sub forma unor paraboloizi de rotație, ceea ce, din punct de vedere tehnic, este o problemă mult mai dificilă. De obicei se utilizează sisteme compuse, formate din două oglinzi asferice neplane (principală și secundară), așa cum arată fig. 185 (sistemul Cassegrain). O perfecționare a acestor reflectoare poate fi obținută prin compensarea reciprocă a aberațiilor introduse de fiecare din cele două oglinzi.

În felul acesta, utilizând oglinzi eliptice și hiperbolice, se reușește, să se obțină sisteme în care este corectată nu numai aberația de sfericitate dar și coma. După părerea unuia dintre cei mai buni optotehnicieni moderni, D. D. Maxutov, urmînd această cale, se vor putea obține probabil cele mai perfecționate telescoape uriașe.

O soluție destul de reușită a problemei obținerii unor sisteme excelente din punct de vedere optic și relativ ieftine constă în construirea unor sisteme mixte, în care optica care lucrează prin reflexie se combină cu aceea care lucrează prin transmisie (lentile), fapt care înlătură aproape total o serie întreagă de aberații dăunătoare. Cel mai perfecționat sistem de acest gen îl constituie sistemul cu menisc al lui D. D. Maxutov (fig. 186), în care oglinda sferică reflectantă, *B*, se combină cu meniscul *M* (v. § 67) limitat și el de suprafețe sferice. Utilizînd în acest scop un menisc calculat în așa fel încît aberațiile acestuia să compenseze aberațiile oglinzii, se reușește să se obțină un sistem ale cărui principale aberații sînt de cîteva ori mai mici decît aberațiile corespunzătoare ale unui sistem cu lentile care are aceeași deschidere relativă. Astfel, după datele lui D. D. Maxutov, la o deschidere relativă de 1 : 5 a sistemului cu menisc, aberația de sfericitate este de 11 ori, coma de 11 ori, aberația sferocromatică de 124 ori, spectrul secundar de 640 ori și aberația cromatică de mărire de 3,8 ori, mai mici decît în cazul unui obiectiv cu lentile, echivalent. Aceste avantaje uriașe, combinate cu simplitatea relativă a calculului și a modului de confecționare (suprafețe sferice!) fac ca sistemele cu menisc să constituie o realizare excepțională a optotehnicii. Pe acest principiu poate fi construit orice tip de reflector care să îndeplinească în același timp cele mai exigente cerințe. De exemplu, în fig. 186 se indică schema unui telescop de tip Cassegrain, realizat după principiul lui Maxutov. Pe acest principiu se construiesc astăzi atît instrumente astronomice excepționale, cît și instrumente de uz curent (ochelari-noclu, obiective fotografice, etc).

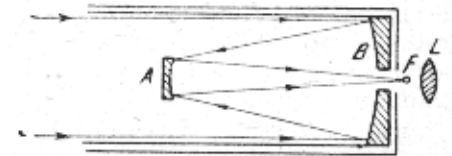


Fig. 185. Schema reflectorului Cassegrain.

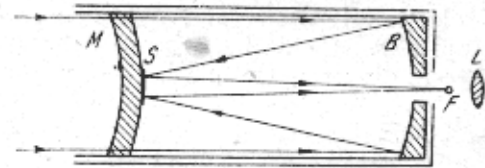


Fig. 186. Schema unui din telescoapele cu menisc ale lui D. D. Maxutov.

§ 83. Aparate de proiecție

Instrumentele optice studiate în paragraful precedent sînt destinate pentru a ajuta ochiul și dau imagini *virtuale*, pe care le poate percepe un singur observator, care privește prin ocular (observare subiectivă). Un alt tip de aparate oferă imagini reale, care se proiectează pe un ecran și de aceea pot fi privite simultan de un întreg auditoriu (observare obiectivă). Aceste instrumente poartă denumirea de aparate de proiecție; ele au cunoscut o largă răspîndire în ultima vreme (lanternă de proiecție, aparatul cinematografic).

Rolul unui sistem de proiecție este de a da o imagine mărită și a unui obiect luminos sau iluminat. În acest scop, obiectul respectiv se așază în apropierea planului focal al obiectivului de proiecție, care este deplasat în vederea unei bune puneri la punct. Cel mai răspîndit tip de proiecție este proiectarea unui dispozitiv sau a unei schițe, ale căror dimensiuni sînt de obicei mai mari decît dimensiunile obiectivului de proiecție. Acesta din urmă trebuie să fie corectat în ceea ce privește aberațiile de

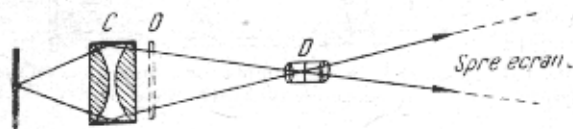


Fig. 187. Reprezentarea schematică a drumului razelor într-un dispozitiv de proiecție:

Condensatorul *C* proiectează izvorul de lumină asupra pupilei de intrare a obiectivului. *O*, Obiectivul, proiectează dispozitivul *D*, pe un ecran îndepărtat.

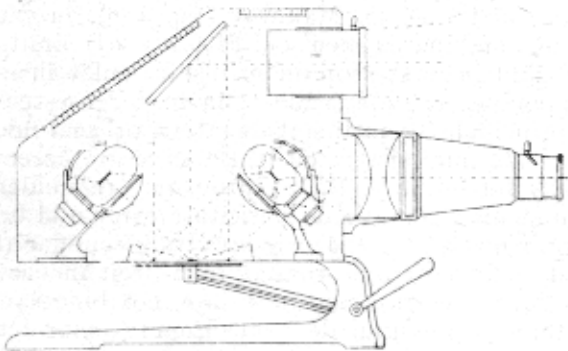


Fig. 188. Secțiune printr-un epidiascop simplu.

focală mică și de dimensiuni apreciabile, montat așa cum se arată în fig. 187; prin aceasta se urmărește ca lumina provenită de la el să fie focalizată în dreptul pupilei de intrare a obiectivului de proiecție. Cum însă, pe de altă parte, distanța dintre obiectiv și obiectul *D* trebuie

să corespundă tocmai poziției de punere la punct, condensatorul și obiectivul trebuie puse în concordanță.

Obiectivele luminoase moderne au permis proiectarea comodă și a unor obiecte netransparente (epiproiecție). În acest caz obiectul (schița) se iluminează puternic lateral, cu ajutorul unor lămpi și oglinzi, iar obiectivul luminos proiectează obiectul iluminat pe ecran. La multe aparate se combină sistemul pentru proiectarea obiectelor transparente (dia) și a celor netransparente (epi). Aparatele de acest tip se numesc *epidiascopscoape*. Schema și fotografia unui epidiascop simplu sînt date în fig. 188 și 189.

Pentru proiectarea unor obiecte microscopice se utilizează un microscop al cărui ocular se înlocuiește cu un sistem special de proiecție; remarcăm că putem obține o imagine reală pe ecran și cu un ocular obișnuit dacă îl deplasăm însă în mod convenabil sau dacă îl scoatem cu desăvîrșire.

Dificultatea principală care apare la microproiecții, în cazul unor mărimi mari, consistă într-o iluminare insuficientă a imaginii. În ciuda unei serii întregi de perfecționări care s-au adus sistemelor de iluminare, totuși utilizarea microproiecțiilor în săli mari nu reușește în mod satisfăcător nici astăzi.

§ 84. Aparate spectrale

Un loc aparte în rîndul instrumentelor optice îl ocupă aparatele spectrale, al căror rol nu este de a da imagini ale unui obiect luminos, ci de a permite studiul compoziției spectrale a luminii primite. Din acest motiv, partea esențială a unui aparat spectral consistă din sistemul de descompunere a luminii după lungimile de undă. Acest rol îl joacă prisma confecționată dintr-un material cu o dispersie apreciabilă, o rețea de difracție sau un aparat interferențial oarecare. Acestea din urmă servesc pentru analiza detaliată a luminii suficient de apropiată de cea monocromatică, deoarece domeniul dispersiv al acestor aparate este destul de limitat. Din această cauză, ele se utilizează de multe ori în combinație cu un aparat spectral cu prismă care reprezintă cel mai răspîndit instrument de acest gen.

Schema unui spectrograf cu prismă este arătată în fig. 190, iar fotografia unui astfel de aparat în fig. 191. Obținerea unui spectru de bună calitate este posibilă dacă aparatul asigură obținerea imaginii în culori spectrale a unui obiect luminos îngust în așa fel încît, chiar două imagini apropiate în scara lungimilor de undă, să nu se suprapună una peste cealaltă. Din această cauză, partea esențială a aparatului este fanta *S*, formată din

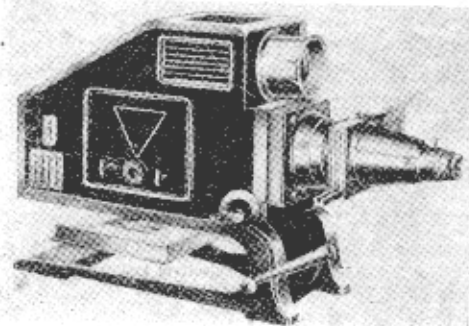


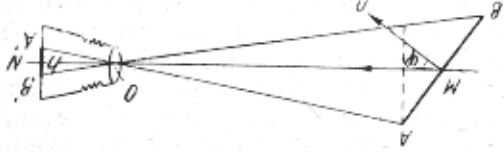
Fig. 189. Fotografia unui epidiascop simplu.

înregistrării în fiecare porțiune a plăcii; datorită acestui fapt placa fotografică poate fi utilizată pentru înregistrarea unor fluxuri extrem de slabe, cu sensibilitate vizuală a ochiului și dacă iluminarea retinei este atât de mică încât nu percepem lumina (ne aflăm sub pragul de excitație), prelungirea timpului de excitație nu îmbunătățește situația. Toțiș elementul timp joacă un anumit rol în perceperea optică, rol legat de capacitatea ochiului de a se acomoda la variațiile condițiilor de iluminare (adaptare) și de alte procese fiziologice (v. § 185).

Fotoelementul, spre deosebire de ochi și placa fotografică nu reacționează la iluminarea suprafeței sensibile ci la fluxul luminos, deoarece curentul fotoelectric, adică numărul de electroni emiși în unitatea de timp sub acțiunea luminii, este proporțional cu cantitatea de energie sub formă de lumină absorbită într-o secundă de întreaga suprafață iluminată. Din această cauză sensibilitatea unui fotoelement se exprimă de obicei în microamperi pe lumen. Fotoelementul poate funcționa și ca un aparat care integrează acțiunea luminii în timp, dacă se măsoară cantitatea de sarcină puse în libertate (electrometru cu capacitate). Dacă se măsoară însă intensitatea curentului care a luat naștere (galvanometru), integrarea în timp nu are loc.

În funcție de deosebirile indicate, aparatele enumerate reacționează în mod diferit la apropierea obiectului luminos. În cazul fotoelementului, apropierea suprafeței luminoase mărește fluxul luminos și, prin urmare, mărește acțiunea. Pentru ochi și camera fotografică lucrurile se prezintă altfel, deoarece în acest caz se schimbă nu numai fluxul, dar și dimensiunile imaginii.

Fig. 192) o suprafață luminoasă, a cărei imagine se formează într-o cameră foto-grafică sau în ochi, O centrul optic al sistemului, $A'B'$ imaginea, $r = OM \approx OA \approx OB$ distanța până la obiect, $ON = h$ distanța până la imagine (pro-



inținare a sistemului (a distragnei obiectivului sau a pupilei ochiului), cu o suprafață AB și cu σ suprafața $A'B'$. Se vede că

$$\sigma' = \sigma \cos \phi \frac{r^2}{h^2}$$

Dacă strălucirea suprafeței luminoase este B (pentru simplitatea calculului vom presupune că suprafața urmază legea lui Lambert, adică B nu depinde de direcție), atunci fluxul luminos care intră în sistem va fi

$$\Phi = B\sigma \cos \phi \Omega = B\sigma \cos \phi \frac{r^2}{S} \quad (85.1)$$

doză lini de lungimi de undă diferite, măsurată pe placa fotografică (dispersia liniară $\frac{\Delta \lambda}{\Delta l}$) depinde de distanța focală f a obiectivului și de

$$\frac{\Delta \lambda}{\Delta \phi} = \Delta \lambda f$$

Mărimea imaginii fantei pe placa fotografică, în cazul când prismele se așază la minimum de deviație, depinde de distanța focală a obiectivului f și a camerei b , respectiv h' , și o înălțime h , a imaginii ei va avea dimensiunile b' , respectiv h' . Se vede ușor că

$$b' = \frac{b}{h} f \text{ și } h' = \frac{h}{h} f$$

Raportul dintre suprafața S' a fantei și suprafața S a imaginii acestuia în cazul așezării prismei la minimum de deviație și a folosirii luminii monocromatice, este

$$\frac{S'}{S} = \frac{f^2}{b^2}$$

Acest raport prezintă interes în calculul luminozității spectrografice (v. exercițiul 122).

§ 85. Perceperea luminii. "Luna de noapte" a lui M. V. Lomonosov

Să studiem acum modul în care reacționează la lumină aparatele de recepție și care este rolul instrumentelor optice în perceperea luminii.

Percepția vizuală este condiționată de excitația nervului optic, precum și de iluminarea retinei. Deoarece diversele elemente ale retinei reacționează la excitație în mod independent, mătrea suprafeței luminoase din retina nu face să crească excitația optică a diverselor elemente, din această cauză perceperea vizuală va fi condiționată de iluminarea retinei, adică de mătrea percepută de ochi pe unitatea de suprafață a retinei. În acest sens, ochiul și aparatele fotografice, în care înregistrarea plăcii în loc de iluminarea plăcii în acel punct iar mătrea dimensiunii și punct dat depinde de iluminarea plăcii în acel punct iar mătrea dimensiunii și aparate deosebite de ochi, placa fotografică integrată în câmpul fluxului luminos, așa încât mătrea timpului de expunere duce la creșterea

1) Remarcăm că există observații care arată că dacă se lasă neschimbată iluminarea maximă pentru o dimensiune vizuală a imaginii de circa 5-7°. Acest fenomen nu a fost încă explicat, însă probabil este în legătură cu particularitățile fiziologice ale ochiului.

deoarece unghiul solid al fluxului îndreptat înspre sistem este :

$$\Omega = \frac{\pi}{S}$$

Astfel, iluminarea plăcii fotografice (sau a retinei) este :

$$E = \frac{\sigma}{\Phi} = B \frac{h^2}{S}$$

Formula arată că pentru un $\frac{h^2}{S}$ dat, iluminarea este proporțională cu

strălucirea izvorului. În felul acesta, pentru ochi, senzația vizuală nu depinde de distanța, deoarece practic h nu variază o dată cu r . De exemplu, în

vind o serie de felinare înșirate de-a lungul unei străzi, judecând după zăria vizuală, apreciem corect că toate aceste felinare sînt la fel de luminoase, în ciuda faptului că ele se găsesc la distanțe diferite (bineînțeles în cazul cînd atmosfera este perfect transparentă) (v. exercițiul 16). În

cazul camerei fotografice acest lucru este iarăși valabil, cu singura condiție ca obiectul să nu se apropie atît de mult, încît să fie nevoie să se mărească

inclinarea în raport cu optica (v. § 70). În felul acesta, iluminarea în camera fotografică este proporțională cu luminizitatea obiectivului $\left(\frac{f}{D}\right)^2$. Relația $E = \frac{B}{S}$ arată

ce pentru observarea (fotografierea) obiectelor de mică strălucire, pupila ochinului (sau marim diafragma de apertură a obiectivului)

dat fiind faptul că iluminarea retinei este proporțională cu strălucirea obiectului, privirea unor obiecte prea strălucitoare poate provoca dureroase. Cercetările arată că limita superioară a strălucirii de la

care depinde de dureroase pentru ochi este de circa 16 sb. Prin urmare, observarea spiralei este închinată într-un balon mat, atunci fluxul este deosebit de o suprafață mare și în consecință strălucirea descrie con

derabil. În felul acesta una din problemele urmările de diversele componente ale fluxului este închinată în micșorarea strălucirii izvoarelor de iluminat (v. de asemenea § 7) consistă în micșorarea strălucirii izvoarelor de iluminat și deci și a iluminării obiectelor.

La observarea unor obiecte foarte departate imaginea lor cade pe retina ochiului și este condiționată de puterea de rezoluție a ochinului. În acest caz, iluminarea medie nu va fi condiționată de strălucirea obiectului. Dimensiunea imaginii este constantă, iluminarea este proporțională cu

fluxul care pătrunde în ochi, iar aceasta depinde de intensitatea strălucirii obiectului și de distanța pînă la ochi. Din această cauză, strălucirea obiectului este mai mică de o secundă, nu provoacă efecte orbitoare, deși strălucirea lor reală, de cele mai multe ori, este mai mare decît strălucirea soarelui. Acțiunea orbitoare a acestuia este uriașă, datorită diametrului său unghiular apreciabil (32'), care depășește cu mult limita

puterii de rezoluție a ochinului (circa 1'). Folosind un instrument optic, înlocuim obiectul prin imaginea sa care, în ultima analiză, este observată de ochi sau acționază asupra

at receptor oarecare. Pentru determinarea strălucirii acestei imagini trebuie să calculăm fluxul luminos provenit de la această imagine, suprafața imaginii și valoarea unghiului solid care delimitază fluxul.

Să presupunem că izvorul, a cărui strălucire, B , nu depinde de direcție, și formază o imagine nedeformată (aplanată, v. § 70) prin intermediul unui sistem optic oarecare (fig. 193). Să căutăm strălucirea, B' , a imaginii.

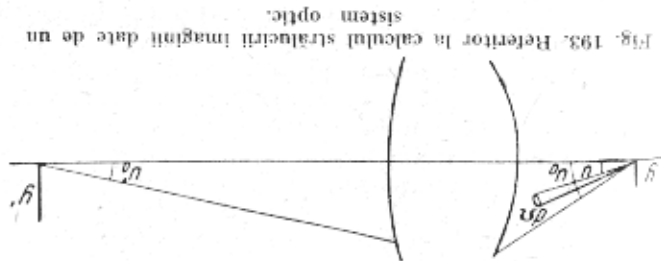


Fig. 193. Referitor la calculul strălucirii imaginii date de un sistem optic.

Să însemnăm cu ν , σ și n_0 dimensiunea liniară, suprafața și unghiul de apertură al izvorului, iar cu ν' , σ' și n_0' dimensiunea, suprafața și unghiul

de apertură al imaginii; σ este proporțional cu ν^2 , iar σ' este proporțional cu ν'^2 . Pentru calculul fluxului total, provenit de la izvor, să calculăm fluxul prin unghiul solid elementar $d\Omega$ și să facem integrarea pentru întregul unghi de apertură. Se poate vedea ușor (v. § 7), că $d\Omega = \sin n \, d\nu \, d\theta$, în

care n este unghiul dintre axa fascicului elementar și axa sistemului, iar θ unghiul azimutal (în jurul axei sistemului). Dat fiind faptul că n este în același timp unghiul fascicului elementar cu normala la suprafața σ , fluxul elementar provenit de la σ va fi $d\Phi = B \sigma \cos n \, d\Omega = B \sigma \cos n \times$

$$\Phi = \int_0^{2\pi} \int_0^{\Omega} B \sigma \cos n \sin n \, d\nu \, d\theta = \pi B \sigma \sin^2 n_0$$

În mod analog fluxul îndreptat spre imagine va fi :

$$\Phi' = \pi B' \sigma' \sin^2 n_0'$$

Condiția de aplanatism (condiția sinusurilor) este :

$$n \nu \sin n_0 = n' \nu' \sin n_0'$$

$$n^2 \sigma \sin^2 n_0 = n'^2 \sigma' \sin^2 n_0'$$

unde n și n' sînt indicii de refracție ai mediilor în care se găsesc izvorul și imaginea. Dacă pierderile prin sistem sînt neglijabile, urmează că :

$$\Phi = \Phi'$$

$$B' = B \frac{n^2}{n'^2}$$

dacă lumina incidentă este monocromatică, de lungime de undă λ , diametrul obiectivului. În cazul luminii albe figura va fi o suprafață sferică, figurile corespunzătoare radiațiilor monocromatice componente.

Raza r a primului inel întunecat din planul focal este $r = f \sin \phi$ care / este distanța focală a obiectivului. Dat fiind că unghiul ϕ este

$$r = 1,22 \frac{D}{\lambda}, \text{ adică } r \text{ este cu atât mai mic cu cât diametrul obiectivului este mai mare}.$$

Dacă obiectivul este îndreptat spre două stele departate S_1 și S_2 este mai mare).

separate printr-o distanță unghiulară ψ , atunci fiecare din aceste stele va forma un punct în planul focal în jurul centrului

în jurul centrului în jurul centrului în jurul centrului în jurul centrului

în jurul centrului în jurul centrului în jurul centrului în jurul centrului

în jurul centrului în jurul centrului în jurul centrului în jurul centrului

în jurul centrului în jurul centrului în jurul centrului în jurul centrului

în jurul centrului în jurul centrului în jurul centrului în jurul centrului

în jurul centrului în jurul centrului în jurul centrului în jurul centrului

în jurul centrului în jurul centrului în jurul centrului în jurul centrului

în jurul centrului în jurul centrului în jurul centrului în jurul centrului

în jurul centrului în jurul centrului în jurul centrului în jurul centrului

în jurul centrului în jurul centrului în jurul centrului în jurul centrului

în jurul centrului în jurul centrului în jurul centrului în jurul centrului

în jurul centrului în jurul centrului în jurul centrului în jurul centrului

în jurul centrului în jurul centrului în jurul centrului în jurul centrului

în jurul centrului în jurul centrului în jurul centrului în jurul centrului

în jurul centrului în jurul centrului în jurul centrului în jurul centrului

în jurul centrului în jurul centrului în jurul centrului în jurul centrului

în jurul centrului în jurul centrului în jurul centrului în jurul centrului

în jurul centrului în jurul centrului în jurul centrului în jurul centrului

în jurul centrului în jurul centrului în jurul centrului în jurul centrului

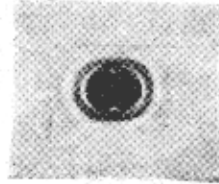


Fig. 194. Aspectul unghiular, una față de cealaltă.

care dau distribuția luminării (fig. 195), în punctul lor de interes

prezintă o valoare mai mică decât 0,4 din ordonata corespunzătoare

maximelor, așa încât pentru curba rezultantă ordonata corespunzătoare

selei reprezintă circa 75% din ordonata corespunzătoare maximelor

ochi normal sau o placă fotografică este capabilă, în general, să con-

state o asemenea sea chiar dacă ea diferă de maxim cu mai puțin

decît 25%.

În situația corespunzătoare condiției lui Rayleigh, raza un-

ghiulară ϕ a primului inel întunecat este egală cu distanța unghiulară

ψ dintre stele. Așadar, distanța unghiulară care mai poate fi rezolu-

este determinată de condiția :

$$\sin \phi = \sin \psi = 1,22 \frac{D}{\lambda} = 0,61 \frac{D}{\lambda}$$

Fig. 195. Limita de rezoluție în cazul unghiulară ψ a două puncte (criteriul lui Rayleigh).



și în microscop; ea contribuie și în acest caz la limitarea puterii de rezoluție

a acestuia. În cazul microscopului, proprietățile sale din punct de vedere al

prin dimensiunile *limbare* ale celui mai mic detaliu rezolvat, sau prin distanța

minimă dintre două puncte care apar separate, prin microscop. În cazul

und două asemenea puncte emit unde necoerente (puncte luminose), pro-

blema este cu totul analogă celei discutate în paragraful precedent. Înșă,

spre deosebire de lunetă (telescop), în cazul microscopului, obiectele studiate

se găsesc la o distanță mică de obiectiv, în care pătrund raze sub un

unghi 2n mare (fig. 196). Din această cauză, utilizarea directă a formulei

deduse pentru descrierea fenomenului de difracție în raze paralele întin-

maginii (EF) formate de obiectiv se găsește la o distanță (160 mm) mult

mai mare decât diametrul de ieșire al obiectivului, razele din spațiul imagine

adică, ea este cu atât mai mică cu cât diametrul (sau raza) obiectivului este mai mare. Cum însă, de obicei, unghiul ϕ (și ψ) este mic, putem scrie :

$$\phi = \psi = 0,61 \frac{D}{\lambda} \quad (86.3)$$

Marimea inversă unghiului limită se numește *putere de rezoluție*

$$A = \frac{1}{\phi} = \frac{\lambda}{0,61 D} \quad (86.4)$$

În mod analog, un mic izvor, a cărui dimensiune unghiulară este

egală cu ϕ , dedus din ultima relație, sau mai mică, apare pentru obser-

vator ca un punct, adică dă, în cazul unor observații făcute prin lunetă,

o figură care, practic, nu depinde de forma izvorului și care se aseamănă

cu aceea dată de un punct luminos. Astfel, puterea de rezoluție a unui

obiectiv este cu atât mai mare cu cât diametrul său este mai mare.

Puterea de rezoluție a ochinului este și ea limitată de fenomenele

de difracție și este legată de dimensiunile pupilei. În cazul unei iluminări

bune diametrul pupilei este de aproximativ 2 mm, valoare căreia l' cores-

punde, în baza relației (86.3), un unghi de rezoluție limită de circa 1'. Aceasta

concordă cu acea valoare a rezoluției pe care o condiționează structura

retinei (§ 81). În cazul unei iluminări reduse, pupila ochinului se mărește

(până la 8 mm), însă în acest caz se manifestă mult mai pronunțat abera-

țiile ochinului, considerat ca un sistem optic. În felul acesta, îmbunătățirea

condițiilor, legate de puterea de rezoluție, prin mărirea diametrului pupilei

nu-și are efectul. Mai mult decât atât, după cum s-a mai menționat în § 81,

puterea de rezoluție a ochinului descrește în cazul unei iluminări scăzute

din cauze fiziologice.

§ 87. Puterea de rezoluție a microscopului

Difracția, care apare datorită limitării fascicului de raze, are loc și în microscop; ea contribuie și în acest caz la limitarea puterii de rezoluție

a acestuia. În cazul microscopului, proprietățile sale din punct de vedere al

prin dimensiunile *limbare* ale celui mai mic detaliu rezolvat, sau prin distanța

minimă dintre două puncte care apar separate, prin microscop. În cazul

und două asemenea puncte emit unde necoerente (puncte luminose), pro-

blema este cu totul analogă celei discutate în paragraful precedent. Înșă,

spre deosebire de lunetă (telescop), în cazul microscopului, obiectele studiate

se găsesc la o distanță mică de obiectiv, în care pătrund raze sub un

unghi 2n mare (fig. 196). Din această cauză, utilizarea directă a formulei

deduse pentru descrierea fenomenului de difracție în raze paralele întin-

maginii (EF) formate de obiectiv se găsește la o distanță (160 mm) mult

mai mare decât diametrul de ieșire al obiectivului, razele din spațiul imagine

pot fi considerate ca fiind practic paralele, iar difracția acestor raze,

produsă de pupila de ieșire a obiectivului, poate fi studiată utilizând metodele din cazul difracției Fraunhofer.
 Distanța minimă dintre două puncte luminoase (incoerente) N care mai poate fi rezolvată de microscop se va găsi din condiția ca două figuri de difracție independente, obținute în planul imaginii M' fie la o distanță care să satisfacă condiția lui Rayleigh, adică $e' =$

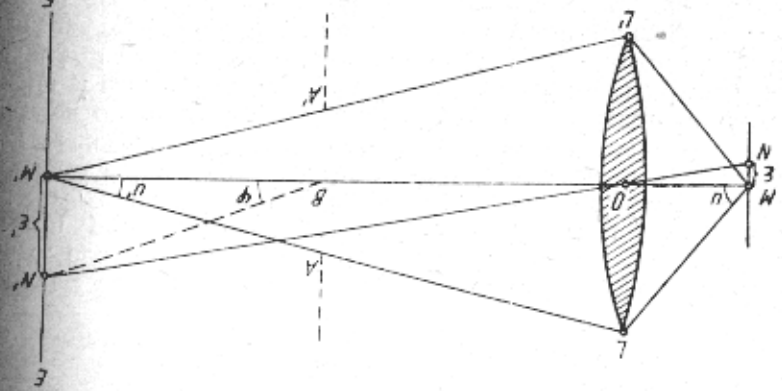


Fig. 196. Referitor la calculul puterii de rezoluție a microscopului:
 LM' - obiectivul; AA' - pupila de ieșire a obiectivului. În schemă, scara nu este respectată: distanța OM' este, aproximativ de o sută de ori mai mare decât diametrul LM' .

să fie egal cu raza primului inel de difracție întunecat, care înconjoară imaginea M' sau N' . Figurile de difracție corespunzătoare se obțin în difracției Fraunhofer, produse de pupila de ieșire circulară AA' . Din această cauză, raza unghiulară ϕ a primului inel întunecat va fi dată de condiția

$$AA' \sin \phi = 1,22 \lambda, \text{ sau } \phi = \frac{1,22 \lambda}{AA'}$$

(deoarece unghiul ϕ este mic); AA' este diametrul pupilei de ieșire. Raza unghiulară a primului inel întunecat este $\phi \cdot BM'$, unde BM' reprezintă distanța dintre pupila și planul EE' .

Astfel, condiția de rezoluție se va scrie sub forma :

$$e' = \phi \cdot BM' = 1,22 \lambda \frac{BM'}{AA'}$$

Din fig. 196 se vede că

$$\frac{BM'}{AA'} = 2 \operatorname{tg} u' = 2 \sin u',$$

deoarece unghiul u' este mic. În felul acesta, $e' = \frac{0,61 \lambda}{\sin u'}$, adică

$$e' \sin u' = 0,61 \lambda.$$

Pentru a găsi legătura dintre e' și e să ne amintim că pentru a se obține o imagine corectă a unui element de suprafață cu ajutorul microscopului trebuie să fie respectată condiția sinusurilor (§ 75). Așadar,

$$e n \sin u = e' n' \sin u', \quad (87.2)$$

— indicele de refracție al mediului în spațiul imagine este egal cu unitatea, deoarece imaginea se găsește în aer; n poate fi și mai mare decât unitatea, deoarece spațiul dintre obiect și obiectiv se umple de obicei cu o substanță deosebită (imersie). Din (87.1) și (87.2) obținem :

$$e = \frac{e' \sin u'}{n \sin u} = \frac{0,61 \lambda}{n \sin u}$$

În felul acesta puterea de rezoluție a microscopului este cu atât mai mare, cu cât este mai mare valoarea expresiei $n \sin u$. Aceasta din urmă mărimă a căpatat denumirea de *apertură numerică* a obiectivului și se înscamă de obicei cu A .

Am găsit expresia puterii de rezoluție a microscopului pornind de la ipoteza că diversele puncte ale obiectului emit unde *incoerente* (obiectul este luminos) așa încât figurile de difracție se suprapun una peste cealaltă. De obicei însă, prin microscop se observă obiecte *luminate* și nu obiecte capabile să emită ele însele lumină. Aceasta înscamă că diversele puncte izolate ale obiectului difuzează undele incidente provenite de la un același punct al izvorului și prin urmare lumină provenită de la diversele puncte ale obiectului se constată a fi *coerentă*. În acest caz, destul de des întâlnit în practică, concluzia noastră cu privire la puterea de rezoluție a microscopului nu poate fi aplicată în mod direct. Abbe a indicat o metodă foarte interesantă de determinare a puterii de rezoluție în cazul obiectelor luminate și a găsit că și în acest caz puterea de rezoluție este determinată tot de apertură numerică a obiectivului. Metoda de analiză a lui Abbe consistă în următoarele.

Lumina, care iluminează obiectul, cade pe lentila microscopului după ce a suferit o difuzie (difracție) pe diversele detalii ale obiectului, așa încât structura fascicului luminos depinde de obiectul studiat. Să considerăm pentru simplitate cazul în care iluminarea se face cu un fascicul paralel (difracția Fraunhofer), iar obiectul are o formă simplă, de exemplu, o rețea regulată, adică o succesiune de fișii transparente, separate prin altele netransparente. În acest caz, perioada d a rețelei reprezintă tocmai caracteristica detaliului, iar puterea de rezoluție a microscopului determină posibilitatea de a distinge cu ajutorul acestui microscop o rețea mai fină sau mai grosieră, adică determină valoarea minimă a lui d .

Difracția fascicului paralel, produsă de structura studiată dă în planul focal F al obiectivului (fig. 197) o serie de maxime principale; distanța unghiulară dintre acestea este determinată de perioada rețelei. Dacă razele incidente sunt normale pe suprafața obiectului și dirijate în

1) Toate concluziile obținute cu asemenea obiecte simple pot fi extinse și în cazul unor obiecte de structură arbitrară, utilizând raționamentele expuse în § 53.

lungul axei sistemului, atunci poziția acestor maxime se determină din condiția $d \sin \varphi = m \lambda_0$, în care m este un număr întreg care reprezintă ordinul maximului. Pe axa microscopului se găsește maximul de ordin A_0 ($m = 0$); maximele de primul ordin (A_1 și A_1) se află în direcțiile de

Doar totalitatea completă a maximelor de difracție va putea determina o imagine secundară a obiectului care să corespundă perfect acestuia. Între altele, remarcăm că, totalitatea maximelor așezate de o singură parte față de centru, de exemplu maximele corespunzătoare valorilor pozitive ale lui m , este suficientă pentru redarea tuturor detaliilor, deoarece celelalte nu fac altceva decât să mărească strălucirea fără să schimbe detaliile figurii. Un rol deosebit de important îl joacă maximele de primel ordin, așezate sub unghiuri mici și condiționate de detaliile mai mari și de obicei cele mai importante ale structurii și care determină în linii mari aspectul obiectului real. Maximele care se așază sub unghiuri mari sunt determinate, de cele mai multe ori, de detaliile mai mărunte ale obiectului, care uneori pot fi totuși foarte caracteristice. De exemplu, în cazul unui obiect având forma unei rețele, spectrele de primul ordin sînt suficiente pentru formarea imaginii sub formă unei structuri periodice, de perioadă regulată însă cu o trecere lentă de la porțiunile luminoase la cele întinse. În cazul unei rețele corecte nu numai a periodicității structurii, dar și a trecerii brusce de la întinșă la întinșă, caracteristice pentru rețeaua noastră, este necesar ca la formarea imaginii să participe și spectre de ordin superior.

Așezînd în planul F ecranul cu deschideri convenabile așese, adică care să lase să treacă doar A_0 sau doar maximele pare etc., putem observa fără dificultate, în planul P_2 , deformările descrise ale imaginii sau chiar o iluminare uniformă, lipsită de orice fel de imagine. Aceste experiențe, realizate de către Abbe, înlămurăsc cit se poate de bine metoda lui de studiu. Din cele expuse se vede clar că pentru a obține o imagine corectă este necesar ca prin obiectul microscopului, și mai departe, să pătrundă fascicule difractate după toate direcțiile. De obicei, în interiorul microscopului nu se așază obstacole așa încît pericolul de diatragmare îl prezintă numai montura obiectivului, care joacă rolul de pupilă de intrare, limitînd deschiderea efectivă a obiectivului. Cu cît este mai mic obiectul sau detaliul acestuia, d , cu atît el conduce la unghiuri de difracție mai mari și cu atît este definită prin unghiul $2u$, format de razele care vin dinspre obiect (așezat în apropierea focarului) înspre marginile obiectivului. Jumatatea din mic decît unghiul de difracție φ_1 , corespunzător spectrelor de primul ordin, adică $\sin u < \sin \varphi_1 = \frac{d}{\lambda_0}$, atunci în microscop vor pătrunde doar razele provenite de la maximul central și în consecință nu vom vedea

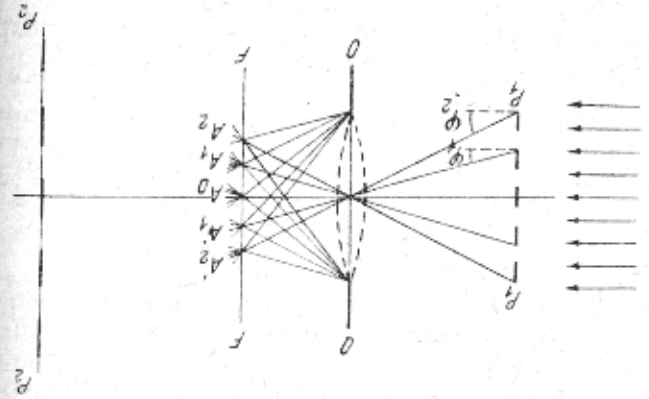


Fig. 197. Referitor la teoria microscopului, data de Abbe, bazată pe fenomenul de difracție.

cu ajutorul relației $\sin \varphi_1 = \pm \frac{d}{\lambda_0}$; maximele de ordinul al doilea (A_2) satisfac relația $\sin \varphi_2 = \pm \frac{d}{2\lambda_0}$, etc. Deoarece toate aceste maxime sînt în planul P_2 conjugat cu planul obiectului P_1 (în raport cu obiectivul), aceste raze, intersectîndu-se, vor da un fenomen de interferență carend în planul P_2 conjugat cu planul obiectului P_1 (în raport cu obiectivul) însăși imaginea obiectului. În felul acesta și totalitatea maximelor difracție din planul F și figura de difracție finală din planul P_2 de obiectiv, depînd de caracteristicile obiectului și reprezentînd imaginea acestuia.

Abbe numește figura din planul focal al obiectivului imagine primară iar figura din planul P_2 imagine secundară a obiectului. Uneori în din F se numește *spectru* (prin analogie cu utilizarea obișnuită a termenilor sau a structurilor), iar figura din P_2 imaginea obiectului.

Se poate vedea ușor că, pentru obținerea unei imagini corecte obiectului trebuie ca imaginea din planul P_2 să se formeze în urma înțării razelor provenite de la toate maximele A_1, A_1, A_2, A_2 etc. În adăugare să presupunem că un obstacol oarecare a oprit toate razele care provenesc din A_1, A_1, A_2, A_2 etc., lăsînd să treacă doar lumina trimisă de A_0 . În acest caz, imaginea de pe ecranul P_2 ar trebui să redă un obiect al cărui spectru de difracție (imagine primară) se reduce la un singur maxim central și asemenea caz nu poate însă avea loc decît dacă fasciculul paralel care suferă nici un fel de difracție pe obiect, adică dacă obiectul lipsește de la planul P_2 se obține o iluminare uniformă, imaginea lipsînd cu desăvîrșire.

1) Remarcăm că în cazul unor obiective puternice se utilizează adeseori o diatragmă de apertură specială, care determină dimensiunile pupilei.

imaginea corespunzătoare detaliilor de mărime d , adică, în cazul unor fele, vom avea o iluminare uniformă. În felul acesta, condiția sin $n = \frac{d}{\lambda_0}$ este condiția necesară pentru rezolvarea detaliilor cu dimensiunea după cum am mai spus, înrăutățim întrucâtva calitatea imaginii. Cu cât este mai mare în comparație cu $\frac{d}{\lambda_0}$, cu atât mai multe spectre de suprațoare participă la formarea imaginii, adică cu atât mai corect este obiectul observat.

Dacă între obiect și obiectiv se găsește un mediu cu indice de refracție în loc de λ_0 va interveni $\lambda = \frac{\lambda_0}{n}$ și condiția de rezolvare se va scrie:

$$d \gg \frac{n \sin \alpha}{\lambda_0}$$

De obicei, pentru iluminarea obiectului, se utilizează nu numai fascicule paralele cu axa, ci și fascicule înclinate față de ea. Aceasta îmbunătățește condiția de rezolvare.

Dacă fasciculul folosit pentru iluminare cade sub un unghi α față de axa microscopului și este difractat sub un unghi α_0 (fig. 198), condiția melor (v. § 48) se va scrie:

$$\sin \alpha_0 - \sin \alpha = m \frac{d}{\lambda}$$

Condiția pentru care intră în obiectiv cel puțin primul spectru, va fi

$$\alpha = -\alpha_0 = -\alpha, \alpha_0 = \alpha, m = +1.$$

Condiția de rezolvare:

$$2 \sin \alpha = \frac{d}{\lambda} = \frac{nd}{\lambda_0}$$

sau

$$d = \frac{\lambda_0}{2n \sin \alpha} = \frac{\lambda_0}{0,5 \lambda_0}$$

Asadar,

$$d \gg \frac{\lambda_0}{0,5 \lambda_0} = \frac{n \sin \alpha}{0,5 \lambda_0}$$

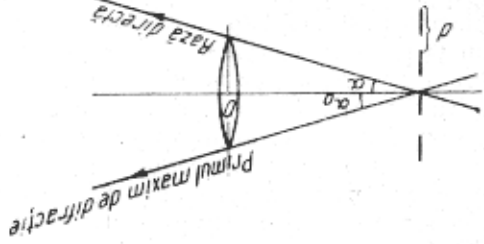


Fig. 198. Rolul fasciculelor oblice în mărirea puterii de rezoluție a microscopului.

unde $A = n \sin \alpha$ reprezintă, ca și mai înainte, apertura numerică a obiectivului.

În felul acesta, atît în cazul obiectelor iluminate cît și în cazul obiectelor iluminoase, puterea de rezoluție a microscopului depinde de valoarea numerică A (valorile diferite ale coeficienților 0,61 și 0,50 sunt esențiale, deoarece în genere, noțiunea de putere de rezoluție oarecum convențională).

pentru a mări puterea de rezoluție a microscopului sînt recomandabile raze. În acest din urmă scop se utilizează sistemele cu imersiune, în care spațiul dintre obiect și obiectiv se acoperă cu un mediu cu indice de refracție $n > 1$. Altingnd pentru n o valoare de circa 1,5 (ulei de cedru) reușim nu numai să mărîm apertura numerică, dar și să obținem o serie de alte avantaje considerabile. În cazul sistemelor „uscate” $n = 1$ și sin n atîngînd practic valoarea 0,95, este posibilă distingerea detaliilor ale căror dimensiuni sînt de aproximativ jumătate din lungimea de undă a luminii folosite. Folosind sisteme cu imersiune se poate atinge o putere de rezoluție de aproximativ o dată și jumătate mai mare.

Metoda lui Abbe, pe lîngă faptul că permite deducerea valorii puterii de rezoluție în cazul obiectelor iluminate, arată că rezultatele observațiilor facute prin microscop, pot depinde, în mare măsură, de condițiile în care se fac aceste observații. Concluziile lui Abbe capătă o deosebită importanță practică, deoarece I. I. Mandelștam a reușit să arate că ele își păstrează

validitatea nu numai în cazul obiectelor iluminate (coerență), dar și în cazul obiectelor iluminoase. Observînd difracția produsă de pupila de ieșire a obiectivului, Mandelștam a arătat că de dimensiunile și forma pupilei, sau de introducerea unor noi diafragme limitatoare oarecare, depînd acele deformării, pe care le prezintă unorii imaginea în comparație cu contururile obiectului, cum se întîmplă atunci cînd se studiază obiectele iluminate după teoria lui Abbe. Mandelștam a stabilit că în cazul unor structuri grosiere în comparație cu lungimea de undă, obiectele *luminoase* sînt perfect analoge celor iluminate uniform din toate direcțiile. Experimentele efectuate de către I. I. Mandelștam în cazul unor rețele iluminate și incandescente au confirmat aceste concluzii.

Extinderea concluziilor menționate la cazul obiectelor iluminoase (lipsa coerenței) este deosebit de importantă, deoarece adeseori nici în cazul obiectelor iluminate nu are loc o coerență totală. Punctele obiectului iluminate emit lumina coerentă, doar dacă dimensiunile unghiulare ale izvorului sînt atît de mici, încît unghiul sub care el se vede, din locul în care este așezat obiectul, este mic, în comparație cu $\frac{d}{\lambda}$, în care λ este lungimea de undă a luminii folosite, iar d — distanța dintre punctele iluminate ale obiectului. În adevăr, în acest caz undele provenite de la *diversele* puncte ale izvorului și ajunse pînă la punctele iluminate considerate prezintă o diferență de fază mică în comparație cu 2π (v. exercițiul 116), așa încît interferența undelor difuzate de aceste puncte va da, practic, același efect, indiferent de la care puncte ale izvorului ar sosi unda care iluminează (coerența). Dimpotrivă, cînd dimensiunile unghiulare ale izvorului sînt mari în comparație cu $\frac{d}{\lambda}$, lumina care sossește la punctele iluminate de la puncte *diferite* ale izvorului, va avea cele mai diferite diferențe de fază cuprinse între zero și 2π , și prin urmare, diversele unde difuzate de către punctele noastre, pot da cele mai diferite figuri de interferență (necoe-

Utilizarea razelor ultraviolete, care necesită confecționarea opticii microscopului din materiale corespunzătoare (cuarț, fluorină), sau utilizarea unei optici cu reflexie, este limitată la lungimile de undă de circa 2 500 — 3 000 Å, deoarece majoritatea obiectelor care se studiază, absorb puternic ultravioletul îndepărtat. Urmind această cale, nu putem mări puterea de rezoluție decât cel mult de două ori, lucru care de altfel s-a și realizat prin construirea microscopelor moderne pentru ultraviolet. Bineînțeles că, în acest caz, se impune folosirea metodei fotografice de observare.

Folosirea ultravioletului mai oferă încă un avantaj important. O serie întreagă de obiecte, mai ales cele biologice, sînt la fel de transparente în diversele părți ale lor pentru lumina vizibilă; din această cauză observarea lor în lumina vizibilă este dificilă. În lumina ultravioletă se constată însă o importanță deosebită în ceea ce privește factorul de absorbție al diverselor părți ale obiectului, așa încît microfotografiile corespunzătoare se constată a prezenta un contrast suficient de pronunțat. E. M. Brumberg a elaborat un sistem destul de ingenios care permite utilizarea la maxim a variației factorului de absorbție pentru diversele lungimi de undă. Fotografia preparatului în trei grupe de lungimi de undă diferite și observind cele trei fotografii simultan cu ajutorul unui aparat special, putem obține, după metoda lui Brumberg, o imagine foarte bogată în detalii, cu o rezoluție corespunzătoare lungimii de undă celei mai scurte utilizată la fotografiere. Pentru a merge mai departe cu îmbunătățirea puterii de rezoluție a microscopului ar trebui să trecem la raze Röntgen. Însă, confecționarea unei optici pentru obținerea imaginilor în raze Röntgen, întimpină dificultăți foarte mari.

Dezvoltarea fizicii teoretice moderne a dus însă la ideea că propagaerea unui flux de particule materiale oarecare se face în baza unor legi ondulatorii, aceleași care dirijează și propagarea fluxurilor luminoase (v. Încheiere). Aceasta înseamnă că rezolvarea riguroasă a problemei mișcării particulelor sub acțiunea forțelor nu poate fi obținută decât studiind propagaerea undelor asociate corespunzătoare. Fără să ne oprim asupra naturii acestor unde, indicăm doar că lungimea de undă a acestora depinde de masa m și viteza v a particulelor în mișcare după formula: $\lambda = \frac{h}{mv}$ (de Broglie, 1923), în care $h = 6,624 \cdot 10^{-27}$ erg·s este constanta lui Planck. Din formulă se vede că, cu cît masa particulei este mai mare și cu cît particula se mișcă mai rapid, cu atît lungimea de undă asociată este mai mică. Însă, chiar în cazul particulei cu cea mai mică masă cunoscută pînă în prezent, electronul ($m = 0,9 \cdot 10^{-27}$ g), care se mișcă cu o viteză medie, lungimea de undă corespunzătoare este foarte mică. Așa de exemplu, în cazul razelor catodice, accelerate cu o diferență de potențial de 150 V, $\lambda = 1 \text{ \AA}$). În cazul unor electroni mai rapizi, ca și în cazul atomilor, moleculelor sau a unor corpuri cu o masă și mai mare, lungimea de undă va fi mult mai scurtă.

1) Pentru calculul numeric al lungimii de undă, corespunzătoare electronului, este comod să scriem formula lui de Broglie sub forma $\lambda = \frac{h}{12,24 \sqrt{V}}$ Å, în care diferența de potențial V se exprimă în volți.

realizată într-o măsură mai mare sau mică. În condiții reale, coerența năra obiectului studiat prin microscop se face cu ajutorul unor fascicule de raze și coerența totală nu are loc decât în anumite cazuri excepționale. Problema privind gradul de coerență în iluminarea obiectelor studiate la microscop a fost studiată în amănunt de către D.S. Kojeestvenski.

a dat o expresie cantitativă pentru gradul de coerență, introdus în factorul de coerență, ale cărui valori extreme sînt zero și unitate. Studiind din punctul de vedere indicat problema unei iluminări rașionale în observările microscopice, D. S. Kojeestvenski a arătat și chiar a realizat un sistem de iluminare, care să dea, în cazul unei puteri mici a izvorului, cele mai convenabile condiții de iluminare a câmpului pentru cele mai precise obiective.

Un exemplu de importanță interpretării corecte a rezultatelor observațiilor microscopice, îl dă I. E. Ellenhorn. În fig. 199 arăta reprezentate patru desene ale unui și același preparat (cochilia unei diatomee), obținute în condiții diferite de iluminare.

Deasupra fiecărui desen este arătat care este forma fasciculei de lumină care trece prin plan focal al obiectivului. Figura 7 — trece doar maximum central (o) preparatul pare să fie neted, fără nici un fel de detalii; 2 — trece maximum central (o) și un maximum de difracție lateral (a) — preparatul prezintă o structură longitudinală; 3 — trece maximum central și un maximum de difracție superior (b) — preparatul are o structură transversală f — trece maximum central și cîte un maximum de difracție în forma de rețea. În felul acesta, se vede clar că structura preparatului nostru evocă o sa sau străbătut de dungi longitudinale sau transversale. De remarcat că vremuri botanisti presupuneau că au de-a face cu diatomee de specii diferite.

§ 88. Microscopul electronic

Dat fiind faptul că apertura numerică nu poate fi mărită nelimitat singura metoda care poate fi folosită pentru îmbunătățirea puterii de mișcare a microscopului este trecerea la lungimi de undă mai mici.

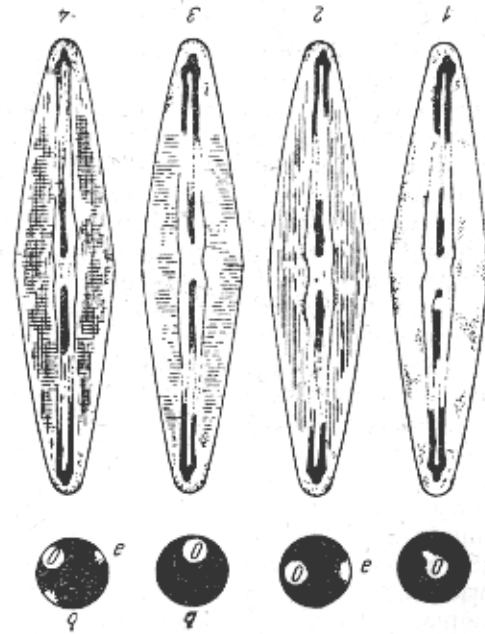


Fig. 199. Influența caracterului iluminării asupra imaginii date de un microscop.

§ 89. Metoda cimpului intunecat (ultramicroscopia)

Relația care determină puterea de rezoluție a microscopului indică dimensiunea limită a particulei, care mai poate fi văzută sau fotografiată cu ajutorul microscopului, adică a particulei a cărei imagine redă, fără deformări, aspectul ei real. Imagini corecte ale unor particule de dimensiuni mai mici nu pot fi obținute. Cu toate acestea existența unor asemenea particule mici, ultramicroscopice, poziția, precum și mișcarea lor pot fi stabilite cu ajutorul microscopului, dacă se încearcă metoda aceasta în condiții speciale de observație. Metoda aceasta se bazează pe difuzia luminii, de către particule de dimensiuni mici.

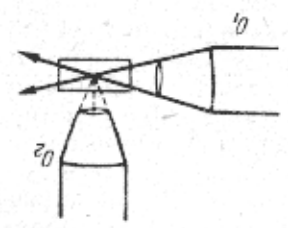


Fig. 202. Schema celui mai simplu ultramicroscop.

Schema dispozitivului este reprezentată în fig. 202. Un fascicul intens de lumină se concentrează cu ajutorul obiectivului O_1 asupra camerei ultramicroscopice. Dacă asemenea obiecte nu există și nici particule mari, lumina provenită de la obiectivul O_1 trece în direcție orizontală, fără să ajungă în obiectivul superior¹⁾. Dacă însă în mersul razei există particule, lumina difuzată de ele ajunge la obiectivul O_2 și dă în microscopul vertical o figură de difracție care permite să se tragă concluzii cu privire la poziția și deplasarea particulei ultramicroscopice; datele asupra formei particulei sunt destul de neprecise. Particulele foarte mici (de exemplu particulele coloidale metalice, ale căror dimensiuni sînt de circa $5 \cdot 10^{-6}$ m) se observă sub forma unor stele strălucitoare, pe un fond intunecat.

În cazul ultramicroscopului se realizează în practică principiul cimpului *intunecat* care consistă în aceea că se elimină din cimpul vizual razele directe, observîndu-se doar cele difractate. Acest principiu se aplică într-o serie de dispozitive. În particular, el stă la baza folosirii unor condensoare speciale (fig. 203), care creează o iluminare a preparatului de pe măsura microscopului, astfel încît asupra obiectului cade un fascicul intens de raze oblice, care nu ajung direct la obiectiv. Razele centrale sînt oprite de un paravan netransparent special, iar cele laterale suferă o reflexie totală, sînt reflectate de o suprafață lucie și se concentrează asupra obiectivului. Direcția lor se alege în așa fel, încît nici o rază nu ajunge pînă la

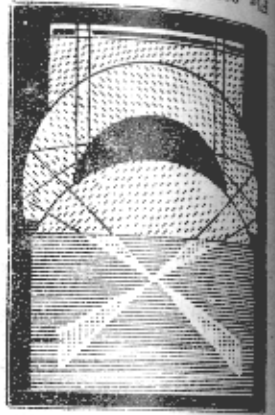


Fig. 203. Sectione printr-un condensor special, utilizat în metoda cimpului intunecat.

1) Distanța moleculară a luminii, care are loc chiar și într-un mediu perfect pur și se poate de orice particule străine (v. cap. XXVIII) este altă de slabă, înct efectele ei nu se pot în considerare în calcule.

adică puterea lor de rezoluție este de cîteva zeci de ori mai mică decît cea teoretică. Aceasta se explică probabil, în primul rînd, prin acțiunea energică exercitată asupra obiectului „iluminat” din partea electronilor relativ rapizi care cad asupra acestuia; ei distrag detaliile foarte depășează diversele molecule, fapt care limitează puterea de rezoluție. În toate acestea, în momentul de față microscopul electronic permite să se studieze detaliile, care se situează cu mult dincolo de limita puterii de rezoluție a microscopului optic.

În U.R.S.S., primele microscopice electronice, destul de bune, au fost construite sub îndrumarea acad. A. A. Lebedev.

Limitea principală a puterii de rezoluție în cazul microscopului electronic este condiționată, ca și în cazul microscopului optic obișnuit, de fenomenele de difracție, legate de natura ondulatorie a legilor de propagare a electronilor. O asemenea difracție electronică se poate obține

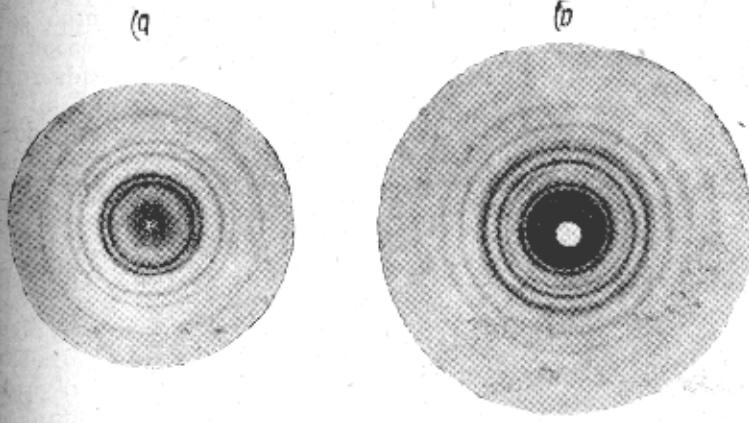


Fig. 201. Inele de difracție care se obțin prin trecerea razelor Röntgen (a) și a unui fascicul electronic (b) printr-o pelliculă metalică.

serva și în mod direct, dacă alegem condițiile de experiență în conformitate cu cele expuse în partea a II-a a acestei cărți, adică în fel, încît dimensiunile liniare ale neomogenităților spațiale ale mediei străbătut de fasciculul de electroni, să fie comparabile cu lungimea undă a electronilor respectivi. Dat fiind că această lungime de undă este apropiată de lungimea de undă a razelor Röntgen, condițiile de observare a difracției electronilor sînt asemănătoare cu condițiile de observare a difracției razelor Röntgen. În adevăr, Davissson și Germer (1927) și Thomson (1928) au realizat experiențe de difracție electronică într-un aparat analoag experiențelor de difracție cu raze Röntgen. Fig. 201 dă imaginea unei astfel de figuri de difracție care se obține la trecerea razelor Röntgen (a) și a unui fascicul de electroni (b) printr-o foaie subțire de aur (metalică) Debye-Scherrer, v. § 109). Experiențe de difracție similare au fost efectuate și cu fascicule moleculare, iar în ultima vreme și cu fascicule de neutroni

obiectiv; aici nu pot pătrunde decât razele care au suferit o difracție
 obiect (razele difuzate de către obiect). Dacă obiectele sînt suficient
 mari (mai mari decît $\frac{\lambda}{2}$), în obiectiv pãtrund simultan raze difrac-
 de diverse ordine și în consecință vom obține o imagine avînd în
 obiectului studiat. Dacă însă majoritatea fasciculelor difractate nu pãtr-
 în obiectiv, se poate observa o imagine care difrã simplitor de obiect
 ceea ce privește forma, sau numai un punct luminos pe un fond întunec
 condensare, de diverse tipuri (condensorul parabolic, condensorul
 dioid), își gãseasc o largã întrebunãtare în microscopie. Cu privire la o
 feționare a metodei ultramicroscopice de observare s-a vorbit în
 Metodele microscopice descrise pot fi foarte utile pentru stu-
 acelor obiecte care sînt scoase în evidență pe fondul întregului cîmp viz
 datorită capacitãții lor de a absorbi lumina în mod diferit față de
 inconfuzător (structurile absorbante). În practica microscopica (de ex
 în biologie) este foarte rãspîndita metoda de observare a obiectelor
 difrã de mediu inconfuzător în special prin indicele de refracție (strãluc
 refringente); pentru înțelegerea încurului cazul trebuie discutat ap
 După cum s-a mai arãtat în § 49, structurile refringente, care
 duc o variație a fazei și nu a amplitudinii undei transmise produc o sp
 difracție (de exemplu rețelele de difracție de fazã). Asemenea structu
 pot fi însă observate în mod direct sau fotografiate, deoarece recep
 noștri nu sînt sensibili la fazã ci la amplitudine (intensitate), care
 neschimbãtã la trecerea undei prin diverse porțiuni ale structuri
 gente. S-ar pãrea cã acest rezultat contrazice valabilitatea metode
 studiu a lui Abbe: în cazul unor imagini primare (spectre) identice ob
 imagini secundare complet diferite. Discordanța aparentã se explicã st
 spectrele de difracție ale diverselor structuri pot sã nu difere din p
 de vedere al amplitudinii, însă faza spectrului de ordinul zero în cazul
 turilor refringente difrã cu $\frac{\lambda}{2}$ de faza spectrelor de celelalte ordine.
 mai acest fapt condiționeazã deosebirile care apar în imaginile secun
 la care are loc însușirea tuturor spectrelor. Dacă însă modificãm faza
 trului de ordinul zero cu $\frac{\lambda}{2}$, reușim sã eliminãm deosebirile între
 ce oferã structurile absorbante și refringente. În felul acesta, vom
 provoacã o modificare mai mare a fazei, pot fi făcute întunecate sau
 noase, dupã cum diferența suplimentarã de fazã în spectrul de ordi

$$\text{zero va fi } +\frac{\lambda}{2} \text{ sau } -\frac{\lambda}{2}.$$

lui este iluminat cu ajutorul unui condensor cu un fascicul paralel de lumina
 (Fig. 204). Dacă nu ar fi existat o deosebitã între indicele de refracție al
 porțiunii P și cel al mediului inconfuzător S , lumina ar fi trecut prin preparat
 fără a deviere, dînd o undã nedeviatã (P).
 Dacă însă există deosebirile indicate, în
 ceea ce privește indicele de refracție, o
 parte din lumina suferã o difuzie (difracție),
 dînd o undã deviatã (D), iar o parte mai
 mare de lumina (S) merge dupã direcția
 înalță (spectrul de ordinul zero), însă su-
 ferã, în comparație cu unda P , o oarecare
 schimbare de fazã, de exemplu o întîzierã,
 dacã indicele de refracție al porțiunii res-
 pective este mai mare decît indicele de re-
 fracție al mediului inconfuzător.

Grãful din fig. 205 arãtã aceastã
 gsoarã schimbare de fazã dintre undele P
 și S . Diferența acestor douã unde reprezintã
 tocmai unda difractatã D . Cum P și S sînt
 apropiate ca amplitudine și difrã puțin ca
 fazã dupã cum se vede ușor din grafic sau
 dintr-un calcul simplu (v. exercițiul 116),
 unda D va avea o amplitudine micã și o
 fazã schimbãtã cu $\frac{\lambda}{2}$ (cu un sfert de undã)
 în raport cu S (și prin urmare și în raport
 cu P).

În cazul microscopului obișnuit, la
 formarea imaginii participã și S și D , dînd
 ca rezultat P , care nu difrã de ceea ce dau
 porțiunile învecinate ale structurii (deoa-
 rece se presupune cã absorbția hîpșește). În
 felul acesta, microscopul obișnuit nu per-
 mite sã se distingã diversele porțiuni ale
 unei structuri refringente. Obturînd S vom
 obține un microscop cu cîmp întunecat în
 care structura poate fi observatã, datoritã
 existenței undei difractate D . Schimbînd
 însă faza lui S cu $\pm \frac{\lambda}{2}$, vom forța S și D
 sã se însușeze în așa fel, încît sã dea un
 efect întãrit în comparație cu P (dacã se
 egalezã fazele lui S și D), sau o slãbire în
 comparație cu P (dacã se face ca fazele
 lui S și D sã fie în opoziție), adicã obținem
 o imagine cu contrast mai pronunțat, lumi-
 nosã sau întunecatã, așezatã în cîmpul
 inconfuzător (fig. 206, a, b).

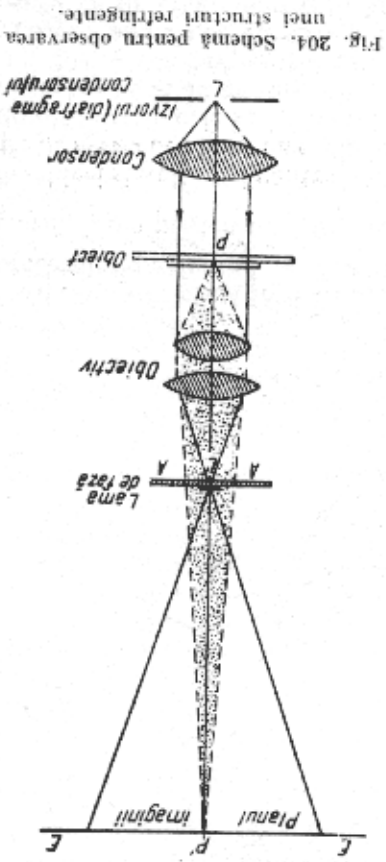


Fig. 204. Schema pentru observarea unei structuri refringente.

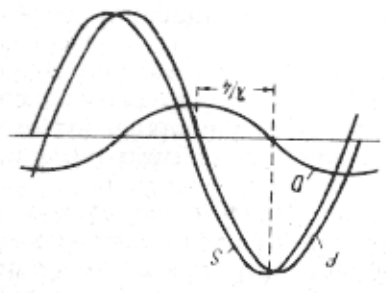


Fig. 205. Formarea undei difractate, D, în cazul observării unei structuri refringente.

Metoda descrisă pentru îmbunătățirea contrastului imaginii obiectelor transparente a căpătat denumirea de metoda contrastului de fază (Zernike, 1935). Actualmente industria sovietică fabrică microscopie bazate pe metoda contrastului de fază.

§ 90. Fenomene de difracție în spectrografe (puterea de rezoluție cromatică)

În cazul spectrografelor, fenomenele de difracție joacă un rol foarte mare. Dacă fanta îngustă a aparatului este iluminată de un izvor luminos slab, îndepărtat (aproape în lumină paralelă), atunci, asupra obiectivului colimatorului, poate cădea un fascicul foarte îngust de lumină. Într-un asemenea caz, nu ar fi efectivă decît o mică porțiune din obiectiv, ceea ce ar corespunde unei puteri de rezoluție foarte mici și prin urmare ar putea determina apurtia pe placa fotografică a unei imagini neclare a fantei. În același timp, pe fanta, se produce difracția luminii, fapt în urma căruia colimatorul este acoperit de lumină în funcție de dimensiunile fantei; în felul acesta, obiectivul redă corect imaginea fantei. Adeseori între izvorul de lumină și fanta se montează o lentilă auxiliară (condensor) pentru ca lumina recută prin fanta să acopere întregul obiectiv al colimatorului, ieșind din acesta sub forma unui fascicul larg, îmbunătățind modul de utilizare al luminii în aparat, adică mărind luminozitatea acestuia. Bineînțeles, o mărire a dimensiunilor condensorului astfel înțelesă depășească unghiul de apertură al colimatorului, este inutilă și chiar nedorită, deoarece razele reflectate de perții colimatorului dau, în aparat, o lumină difuzată parazită.

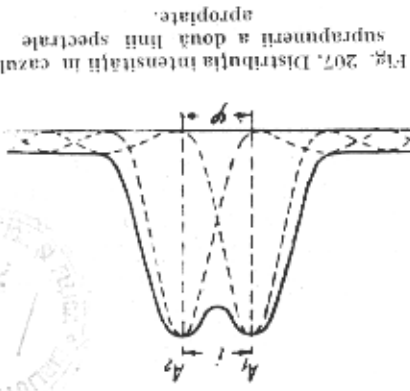


Fig. 207. Distribuția intensității în cazul suprapunerii a două linii spectrale apropiate.

Fenomenele de difracție joacă un rol foarte important și din alt punct de vedere. Ele condiționează anumite limitări ale capacității aparatului spectral de a deosebi lungimi de undă apropiate, adică fixează o limită a puterii de rezoluție cromatică a aparatului. În adevăr, datorită dispersiei fasciculele de diverse lungimi de undă λ_1 și λ_2 dau imaginile fantei la o anumită distanță unghiulară θ una față de cealaltă. Însa, datorită dimensiunilor limitate ale acestor fascicule are loc un fenomen de difracție, care mărește imaginea monocromatică a fantei pe o anumită distanță unghiulară θ , așa încît, în locul unor linii înguste, discrete, putem obține niște benzi, mai mult sau mai puțin suprapuse, care dau o figură asemănătoare (în ceea ce privește iluminarea) cu cea reprezentată cu lime plină în fig. 207. Posibilitatea de deosebire a două lungimi de undă discrete pe această figură, este pînă la o anumită limită, convențională (v. § 86). După Rayleigh, două linii se consideră rezolvate, dacă distanța $A_1 A_2$ dintre maximele lor,

Deoarece S și D diferă simțitor în ceea ce privește amplitudinea, pentru obținerea unui contrast maxim este util să slabim intensitatea lui S (și în același timp și a lui P), cu ajutorul unui filtru absorbant, pentru a se obține o intensitate comparabilă cu aceea a lui D . Atunci, efectul de interferență

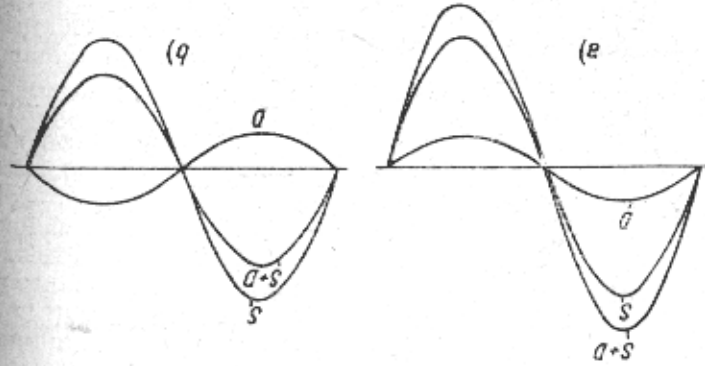


Fig. 206. Principiul metodei contrastului de fază: a — unde S și D sînt în fază; b — unde S și D sînt în opoziție de fază.

va da o apreciaabilă întărire sau o slăbire aproape totală în dreptul imaginii obiectului pe fondul produs de intensitatea redusă a lui P . Din această cauză, lama pentru modificarea fazei lui S cu $+\frac{\pi}{2}$ sau $-\frac{\pi}{2}$ se utilizează de obicei simultan și pentru slăbirea corespunzătoare a lui S . Avînd o coeficienți de asemenea lame cu coeficienți de extincție diferiți, putem alege condițiile de observație cele mai favorabile. Locul în care se așază o asemenea lamă absorbantă și în același timp schimbătoare de fază, se poate vedea din fig. 204. Dacă preparatul este iluminat cu un fascicul paralel, unda neabsorbită (S sau P) se va strînge în planul focal al obiectivului (AA'), iar după aceea va diverge, acoperind întregul plan al imaginii EE . Unda difracționată (deviată), D , va da imaginea în planul EE , conjugat cu planul obiectivului în raport cu obiectivul microscopului. În planul focal AA' al obiectivului trebuie așezată lama schimbătoare de fază, care slăbește unda S (și P) și care introduce diferența de fază suplimentară.

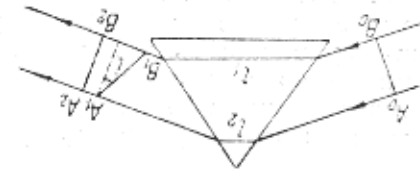
Lama de fază nu este altceva decît o lamă confecționată dintr-un material transparent, avînd o îngosare sau o subțiere corespunzătoare în dreptul maximum de ordinul zero. Aceasta porțune a lamei se acoperă cu un strat absorbant, avînd un anumit coeficient de extincție. Măsurarea de ordinul zero reprezintă imaginea izvorului luminos, formată de condensorul și obiectiv. De cele mai multe ori, drept izvor se utilizează o difracționă așezată în planul focal al condensorului. Forma deschiderii acestei difracționă determină forma maximum de ordinul zero și prin urmare și forma porțune îngosate (sau subțiate) a lamei schimbătoare de fază. Din anumite considerații, ea se confecționează de obicei sub forma unui mic inel.

exprimată în măsură unghiulară prin unghiul i , este mai mare sau egal cu distanța dintre un maxim și minimum și minimul cel mai apropiat (distanța unghiulară) față de λ , adică $i \geq \frac{\lambda}{2}$, în care $\delta\lambda$ este diferența dintre două lungimi de undă apropiate, care satisfac condiția de mai sus.

În fig. 208 A_0B_0 reprezintă poziția frontului de undă pentru ambele lungimi de undă înainte ca acestea să fi căzut pe prisma așezată în poziția de minimum de deviație, iar A_1B_1 și A_2B_2 sunt pozițiile fronturilor de undă pentru λ_1 și λ_2 după refracție. Unghiul i este egal cu unghiul dintre A_1B_1 și A_2B_2 . Din fig. 208 rezultă

$$i \approx \text{tg } i = \frac{A_2B_2}{B_1B_2 - A_1A_2}$$

Fig. 208. Reiteror la calculul puterii de rezoluție a spectrografului.



înșă

$$A_1A_2 = l_2(n_1 - n_2) = l_2 \delta n,$$

$$B_1B_2 = l_1(n_1 - n_2) = l_1 \delta n,$$

unde l_1 și l_2 sînt lungimile drumurilor prin porțiunile superioară și inferioară ale prismei, iar $\delta n = n_1 - n_2$ — diferența indicilor de refracție corespunzător lungimilor de undă λ_1 și λ_2 , deoarece frontul undei λ_1 rămîne în urmă față de frontul lui λ_2 din cauza intriziei surtite în materialul prismei. Aceasta intriziere este condiționată de deosebirea dintre indicii de refracție n_1 și n_2 cum și de grosimea stratului străbătut prin prismă.

Însemnînd cu h lărgimea fascicului luminos $A_0B_0 = A_2B_2$ vom găsi:

$$i = \frac{h}{l_1 - l_2} \delta n.$$

Lărgimea h a fascicului determină lărgimea liniei datorită difracției. Cum λ_1 și λ_2 sînt apropiate, aceasta lărgire poate fi considerată aceeași pentru ambele linii și poate fi determinată cu ajutorul condiției $h \sin \phi = \lambda$ sau

$$\phi = \frac{h}{\lambda}$$

Așadar condiția de rezoluare a două linii apropiate de λ se scrie:

$$i = \phi$$

sau

$$\lambda = \delta n(l_1 - l_2). \quad (90.1)$$

Cazul cel mai favorabil îl vom avea atunci cînd fascicului luminos acoperă întreaga prismă. În acest caz $l_2 = 0$ și $l_1 = b$, unde b este lărgimea

$$\lambda = b \delta n \quad \text{și} \quad A = \frac{\lambda}{2} = b \frac{\delta n}{2} \quad (90.2)$$

În cazul spectrografelor cu cîteva prize confecționate din același material $\left(\frac{\delta n}{\lambda}\right)$ este același, b este egal cu suma bazelor tuturor prizmelor. Astfel, spectrograful mare cu trei prize I.S.P. 51, a cărui fiecare prismă are o bază de circa 7 cm, prezintă pentru regiunea violetă a spectrului, unde dispersia $\frac{\delta n}{\lambda} = 0,00001$, o putere de rezoluție teoretică $A = 20\,000$ adică aparatul nu poate distinge două linii violetă care diferă între ele cu mai puțin de 0,2 Å. Puterea de rezoluție reală este ceva mai mică datorită în-

truziei lărgimii finite a fantei, cum și imperfecțiunii opticii spectrografului și structurii granulare a plăcii fotografice.

IV. POLARIZAREA LUMINII

CAPITOLUL XV

LUMINA NATURALĂ ȘI POLARIZATĂ

§ 91. Transversalitatea undelor de lumină

În studiul fenomenelor de interferență și difracție problema caracterului undelor luminoase (longitudinale sau transversale) juca un rol secundar (v. § 18).

Din teoria electromagnetică a luminii rezultă imediat că undele luminoase sînt transversale. În adevăr, toate legile electromagnetismului și ale inducției electromagnetice, ale căror expresii restrînse sînt concentrate în ecuațiile lui Maxwell, duc la concluzia că variația în timp a intensității cîmpului electric \vec{E} este însoțită de apariția unui cîmp magnetic alternativ \vec{H} , orientat perpendicular față de vectorul \vec{E} și viceversa. Un asemenea cîmp electromagnetic alternativ nu rămîne fix în spațiu, ci se propagă cu viteza luminii de-a lungul unei linii perpendiculare pe vectorii \vec{E} și \vec{H} , generînd unde electromagnetice, în particular unde de lumină. În felul acesta cei trei vectori \vec{H} , \vec{E} și viteza de propagare \vec{v} , sînt perpendiculari între ei, formînd un sistem dextrogir; cu alte cuvinte, direcțiile vectorilor \vec{E} și \vec{H} sînt perpendiculare pe direcția de propagare, adică unda electromagnetică este transversală¹⁾.

Dacă se dă direcția de propagare și direcția unuia din vectori, de exemplu \vec{E} , atunci direcția celuilalt vector (\vec{H}) se determină în mod univoc. Sistemul de vectori \vec{E} și \vec{H} poate fi însă orientat arbitrar față de direcția de propagare (față de rază).

În fiecare caz dat există o anumită orientare și prin urmare raza nu reprezintă axa de simetrie a undelor electromagnetice. O asemenea disimetrie este caracteristică undelor transversale, pe cînd pentru undele longitudinale direcția de propagare este totdeauna axă de simetrie. În felul acesta, disimetria în raport cu raza constituie tocmai caracteristica care face ca o undă transversală să difere de una longitudinală. Această caracteristică a fost utilizată pentru stabilirea transversalității undelor de lumină

¹⁾ V. trimiterea de la pag. 38. Deoarece de obicei direcțiile de propagare ale undelor și razei coincid sau diferă foarte puțin una de cealaltă, pe viitor nu vom face deosebire între ele.

cu mult timp înainte de a se fi stabilit natura lor electromagnetică, care a făcut să fie evident caracterul lor de transversalitate.

Pentru studiul acestei disimetrii nu putem folosi, bineînțeles, decît un sistem care la rîndul său să se bucure de proprietatea de disimetrie. Un asemenea sistem, util pentru studiul proprietăților unei raze luminoase îl poate constitui un cristal, ai cărui atomi se așază sub forma unei rețele spațiale, în așa fel încît, proprietățile cristalului după direcții diferite, să fie diferite (anizotropie).

În adevăr, trecerea luminii prin cristale a fost primul fenomen care a servit pentru stabilirea transversalității undelor de lumină.

Huygens (1690), studiînd proprietatea spatului de Islanda — descoperită de către Bartholinus (1670) — de a dedubla razele luminoase care trec prin cristal (dubla refracție), a constatat că fiecare din razele obținute în acest fel se comportă în mod diferit la trecerea printr-un al doilea cristal de spat de Islanda și anume, în funcție de orientarea cristalelor unul față de celălalt. Fiecare rază, dedublîndu-se în cel de al doilea cristal, dă două raze de intensități diferite, iar pentru anumite orientări, doar o singură rază (intensitatea celeilalte descrește pînă la zero). Huygens nu a putut explica fenomenul descoperit de el. Newton (1704), discutînd descoperirea lui Huygens, a atras atenția asupra faptului că aici se manifestă proprietățile fundamentale ale luminii („inițiale”, cum le numea Newton) în virtutea cărora raza are patru fețe, în așa fel, încît direcția care unește o pereche de fețe, nu se bucură de aceleași proprietăți de care se bucură direcția perpendiculară pe ea. Din această cauză, Newton vedea în corpusculele luminoase o anumită asemănare exterioară cu corpurile magnetice care au poli, fapt datorită căruia, direcția în lungul corpului magnetic nu prezintă aceleași proprietăți ca direcția perpendiculară pe el.

Cu mulți ani mai tîrziu, Malus (1808), care a descoperit proprietăți asemănătoare la lumina reflectată pe sticlă, a introdus pentru precizarea lucrurilor, termenul de *polarizare*, probabil sub influența concepțiilor lui Newton.

După stabilirea naturii ondulatorii a luminii, fenomenul de polarizare a fost supus unui studiu amănunțit. Experiențele lui Fresnel și Arago cu privire la interferența razelor polarizate (1816) l-au determinat pe Young să emită ipoteza cu privire la transversalitatea undelor de lumină, ipoteză susținută și fundamentată multilateral de către Fresnel.

Dificultățile legate de această chestiune consistau în aceea că oscilații și unde transversale nu pot avea loc în lichide și gaze; vibrațiile elastice în corpurile solide nu erau încă studiate pe atunci. Teoria lui Fresnel cu privire la undele de lumină transversale a constituit un îndobol pentru studiul proprietăților corpurilor solide elastice. Aplicarea în cazul opticii a cunoștințelor obținute, a dus la o serie întreagă de dificultăți principiale, care indicau incompatibilitatea legilor mecanice ale vibrațiilor unui mediu elastic cu legile fenomenelor optice, observate experimental¹⁾. Aceste dificultăți au fost înlăturate doar o dată cu apariția teoriei electromagnetice a luminii. Însă,

¹⁾ Ne vom reîntoarce pe scurt la această chestiune atunci cînd vom studia problema trecerii luminii prin suprafața de separare a doua medii (§ 129).

în cazul problemei care ne interesează și anume, transversalitatea undelor luminoase, teoriile elastico-mecanice au dat foarte mult și fructuos rezultate lor pentru acea etapă de dezvoltare nu poate fi contestată.

§ 92. Trecerea luminii prin turmalină

Să facem următoarea experiență. Să tăiem dintr-un cristal de turmalină o lamă, T_1 (fig. 209), al cărei plan să fie paralel cu direcția determinată

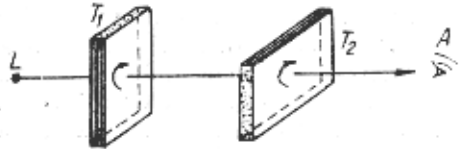


Fig. 209. Trecerea luminii prin două lame de turmalină.

de la un arc electric L), nu prezintă o disimetrie în raport cu direcția sa de propagare. Dacă însă așezăm în drumul razei o a doua lamă de turmalină, T_2 , analogă cu prima și așezată paralel cu ea (fig. 209), fenomenul se complică.

Intensitatea luminii transmise se schimbă în funcție de felul în care sînt orientate cele două lame una față de cealaltă. Intensitatea este maximă dacă axele ambelor lame sînt paralele, egală cu zero (lumina este oprită în întregime) dacă axele lamelor sînt perpendiculare și are valori intermediare pentru poziții intermediare ale lamelor. Experiența arată că intensitatea este proporțională cu $\cos^2 \alpha$, dacă notăm cu α unghiul dintre axele celor două lame.

Fenomenele observate pot fi integral explicate dacă se fac următoarele ipoteze. Să presupunem în primul rînd că undele de lumină sînt transversale; lumina provenită de la izvor nu are însă o direcție preferențială a vibrațiilor, adică toate direcțiile de vibrație, perpendiculare pe direcția de propagare a undei, se găsesc în lumina incidentă. Prin aceasta se explică prima experiență, în ciuda faptului că am admis transversalitatea undelor de lumină. În al doilea rînd, să considerăm că turmalina lasă să treacă numai undele la care unul din vectorii transversali, de exemplu cel electric, are o componentă paralelă cu axa cristalului. La trecerea undei de lumină printr-un asemenea cristal, nu va părăsi cristalul decît partea din energie sub formă de lumină corespunzătoare acestei componente. În cazul în care pe cristal cad unde electromagnetice de lumină, cu toate orientările posibile ale vectorului electric, prin cristal va trece doar o parte din lumină (jumătate, în așa fel încît dincolo de cristal nu vom constata decît unde în care direcția vectorului electric va fi paralelă cu axa cristalului. În felul acesta, cristalul va alege din lumina cu toate orientările posibile ale lui \vec{E} , acea parte care

corespunde unei anumite direcții a lui \vec{E} . De aici încolo vom înțelege prin lumină naturală acea lumină în care vom întîlni toate orientările posibile ale vectorului \vec{E} (și prin urmare și ale lui \vec{H}), iar lumina în care \vec{E} (și prin urmare și \vec{H}) are o singură direcție, o vom numi lumină plan polarizată, sau liniar polarizată. În felul acesta, turmalina transformă lumina naturală în lumină liniar polarizată, oprind jumătate din ea, adică partea corespunzătoare acelei componente a vectorului electric care este perpendiculară pe axa cristalului.

Acum devine clară cea de-a doua experiență precum și rolul jucat de cea de-a doua lamă de turmalină. La ea ajunge numai lumină polarizată. În funcție de orientarea celei de a doua lame, din această lumină polarizată trece o parte mai mare sau mai mică, și anume, acea parte care corespunde componentei vectorului electric, paralelă cu axa celei de-a doua lame de turmalină. Deoarece vectorul electric al undei care a străbătut prima lamă are, conform ipotezei noastre, o direcție paralelă cu axa primei lame, amplitudinea luminii transmisă de cea de-a doua lamă de turmalină va fi proporțională cu $\cos \alpha$ (în care α este unghiul dintre axele celor două lame), iar intensitatea va fi proporțională cu $\cos^2 \alpha$, ceea ce se și observă în experiență.

Lumina naturală, considerată din punctul de vedere al acestor ipoteze, este fie o lumină liniar polarizată, ale cărei direcții de vibrație se schimbă în timp foarte rapid și cu totul dezordonat, fie un amestec de raze liniar polarizate, avînd toate direcțiile posibile de vibrație.

Pînă acum am vorbit despre direcția vectorului electric, paralel cu axa cristalului de turmalină, doar pentru a preciza ideile. Raționamentele noastre și-ar fi păstrat valabilitatea dacă paralel cu axa turmalinei ar fi fost vectorul magnetic. Mai departe vom descrie o serie de experiențe cu ajutorul cărora s-a stabilit că în lumina transmisă de turmalină, este orientat paralel cu axa tocmai vectorul electric (v. § 94).

Planul trecînd prin direcția de propagare și în care se găsește vectorul electric se numește plan de vibrație al luminii polarizate, iar cel în care se găsește vectorul magnetic plan de polarizație. Această terminologie dublă, plan de vibrație și plan de polarizație, s-a creat în procesul de dezvoltare istorică a teoriei elastice a luminii, păstrîndu-se și astăzi în multe cărți, în ciuda inconvenientelor ei. Descrierea fenomenelor cîștigă mult în simplitate și claritate dacă ne limităm la indicarea unei singure direcții, de exemplu direcția de vibrație a vectorului electric, adică a planului de vibrație după vechea terminologie. De aici încolo, ori de cîte ori nu vor exista motive speciale, vom folosi termenul de direcție de vibrație, înțelegînd prin aceasta direcția vectorului electric.

Experiența cu cele două cristale de turmalină descrisă mai sus, nu se deosebește în fond de experiența efectuată pentru prima oară de către Huygens, cu două cristale de spat de Islanda. Deosebirea esențială a turmalinei, de altfel foarte convenabilă pentru experiența descrisă, constă în aceea că turmalina, fiind și ea un cristal birefringent, absoarbe puternic una din cele două raze refractate, așa încît, practic, o lamă subțire de turmalină lasă să treacă numai una din cele două raze refractate.

În felul acesta, pentru observator, fenomenul apare mult mai simplu deoarece atenția acestuia nu este distrasă de cea de-a doua rază, fapt care se întâmplă în cazul spatului de Islanda. Fenomenele din acest din urmă caz, le vom studia în capitolul următor.

§ 93. Polarizarea prin reflexia și refracția luminii la suprafața de separare a doi dielectrici

Fenomenul de polarizare al luminii, adică selecționarea undelor de lumină cu o anumită orientare a vectorului electric (și magnetic), are loc și prin reflexia sau refracția luminii la suprafața de separare a doi dielectrici izotropi. Această metodă de polarizare a fost descoperită de către Malus care a observat întâmplător că rotind un cristal birefringent în jurul razei reflectate pe sticlă, intensitatea luminii crește și se micșorează periodic, adică procesul de reflexie pe sticlă acționează asupra luminii în același fel în care acționează cristalul de turmalină, când este străbătut de lumină. Este drept că în acest caz nu s-a observat o extincție totală a luminii pentru anumite poziții determinate ale cristalului, ci doar o creștere și slăbire a luminii.

Fenomenul de polarizare prin reflexie și legile acestuia pot fi studiate cu ajutorul următorului dispozitiv. Un fascicul paralel de lumină naturală

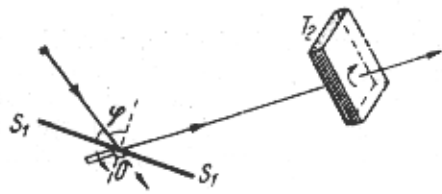


Fig. 210. Studiul polarizării prin reflexie :
 S_1 - oglindă de sticlă, care polarizează razele de lumină;
 T_2 - lamă de turmalină, care servește drept analizor.

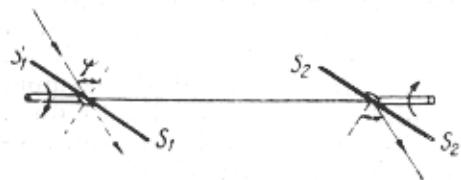


Fig. 211. Schema unui aparat pentru studiul polarizării prin reflexie; drept polarizor și analizor servesc oglinzile de sticlă S_1 și S_2 .

Desigur, ne putem lipsi și de turmalină, folosind două oglinzi de sticlă dintre care una, S_1 , servește drept polarizor, iar cealaltă, S_2 , drept analizor. În fig. 211 este arătată schema unui asemenea dispozitiv, iar în fig. 212 este reprezentat dispozitivul experimental.

Oglinda nu este altceva decât o lamă de sticlă, neacoperită cu un strat subțire de metal, spre deosebire de oglinzile folosite în viața de toate zilele. Existența stratului metalic ar fi făcut ca experiența să nu reușească, deoarece reflexia pe metal se face într-un mod diferit de cel descris aici (v. cap. XXIV). În cazul unei lame de sticlă obișnuite se observă lumina reflectată atât pe suprafața anterioară cit și pe cea posterioară; pentru comoditate, se utilizează, de multe ori, sticlă acoperită pe una din fețe cu vopsea neagră sau pur și simplu sticlă netransparentă (neagră). Se poate utiliza de asemenea și un alt dielectric polisat, de exemplu, marmură.

În experiențele, ale căror scheme sînt reprezentate în fig. 210 și 211 intensitatea luminii atinge un *minim* cînd planul care trece prin axa turmalinei T_2 , este paralel cu planul de incidență pe oglinda S_1 sau cînd planele de incidență pe oglinzile S_1 și S_2 sînt perpendiculare unul pe celălalt. Intensitatea atinge o *maxim* atunci cînd rotim T_2 sau S_2 cu 90° . În felul acesta polarizația luminii, observată cu ocazia reflexiei pe un dielectric, se constată a fi *parțială*, adică raza reflectată reprezintă un amestec într-o anumită proporție de lumină naturală și de lumină polarizată. Variind unghiul de inclinare al oglinzii S_1 față de rază, ne putem convinge că fracțiunea de lumină polarizată depinde de mărimea unghiului de incidență φ . În același timp constatăm că o dată cu creșterea unghiului φ , fracțiunea de lumină polarizată crește în așa fel încît, pentru un anumit unghi φ , lumina reflectată este total polarizată. Valoarea acestui unghi, corespunzător unei polarizări totale, depinde de indicii de refracție relativ n și se determină, așa cum a stabilit Brewster (1815), cu ajutorul relației:

$$\operatorname{tg} \varphi_0 = n \quad (93.1)$$

(legea lui Brewster). Dacă continuăm să mărim unghiul de incidență, fracțiunea de lumină polarizată descrește din nou. Putem arăta ușor că în cazul unei incidențe sub unghiul corespunzător polarizării totale, raza reflectată și raza refractată formează între ele un *unghi drept* (v. exercițiul 128).

În ceea ce privește direcția de vibrație în lumina polarizată prin reflexie, cercetările (v. § 94) arată că vectorul electric al luminii reflectate, în cazul polarizării totale, vibrează perpendicular față de planul de incidență. În cazul unei polarizări parțiale, această direcție este o direcție preferențială, în lumina parțial polarizată existînd vibrații care se fac și după alte direcții.

Analizînd lumina refractată ne putem convinge că și ea este parțial polarizată și anume, în așa fel încît, vibrațiile se fac de preferință în planul

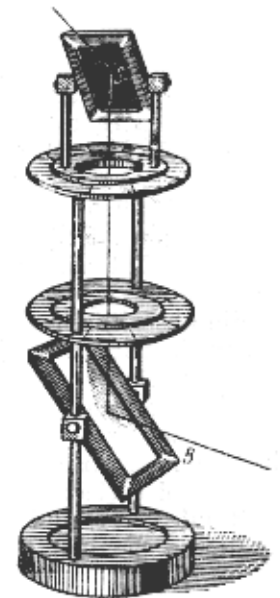


Fig. 212. Aparat pentru studiul polarizării prin reflexie:

B - oglindă de sticlă polarizatoare;
 S - analizor din sticlă neagră. Pe mîșcă se pot așeza cristalele care urmează a fi studiate.

de incidență. Amestecând lumina reflectată cu cea refractată obținem din nou fasciculul inițial, nepolarizat. În felul acesta, o lamă de dielectric transparent *sortează* razele de lumină naturală, reflectând cu precădere razele cu o anumită direcție de vibrație și lăsând să treacă vibrațiile perpendiculare. Frațiunea de lumină polarizată din fasciculul refractat depinde de unghiul de incidență și de indicele de refracție al mediului.

În cazul incidenței sub unghiul Brewster-ian, polarizarea razei refractate este maximă, fiind însă departe de a fi totală (în cazul unei sticle obișnuite ea reprezintă doar 15%). Dacă razele refractate și prin urmare parțial polarizate le facem să se refracte a doua oară, a treia oară etc. se înțelege că gradul lor de polarizare va crește.

Dacă dispunem de 8—10 lame, lucrând cu un unghi de incidență Brewster-ian, atât lumina transmisă cât și cea reflectată, vor fi practic total polarizate. Intensitățile fasciculelor, reflectat și transmis, vor fi egale între ele și anume, egale cu jumătatea intensității luminii incidente (dacă putem neglija absorbția în sticlă). În ceea ce privește direcțiile de vibrație ale vectorilor electrici în fasciculele reflectat și transmis, acestea sînt perpendiculare între ele. Un asemenea pachet de lame poate servi prin urmare drept polarizor sau analizor, atât în lumină reflectată, cât și în lumină transmisă.

Rezolvarea completă a problemei privind *fracțiunea* de lumină polarizată care se observă cu ocazia reflexiei sau refracției la suprafața de separare a doi dielectrics, în funcție de unghiul de incidență, este expusă în capitolul XXII, unde se dau așa-numitele formule ale lui Fresnel, din care rezultă în particular și legea lui Brewster.

§ 94. Orientarea vectorului electric în lumina polarizată

Pînă acum am vorbit despre direcția vectorului electric, admitînd, fără a demonstra, că direcția sa în cazul polarizării prin reflexie este perpendiculară pe planul de incidență, iar în cazul polarizării cu ajutorul unui cristal de turmalină, coincide cu axa turmalinei. Wiener a reușit să realizeze niște experiențe care demonstrează afirmațiile de mai sus.

Mai înainte (§ 23) au fost descrise experiențele aceluiași autor, care au arătat că acțiunea fotografică se datorește vectorului electric al undei luminoase (din această cauză el este denumit uneori vector *luminos*). O variantă specială a experienței cu unde staționare a permis să se rezolve problema privind direcția vectorului electric al luminii polarizate.

Facem ca lumina, polarizată printr-o metodă oarecare, să se reflecte sub un unghi de 45° pe o oglindă metalică *M* (fig. 213), peste care s-a turnat un strat de emulsie fotosensibilă *P* și care reprezintă deci o placă fotografică cu un substrat de oglindă¹⁾. Se vede ușor că ne putem aștepta la rezultate diferite în funcție de felul în care va fi orientat vectorul luminos (electric) perpendicular pe planul de incidență, sau cuprins în acest plan. În primul

¹⁾ Analizînd aceste experiențe putem considera că reflexia pe metal nu influențează asupra caracterului polarizării luminii. Unele efecte mai fine care apar cu ocazia reflexiei pe metal vor fi discutate mai tîrziu (§ 135).

caz (fig. 213, *a*) lumina reflectîndu-se, vectorul electric își va păstra direcția paralelă cu ea însăși și prin urmare, undele incidentă și reflectată vor interfera, dînd naștere unor unde staționare cu o distribuție spațială a nodurilor și ventrelor și prin urmare și cu o distribuție stratificată a argintului redus (v. § 23). Dacă însă vectorul electric este cuprins în planul de incidență, atunci, prin reflexie el se va roti o dată cu frontul undei cu 90°. În felul acesta,

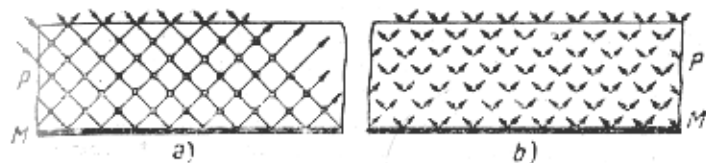


Fig. 213. Experimentele lui Wiener :

a — vectorul electric al luminii incidente este orientat perpendicular pe planul de incidență; *b* — vectorul electric al luminii incidente este situat în planul de incidență.

vectorii electrici din undele incidentă și reflectată vor forma între ei un unghi drept (fig. 213, *b*), așa încît interferența nu mai este posibilă. Rezultanta vectorului electric în întreaga grosime a emulsiei își păstrează o valoare neschimbată și în consecință nu vom obține o depunere stratificată a argintului. În felul acesta, se poate preciza felul în care este orientat vectorul electric al luminii polarizate, îndreptate spre oglinda *M* și prin urmare, se poate stabili direcția vectorului electric, pentru diverse cazuri concrete de polarizare. Aceste experiențe au arătat că în cazul polarizării cu ajutorul turmalinei, vectorul electric are o direcție paralelă cu axa turmalinei; în cazul polarizării prin reflexie pe un dielectric el este situat într-un plan perpendicular pe planul de reflexie (incidență); în cazul refracției printr-un dielectric, el se găsește în planul de refracție (incidență) etc.

§ 95. Legea lui Malus

Funcționarea diverselor dispozitive de polarizare sau de analizare, studiate mai sus (turmalina, oglinda de sticlă, pachetul de lame de sticlă etc.), este tipică pentru toate dispozitivele de acest gen. Lumina naturală se sortează totdeauna în așa fel încît, într-unul din fascicule găsim cu precădere (sau în întregime) raze cu o anumită direcție a vibrațiilor electrice, iar în celălalt, raze avînd o direcție perpendiculară a vibrațiilor electrice. Amestecarea acestor două fascicule ne va da din nou lumină naturală. Uneori, fenomenul este mascat întrucîtva de faptul că unul din aceste fascicule suferă o absorbție mai mult sau mai puțin pronunțată, uneori chiar totală (turmalină, dielectric netransparent). Cele două direcții de vibrație perpendiculare între ele din cele două fascicule care se formează prin polarizare sînt determinate de particularitățile fizice ale polarizatorului întrebunțat; în cazul turmalinei (și a altor cristale) ele sînt determinate de structura cristalului; în cazul oglinzii de direcția planului de incidență

etc. Aceste direcții preferențiale pot fi denumite plane principale P_1 și P_2 , cu mențiunea că $P_1 \perp P_2$.

Dacă lumina naturală trece prin două dispozitive de polarizare, de căror plane principale formează între ele un unghi φ , intensitatea luminii transmise de un asemenea sistem va fi proporțională cu $\cos^2 \varphi$. Această lege a fost formulată în 1810 de către Malus și confirmată prin măsurători fotometrice minuțioase, efectuate de către Arago, care a construit un fotometru bazat pe acest principiu. De asemenea, este interesant de remarcat că Malus a dedus legea care-i poartă numele, bazându-se pe concepția corpusculară a luminii. Din punct de vedere ondulatoriu această lege reprezintă consecința a teoremei de descompunere a vectorilor și a afirmației că intensitatea luminii este proporțională cu pătratul amplitudinii undei de lumină. În felul acesta, legea lui Malus poate fi privită ca o dovadă experimentală directă a afirmației de mai sus. Legea lui Malus stă la baza calculului intensității luminii transmise de polarizorul și analizorul oricărui dispozitiv de polarizare.

§ 96. Lumina naturală

În concluzie, să comparăm încă o dată definițiile luminii naturale și a celei polarizate. *Lumina naturală* reprezintă totalitatea undelor de lumină având toate direcțiile posibile de vibrație care există simultan sau care variază rapid și dezordonat; din punct de vedere statistic această totalitate de unde de lumină este simetrică în raport cu raza, adică se caracterizează prin diversitatea direcțiilor de vibrație.

Lumina liniar-polarizată (sau *plan-polarizată*) reprezintă unde de lumină cu o singură direcție de vibrație (un singur sistem \vec{E} și \vec{H}), adică unde având direcții de vibrație bine precizate. Există forme mai complicate de vibrații ordonate, cărora le corespund alte tipuri de polarizare, de exemplu polarizarea circulară sau eliptică, în care caz extremitatea vectorului electric (și magnetic) descrie un cerc sau o elipsă de o excentricitate oarecare (v. cap. XVII).

Lumina parțial polarizată se caracterizează prin aceea că una din direcțiile de vibrație este preferențială, însă nu este exclusivă. Raza nu mai este în acest caz o axă de simetrie. Lumina parțial polarizată poate fi considerată ca un amestec de lumină naturală și polarizată.

Majoritatea izvoarelor (corpuri incandescente, gaze luminescente) emit lumină apropiată de cea naturală, deși unele urme de polarizare se observă aproape totdeauna și se explică prin emisia unor pături mai profunde ale substanței. Această radiație străbate un anumit strat de substanță și suferă o polarizare parțială, similară cu cea observată la trecerea luminii printr-un strat de dielectric.

Există o serie de considerente pentru a presupune că lumina emisă de un atom oarecare își păstrează caracterul de polarizare neschimbat în decursul unui timp suficient de lung în comparație cu perioada de vibrație. În adevăr, interferența luminii poate fi observată la diferențe de drum foarte mari (pînă la un milion de lungimi de undă), cînd interferă între ei

unde emise la începutul și la sfîrșitul intervalului care cuprinde un milion de vibrații. Faptul că interferența este posibilă și în acest caz, dovedește că prima și cea de a milioana vibrație corespund unui același tip de vibrație, adică caracterul polarizării se păstrează pentru un număr destul de mare de vibrații. În felul acesta, în emisia *diverșilor* atomi, în condiții favorabile (gaz rarefiat), se pot păstra neschimbate nu numai faza inițială, ci și caracterul vibrației pentru un interval de timp suficient de lung ($\approx 10^{-8}$ s).

Practic însă, observăm simultan emisia a miliarde de atomi care emit lumină polarizată cu caractere de polarizare sau orientări diferite. Afară de aceasta și fiecare atom, după efectuarea cîtorva sute de mii de vibrații reîncepe procesul de emisie, prezentînd un nou caracter de polarizare. În felul acesta, de obicei, se observă o infinitate de orientări posibile ale vectorilor \vec{E} și \vec{H} și o variație rapidă a acestor orientări ceea ce constituie lumina naturală. Pînă ce lumina ajunge de la atomii emițători la observator, ea poate suferi o serie de acțiuni care introduc o anumită polarizare, pe care de obicei nici nu o observăm. Numai în condiții speciale de observare (lumina difuzată de atmosferă, lumina reflectată pe suprafața apei etc.) fracțiunea de lumină polarizată poate crește simțitor.

CAPITOLUL XVI

POLARIZAREA PRIN DUBLĂ REFRACTIE ¹⁾

§ 97. Dubla refracție și polarizarea luminii la trecerea printr-un cristal de spat de Islanda

Spatul de Islanda este o varietate de carbonat de calciu (CaCO_3), care cristalizează sub forma unor cristale din sistemul romboedric. El prezintă un fenomen de dublă refracție extrem de pronunțat. Deoarece în stare naturală aceste cristale pot fi găsite sub forma unor bucăți optic pure suficient de mari, nu este de mirare că tocmai aceste cristale au servit prima dată pentru observarea fenomenului de dublă refracție și pentru descoperirea polarizării undelor de lumină legată de acest fenomen. Pînă astăzi, spatul de Islanda reprezintă cel mai bun material pentru studiul și demonstrarea acestor fenomene cum și pentru confecționarea aparatelor optice, bazate pe polarizarea luminii, deși actualmente se cunoaște un număr foarte mare de cristale naturale și artificiale care prezintă proprietăți similare.

Cristalul de spat de Islanda clivează foarte ușor sub forma unor romboedri; romburile care limitează cristalul au unghiuri de $101^\circ 52'$ și $78^\circ 8'$ (fig. 214). Dacă pe un asemenea cristal cade un fascicul îngust de lumină, după refracție el va da două fascicule, avînd direcțiile întrucîtva diferite. Dacă fasciculul incident este suficient de îngust, iar cristalul suficient

¹⁾ În capitolul de față se expun doar cunoștințele preliminare cu privire la trecerea luminii prin cristalul de spat de Islanda, necesare pentru înțelegerea polarizării luminii. Problema trecerii luminii prin cristale va fi studiată mai în amănunt în capitolul XXV.

de gros, atunci din cristal vor ieși două fascicule paralele cu fasciculul incident (ca la orice trecere a luminii printr-o lamă plan-paralelă), perfect separate între ele.

Chiar în cazul când fasciculul primar este normal pe fața naturală a cristalului, adică atunci când unghiul de incidență este egal cu zero, fasciculul refractat se împarte în două, unul continuând în direcția inițială, iar cel de al doilea deviază (fig. 214) unghiul de refracție devine diferit de zero.

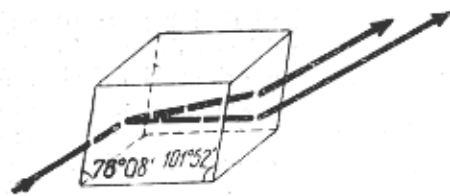


Fig. 214. Trecerea luminii printr-un cristal de spat de Islanda (dublă refracție).

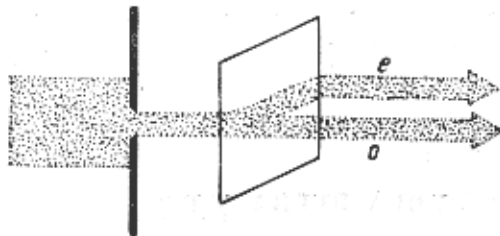


Fig. 215. Dublă refracție a luminii care cade normal pe o față naturală a unui cristal de spat de Islanda.

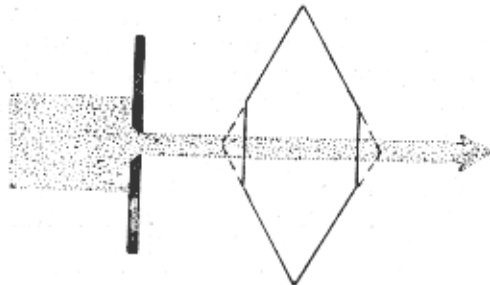


Fig. 216. Dublă refracție nu se observă în cazul trecerii luminii în lungul axei optice a cristalului de spat de Islanda.

izotrop obișnuit. Această direcție formează anumite unghiuri cu fețele cristalului natural; în cazul unei bucăți de cristal având forma de romboedru regulat această direcție este paralelă cu diagonala care unește unghiurile obtuze ale romboedrului. Această direcție se numește *axa optică* a cristalului. Existența axei optice la un cristal de spat de Islanda se poate dovedi ușor luând o bucată de cristal la care s-au șlefuit

pe ambele părți două plane perpendiculare pe direcția indicată (fig. 216 și 217). Fasciculul de lumină, orientat perpendicular față de aceste plane, va trece prin cristal fără să se descompună. Dacă planele șlefuite sînt suficient de mari, ne putem convinge că orice direcție perpendiculară pe acestea se bucură în orice loc, de proprietatea de axă optică. Cu alte cuvinte, orice dreaptă paralelă cu direcția găsită constituie o axă optică a cristalului.

În felul acesta, axa optică reprezintă în cristal o anumită direcție și nicidecum o anumită linie, ceea ce este perfect explicabil, deoarece diversele porțiuni ale cristalului trebuie să prezinte proprietăți identice. Așadar, prin orice punct al unui cristal de spat de Islanda putem duce o axă optică. Orice plan care trece prin axa optică poartă denumirea de *secțiune principală* sau *plan principal* al cristalului. De cele mai multe ori utilizăm secțiunea principală care conține raza luminoasă.

Să studiem ceva mai în amănunt experiența în care raza luminoasă cade normal pe o față naturală a cristalului. Planul principal îl vom duce prin raza incidentă (prin normala pe cristal). Experiența arată că în interiorul cristalului se propagă două raze, dintre care una (cea ordinară), este în prelungirea razei incidente, iar cea de-a doua (raza extraordinară) este deviată și situată împreună cu prima în planul principal. Din cristal ies două raze situate în planul principal și paralele cu raza incidentă, însă deplasate una față de cealaltă. Rotind cristalul în jurul direcției razei incidente, una din razele refractate rămîne imobilă, iar cea de-a doua se rotește în jurul celei dintîi.

Dacă studiem cele două raze emergente cu ajutorul unei lame de turmalină sau a unei oglinzi de sticlă, constatăm că ambele raze sînt polarizate și anume în plane perpendiculare între ele. Vibrația electrică a razei ordinare se face perpendicular pe planul principal, iar a celei extraordinare în planul principal. Proprietățile ambelor raze la ieșirea din cristal, cu excepția direcției de polarizare, nu diferă de la o rază la alta, așa încît denumirea de „extraordinară” are sens doar în interiorul cristalului. Intensitățile ambelor raze sînt egale¹⁾.

Dacă unul din fascicule, părăsind primul cristal, cade normal pe fața unui alt cristal, se obțin din nou două fascicule situate în planul principal

¹⁾ Amintim că descriem fenomenele care au loc într-un cristal de spat de Islanda. Ele sînt tipice pentru un grup mare de cristale care au o singură axă optică și care se numesc cristale uniaxe. În cristalele *biaxe* fenomenele care au loc sînt mai complicate; aici nici una din raze nu poate fi numită ordinară. În multe cristale uniaxe se întîmplă ca intensitatea uneia din cele două raze să fie mai mică decît a celeilalte, din cauza absorbției care are loc în cristal. Acest fenomen poartă denumirea de *dicroism* sau absorbție selectivă. Un cristal dicroic este cristalul de turmalină, în care raza ordinară este absorbită practic integral, chiar pentru o grosime de circa 1 mm (v. § 98, c).

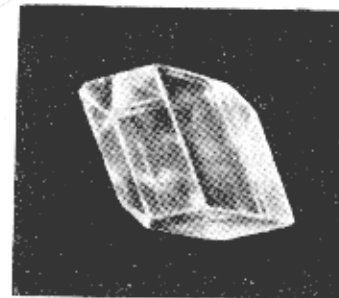


Fig. 217. Cristal natural de spat de Islanda la care s-au șlefuit două fețe, perpendiculare pe axa optică.

al celui de al doilea cristal și polarizate ca și înainte în raport cu principal al celui de al doilea cristal. În felul acesta, direcția de polarizare depinde doar de orientarea cristalului, fără să fie legată de faptul că lumina incidentă este polarizată sau naturală. Intensitățile ambelor vor depinde însă, în cazul când raza incidentă este polarizată, de unghiul dintre direcția de vibrație a razei polarizate incidentă și planul principal al celui de al doilea cristal. În adevăr, în cel de al doilea cristal vibrația razei extraordinare, situate în planul principal al cristalului al doilea, este mează un unghi α cu vibrațiile din lumina polarizată incidentă, iar direcțiile de vibrație ale razei ordinare formează cu acestea unghiul $\frac{\pi}{2} - \alpha$.

amplitudinea razei incidente pe cel de al doilea cristal este A , amplitudinile celor două raze care părăsesc cristalul vor fi respectiv :

$$a = A \sin \alpha \text{ (pentru raza ordinară);}$$

$$b = A \cos \alpha \text{ (pentru raza extraordinară), iar intensitățile lor se găsesc în raportul :}$$

$$\frac{I_o}{I_e} = \frac{a^2}{b^2} = \frac{\sin^2 \alpha}{\cos^2 \alpha} = \text{tg}^2 \alpha \quad (97.)$$

în conformitate cu legea lui Malus.

Experiența confirmă în întregime aceste calcule. Dacă așezăm, de exemplu, două cristale unul în spatele celuilalt și oprim una din raze, străduindu-ne pe un ecran urmele celor două fascicule I_o și I_e în care se descompune cea de-a doua rază, constatăm că intensitățile lor relative depind de orientarea reciprocă a cristalelor K_1 și K_2 . Rotind cristalul K_2 în jurul razei ordinare, cu 360° , vom forța pata I_e să înconjoare pata I_o ; de remarcat că raportul intensităților lor se va schimba așa cum arată formula $\frac{I_o}{I_e} = \text{tg}^2 \alpha$ (v. exemplu citit 133).

§ 98. Dispozitive de polarizare

În paragraful precedent am menționat că indicii de refracție ai cristalelor pentru razele ordinare și extraordinare sînt diferiți. Așa bunăoară, în cazul spatului de Islanda $n_o = 1,658$ iar n_e poate lua toate valorile posibile între 1,486 și 1,658, în funcție de direcția razei în cristal. Cristalele pentru care, ca și în cazul spatului de Islanda, $n_e \leq n_o$, se numesc *negative*. Cristalele pentru care $n_e \geq n_o$ (de exemplu cuarțul) se numesc *pozitive*. Pe deosebire de mare dintre n_o și n_e se bazează utilizarea spatului de Islanda pentru separarea razei ordinare, polarizate după direcții perpendiculare între ele. În acest scop se poate utiliza un cristal de spat de Islanda, situînd înaintea feței acestuia o mică diafragmă (așa cum arată fig. 215). Oprind unul din fascicule, se poate obține un fascicul polarizat după o direcție dată.

Mult mai convenabilă este utilizarea nu a cristalelor simple, ci a combinațiilor ale acestora, care poartă denumirea de prisme polarizante. Se utilizează prisme de două tipuri : prisme care dau un singur fascicul polarizat într-un plan oarecare (prisme polarizante) și prisme care dau

fascicule polarizate după două direcții perpendiculare între ele (prisme birefringente). Primele sînt construite de cele mai multe ori pe principiul reflexiei totale a uneia din raze pe o suprafață de separare oarecare, în timp ce cealaltă rază, pentru care cristalul are un alt indice de refracție, străbate suprafața (Nicol, 1828). Ultimele se bazează pe diferența dintre indicii de refracție pentru razele ordinare și extraordinare, spre a le putea depărta cît mai mult una de cealaltă. Tipurile de prisme cel mai des întrebuițate sînt următoarele, a căror construcție se înțelege ușor din figuri.

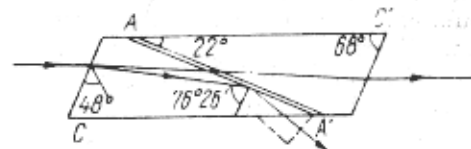


Fig. 218. Prisma polarizantă a lui Nicol (nicolul).

a) **Prisme polarizante.** Nicolul nu este altceva decît o prismă confecționată din spat de Islanda, tăiat așa cum arată fig. 218. Prisma se taie după linia AA' , iar apoi se lipește cu balsam de Canada, al cărui indice de refracție $n = 1,550$ se situează între indicii n_o și n_e corespunzători razelor ordinare și extraordinare. Raportul muchiilor este $\frac{AC'}{AC} = 3,65$.

Axa formează un unghi de 48° cu fața de intrare. În cazul unui unghi de incidență convenabil, raza ordinară suferă o reflexie totală pe stratul de balsam de Canada și este absorbită de fața inferioară înnegrită. În cazul unor prisme de dimensiuni mari, pentru a se evita încălzirea prismei, raza este scoasă din cristal cu ajutorul unei mici prismă, lipită de cristal, reprezentată în fig. 218, punctat. Raza extraordinară părăsește cristalul mergînd paralel cu fața $A'C$. Abaterea maximă a razelor incidente de la paralelism (unghiul de deschidere al fasciculului), pentru care lumina care părăsește prisma mai este încă total polarizată este de 29° .

Alte tipuri de prisme polarizante sînt indicate în fig. 219 și 220 ; și acestea se confecționează din spat de Islanda. Construcția lor se înțelege

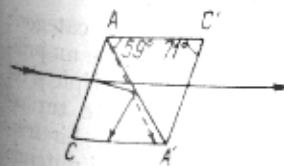


Fig. 219. Prisma polarizantă scartată, avînd un strat de aer

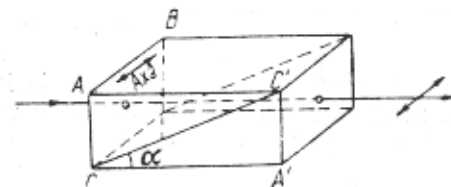


Fig. 220. Prisma polarizantă a cărei față frontală este perpendiculară pe muchii.

din figuri. Linia punctată din fig. 219 indică direcția axei optice. Cele două jumătăți sînt separate printr-o pătură de aer AA' ; raportul muchiilor este $\frac{AC'}{AC} = 0,9$. În cazul unui unghi de incidență convenabil, raza ordinară suferă o reflexie totală pe stratul de aer, iar raza extraordinară trece mai departe. Abaterea de la paralelism a fasciculului incident (unghiul de deschidere) pentru care lumina care trece prin prismă mai este încă total polarizată, este

doar de 8°, ceea ce este mult mai puțin convenabil decât în cazul nicolului, în schimb, această prismă este mult mai scurtă și prin urmare mult mai ușoară (dacă se lucrează cu o aceeași secțiune). Afară de aceasta ea poate fi utilizată și în ultraviolet, deoarece nu conține balsam de Canada, care ar absorbi lumina ultravioletă.

În prisma reprezentată în fig. 220 planele frontale sînt tăiate perpendicular pe muchii, ceea ce asigură condiții mult mai favorabile pentru utilizare. Axa optică este paralelă cu AB . Lipirea se face cu balsam de Canada sau glicerină.

În cazul cînd lipirea se face cu glicerină ($n = 1,474$, transparentă pentru ultravioletul apropiat) caracteristicile prisme sînt următoarele:

$$\alpha = 17^{\circ}20', \frac{AC'}{AC} = 3,2; \text{ unghiul de deschidere } 32^{\circ}6'.$$

Prisma de tipul indicat se mai poate face și cu strat de aer. În acest caz datele sînt următoarele: $\alpha = 50^{\circ}, \frac{AC'}{AC} = 0,85$, unghiul de deschidere 8° .

Prisma poate fi folosită și în lumină ultravioletă.

b) **Prisme birefringente.** 1. *Prisma din spat de Islanda și sticlă* (fig. 221). Axa optică este perpendiculară pe planul figurii, $n_o = 1,66$, $n_{sticlă} = 1,48$, $n_e = 1,486$. Raza ordinară se refractă în spat și în sticlă (de două ori), fiind puternic deviată. Raza extraordinară părăsește prisma aproape fără deviere, deoarece indicele de refracție al sticlei se alege în așa fel încît să fie apropiat de n_e .

2. *Prisme confecționate din două bucăți de spat de Islanda avînd axe cristalografice orientate diferit.* Construcția și funcționarea lor se înțeleg

din fig. 222, a , b și c . Deosebirea dintre cele două prisme constituente consistă doar în orientarea diferită a axelor optice, fapt în urma căruia se schimbă unghiul dintre raze.

În fig. 221 și 222 unghiurile dintre raze sînt reprezentate exagerat.

c) **Lame dicroice.** Există o altă categorie de dispozitive de polarizare, bazate pe un principiu cu totul diferit; reprezentantul tipic și cel mai simplu al acestor dispozitive este turmalina. Turmalina reprezintă un cristal birefringent

în care una din raze (cea ordinară) este absorbită mult mai puternic decât cealaltă. Din această cauză, dintr-o lamă de turmalină, cele două raze polarizate în plane perpendiculare între ele, ies cu o diferență mare de intensitate, obținîndu-se lumină parțial polarizată. Dacă se utilizează o lamă de turmalină suficient de groasă (circa 1 mm), atunci în lumină vizibilă raza ordinară va fi practic absorbită în întregime, așa încît lumina care va părăsi dispozitivul va fi plan polarizată.

Deoarece pentru anumite lungimi de undă și raza extraordinară prezintă o apreciabilă absorbție, rezultă că turmalina, pentru grosimea aleasă, va fi colorată: turmalina este așa dar nu numai un dispozitiv de polarizare dar și un filtru optic, lăsînd practic să treacă regiunea razelor galben-verde.

bineînțeles că acest fapt constituie un mare dezavantaj al turmalinei, considerată ca dispozitiv de polarizare; pe de altă parte însă, unghiul de deschidere al turmalinei este foarte mare, ceea ce uneori poate prezenta un interes deosebit.

Deosebirea în ceea ce privește absorbția razelor polarizate diferit, atrage după sine o deosebire în absorbția luminii naturale, în funcție de direcția de propagare, deoarece de aceasta din urmă depinde orientarea vectorului electric al undei față de direcțiile cristalografice. Această deosebire

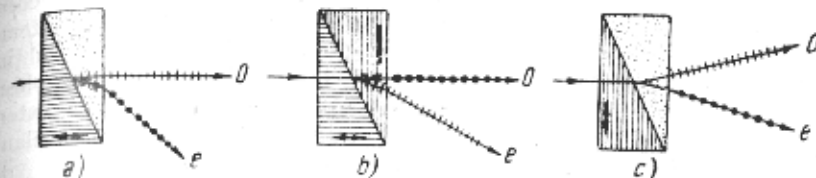


Fig. 222. Diverse prisme birefringente, confecționate din spat de Islanda.

în absorbție, depinzînd și de lungimea de undă, duce la aceea că un cristal prezintă culori diferite, după direcții diferite. Fenomenul poartă denumirea de *dicroism* (sau mai bine zis *pleocroism*, culori multiple) și caracterizează probabil, într-o măsură mai mare sau mai mică, toate cristalele birefringente. În cazul turmalinei acest fenomen a fost descoperit de către Biot și Seebeck (1816).

În ultima vreme, substanțele dicroice au căpătat o importanță deosebită, datorită invenției *polaroizilor*, *Polaroidul* nu este altceva decât o peliculă de cristal cu proprietăți dicroice foarte pronunțate, herapatita (iodosulfat de chinină), obținută de către Herapath în 1852. O peliculă de herapatită, avînd o grosime de numai 0,1 mm, absorbe practic în întregime una din raze, constituind chiar într-un strat atît de subțire un dispozitiv de polarizare perfect. S-a propus o metodă pentru obținerea unor suprafețe destul de mari, acoperite cu mici cristale de herapatită, orientate în același mod și reprezentînd în felul acesta dispozitive de polarizare cu o suprafață mare. Foi de celuloid, prelucrate după o asemenea metodă, au fost puse în vânzare în 1935 sub denumirea de *polaroizi*. Astăzi există cîteva varietăți de lame dicroice, confecționate în genul *polaroizilor* și care utilizează atît herapatita cît și alte substanțe; de asemenea există plăci cristaline destul de mari (pînă la 60 mm) de herapatită etc. Dezavantajul lamelor dicroice consistă într-o transparență mai mică în comparație cu prismele confecționate din spat de Islanda, precum și într-o oarecare selectivitate, adică dependență a absorbției, de lungimea de undă, așa încît *polaroizii* de astăzi, lasă să treacă extremitățile roșie și violetă ale spectrului numai parțial polarizate. Aceste dezavantaje sînt compensate însă, în multe probleme practice, prin posibilitatea pe care o avem de a lucra cu dispozitive de polarizare ieftine, care au un unghi de deschidere de aproape 180° și o suprafață foarte mare (cîțiva decimetri pătrați). Una din aplicațiile practice ale *polaroizilor* este folosirea lor în transporturile cu automobilul, pentru protejarea șoferului de lumina orbitoare a farurilor vehiculelor care circulă în sens opus (v. exercițiul 137).

CAPITOLUL XVII

INTERFERENȚA RAZELOR POLARIZATE

§ 99. Experiențele lui Fresnel și Arago și importanța lor pentru teoria elastică a luminii

După cum s-a mai menționat în § 18, interferența a două raze coerente se realizează atunci când direcțiile de vibrație ale razelor care interacționează coincid. Am văzut de asemenea că metoda lui Fresnel pentru obținerea a două fascicule coerente asigură în experiențele interferențiale obișnuite o asemenea coincidență a direcțiilor de vibrație a razelor care interferează.

Posibilitatea obținerii undelor de lumină, polarizate într-un plan dat, permite să se studieze problema interacțiunii undelor ale căror vibrații sînt perpendiculare între ele. Experiențele fundamentale în această direcție au fost efectuate de către Arago și Fresnel (1816). Ei au arătat că dacă într-o experiență interferențială obișnuită facem ca cele două raze să fie polarizate după două direcții perpendiculare între ele, nu vom putea observa o figură de interferență, adică o anumită distribuție a maximelor și minimelor.

Experiențe de acest gen pot fi realizate, de exemplu, în felul următor. Să luăm un sistem interferențial oarecare în care cele două fascicule de lumină sînt suficient de depărtate unul de celălalt. În drumul fiecărui fascicul să așezăm câte unul din polarizori N_1 și N_2 ¹⁾. Dacă N_1 și N_2 sînt astfel orientați încît direcțiile de vibrație ale ambelor raze coincid, se observă o figură de interferență obișnuită. Dacă însă vom roti unul din polarizori cu 90° , câmpul vizual va deveni uniform și nu vom observa nici o alternanță de intensitate.

Figura de interferență va apărea din nou dacă vom roti și al doilea polarizor cu 90° .

Importanța istorică a experiențelor de acest gen a fost foarte mare. Ele au arătat că în cazul interacțiunii undelor coerente, polarizate după direcții perpendiculare între ele, intensitatea rezultantă este egală cu suma intensităților componentelor. Însă la însumarea a două vibrații, aceasta are loc doar dacă vibrațiile sînt riguros perpendiculare. În adevăr, doar în acest caz $A^2 = a^2 + b^2$, unde A este amplitudinea vibrației rezultante, iar a și b amplitudinile vibrațiilor componente. În felul acesta, din experiențele lui Fresnel și Arago rezultă că în cazul vibrațiilor luminoase, polarizate după direcții perpendiculare între ele, vibrațiile luminoase sînt riguros perpendiculare între ele. Aceasta înseamnă că, în unda de lumină, componenta longitudinală lipsește cu desăvîrșire. Această concluzie, de altfel foarte naturală din punct de vedere al teoriei electromagnetice, a fost făcută la timpul său de către Young și Fresnel în cadrul teoriei elastice a luminii, ducînd la că-

¹⁾ Presupunem că polarizorii sînt suficient de identici pentru a nu introduce o diferență de drum suplimentară pentru una din razele care interferează. În caz contrar, în cazul razelor mai trebuie introdusă o lamă compensatoare. Fresnel a utilizat drept polarizori plăci de sticlă.

cultăți foarte mari. Admiterea existenței unui mediu în care să se efectueze vibrații riguros transversale și în care să nu fie posibile vibrațiile longitudinale, este incompatibilă cu proprietățile unui mediu elastic obișnuit, chiar solid. Dacă se admite totuși existența unui astfel de mediu, trebuie să se facă o serie de ipoteze cu privire la condițiile la limită, incompatibile cu mecanica mediilor obișnuite, pentru a se putea înțelege legile reflexiei și refracției luminii (v. § 129).

În ciuda dificultăților indicate, experiențele lui Fresnel și Arago au obligat să se recunoască transversalitatea riguroasă a undelor de lumină.

§ 100. Polarizarea eliptică și circulară a luminii

Lipsa alternării intensităților în experiențe analoge cu cele ale lui Fresnel și Arago nu înseamnă însă că două vibrații luminoase perpendiculare între ele, interacționînd, nu pot duce la anumite schimbări în ceea ce privește proprietățile razei de lumină care să fie accesibile observațiilor experimentale.

Să studiem rezultatul compunerii a două unde de lumină transversale, polarizate după două direcții perpendiculare între ele și avînd amplitudini

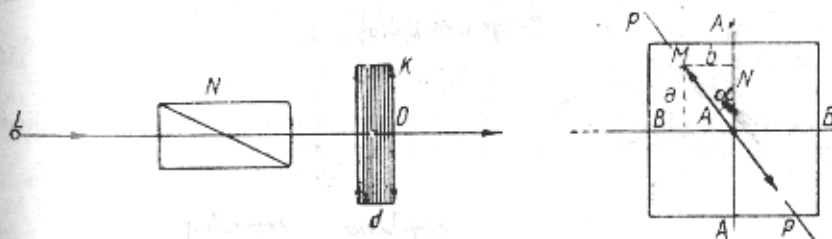


Fig. 223. Schemă pentru obținerea luminii polarizate eliptic:

L — izvor de lumină; N — polarizor; K — lamă cristalină. Dreapta: descompunerea vectorului luminos după direcțiile principale ale lamei.

diferite și o oarecare diferență de fază. Un asemenea caz poate fi ușor realizat experimental în felul următor. Lumina, de o anumită lungime de undă¹⁾, trece printr-un polarizor N, devenind plan polarizată; ea cade apoi pe o lamă cristalină K de grosime d , tăiată dintr-un cristal uniax, paralel cu axa optică (fig. 223), așa încît direcția razei să fie perpendiculară pe suprafața lamei K. Prin lamă se vor propaga, după aceeași direcție însă cu viteze diferite, două raze polarizate după două direcții perpendiculare între ele, denumite de obicei direcții principale ale lamei cristaline. Într-una din aceste raze vibrațiile electrice sînt orientate în lungul axei, adică după AA'

¹⁾ Adică aparținînd unui interval spectral limitat. În cazul cînd lumina nu este suficient de monocromatică, trebuie să se țină seamă de observația făcută la sfîrșitul acestui paragraf (pag. 371).

(raza extraordinară cu indicele de refracție n_e), în cealaltă, ele vor fi orientate perpendicular pe axă, adică după BB (raza ordinară cu indicele de refracție n_o).

Să presupunem că direcția de vibrație în lumina incidentă polarizată formează un unghi α cu una din direcțiile principale ale lamei, de exemplu cu aceea paralelă cu axa optică AA . Dacă amplitudinea unei incidente $OM = A$, atunci amplitudinile vibrațiilor razelor extraordinară și ordinară vor fi egale respectiv cu:

$$a = A \cos \alpha, \quad b = A \sin \alpha.$$

Străbătând lama de grosime d , aceste două raze vor căpăta o diferență de drum egală cu $(n_o - n_e)d$. Prin urmare, din punct de vedere al fazei, raza ordinară va rămîne în urmă cu

$$\varphi = \frac{2\pi}{\lambda} (n_o - n_e) d. \quad (100.1)$$

Compunerea a două vibrații reciproc perpendiculare cu amplitudinii și faze diferite va duce la formarea unei vibrații eliptice, adică a unei vibrații la care extremitatea vectorului rezultat descrie o elipsă cu aceeași pulsație ω , cu care se efectuează vibrațiile componente.

În adevăr, vibrațiile în cele două raze, care au străbătut lama vor fi:

$$\left. \begin{aligned} x &= A \cos \alpha \cos \omega t = a \cos \omega t, \\ y &= A \sin \alpha \cos (\omega t - \varphi) = b \cos (\omega t - \varphi). \end{aligned} \right\} \quad (100.2)$$

Pentru a obține traiectoria vibrației rezultante trebuie să eliminăm timpul t din cele două ecuații. Relațiile noastre vor da:

$$\cos \omega t = \frac{x}{a},$$

$$y = b (\cos \omega t \cos \varphi + \sin \omega t \sin \varphi),$$

sau

$$\sin \omega t \sin \varphi = \frac{y}{b} - \frac{x}{a} \cos \varphi.$$

Ridicînd la pătrat și adunînd cu

$$(\cos \omega t \sin \varphi)^2 = \frac{x^2}{a^2} \sin^2 \varphi,$$

obținem:

$$\frac{x^2}{a^2} + \frac{y^2}{b^2} - \frac{2xy}{ab} \cos \varphi = \sin^2 \varphi. \quad (100.3)$$

adică ecuația unei elipse. Forma elipsei precum și orientarea ei față de axă depind de valorile lui α și φ .

În felul acesta, prin trecerea luminii plan polarizate printr-o lamă cristalină, obținem, în general, o undă de lumină în care extremitățile vectorilor \vec{E} și \vec{H} descriu niște elipse. O asemenea lumină se numește polarizată eliptică.

Să studiem acum cîteva cazuri particulare.

a) Grosimea lamei este astfel aleasă încît diferența de drum dintre cele două raze reprezintă un sfert de undă („lama sfert de undă“):

$$(n_o - n_e) d = \frac{\lambda}{4}. \quad (100.4)$$

În acest caz $\varphi = \frac{\pi}{2}$ și ecuația elipsei va căpăta forma:

$$\frac{x^2}{a^2} + \frac{y^2}{b^2} = 1,$$

adică o elipsă raportată la axele principale. Raportul dintre axele a și b depinde de valoarea unghiului α .

În particular, pentru $\alpha = 45^\circ$, avem $a = b$, așa că elipsa se transformă într-un cerc a cărui ecuație este:

$$x^2 + y^2 = a^2. \quad (100.5)$$

În acest caz obținem, prin urmare, lumină polarizată după un cerc (polarizare circulară). Deci, pentru a obține lumină polarizată circular este necesar să compunem două unde coerente cu amplitudini egale și avînd o diferență de fază de $\frac{\pi}{2}$; cele două unde trebuie să fie polarizate în două

plane perpendiculare între ele. Această situație se poate obține, de exemplu, trecînd lumină plan polarizată printr-o lamă sfert de undă în așa fel încît planul de polarizare al razei incidente să formeze un unghi de 45° cu direcțiile principale ale lamei.

Pentru a realiza o diferență de drum de un sfert de undă s-ar putea utiliza o lamă de mică¹⁾ de grosime $0,027 \text{ mm} = 27\mu$ (pentru lumina galbenă emisă de o flacără de sodiu).

Deși confecționarea unor asemenea lame nu prezintă dificultăți deosebite, totuși este preferabil să se utilizeze lame mai groase, care produc o diferență de drum egală cu $(m + \frac{1}{4})\lambda$ în care m este un număr întreg oarecare (v. exercițiul 140).

În funcție de orientarea lamei sfert de undă, diferența de fază introdusă este egală cu $+\frac{\pi}{2}$ sau $-\frac{\pi}{2}$, adică componenta în lungul axei OX va fi în avans sau va rămîne în urmă cu $\frac{\pi}{2}$, ca fază, în raport cu componenta

¹⁾ Mica este un cristal biax, în care noțiunea de rază ordinară nu mai are sens. Cum însă fenomenul de dublă refracție are loc și în mică, putem totuși folosind o lamă de mică să introducem o anumită diferență de drum între cele două componente, perpendiculare între ele.

după axa OY . În funcție de aceasta, vectorul rezultat se va roti în *sensul acelor de ceasornic* (spre stânga) sau *în sensul acestora* (spre dreapta). Din această cauză se face distincție între polarizarea eliptică sau *circulară stângă* sau *dreaptă*.

b) Lama se ia în așa fel încît diferența de drum dintre cele două raze să fie de o jumătate de undă („lama semiundă”):

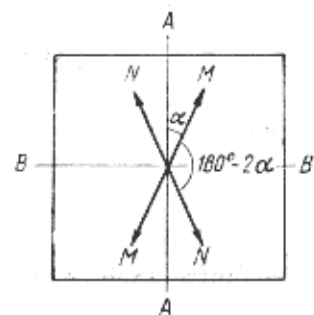


Fig. 224. Acțiunea unei lame semiundă: sub acțiunea lamei, direcția vibrațiilor, NN' , trece din cadranele 1-3 în cadranele 2-4 (MM'), rotindu-se cu unghiul $180^\circ - 2\alpha$.

$$(n_o - n_e) d = \frac{\lambda}{2},$$

sau

$$(n_o - n_e) d = \left(m + \frac{1}{2}\right) \lambda, \quad (100.6)$$

adică,

$$\varphi = \pi.$$

În acest caz elipsa degenează în două drepte confundate

$$\frac{x}{a} + \frac{y}{b} = 0, \quad (100.7)$$

adică lumina rămîne plan polarizată, însă direcția de vibrație trece de exemplu din cadranele 1-3 în cadranele 2-4, rotindu-se cu unghiul de $180^\circ - 2\alpha$ (v. fig. 224).

c) Lama de 1λ („lama undă”):

$$(n_o - n_e) d = \lambda = m\lambda, \quad \text{adică } \varphi = 2\pi. \quad (100.8)$$

Elipsa degenează într-o pereche de drepte de ecuație:

$$\frac{x}{a} - \frac{y}{b} = 0, \quad (100.9)$$

adică, raza rămîne plan polarizată, fără să se schimbe direcția de vibrație.

Toate raționamentele precedente se referă la lumina de o anumită lungime de undă, adică la un interval spectral îngust. Atunci cînd există lungimi de undă diferite trebuie luat în considerare faptul că indicele de refracție pentru cele două raze depind de lungimea de undă (dispersie) așa încît diferența lor variază și ea în funcție de lungimea de undă. Din această cauză putem folosi trecerea luminii polarizate printr-un cristal pentru separarea a două lungimi de undă apropiate (monocromatorul prin polarizare al lui Wood) (v. exercițiul 152).

§ 101. Structura luminii naturale

În toate raționamentele expuse în paragraful precedent se presupune că lumina care cade pe o lamă cristalină este *plan polarizată*. Dacă lumina incidentă ar fi fost naturală (s-ar fi putut reprezenta ca o sumă de foarte multe unde, polarizate după toate direcțiile posibile), lumina care ar părăsi lama ar reprezenta totalitatea undelor polarizate eliptic, fără să existe vreo orientare preferențială a elipselor, cu alte cuvinte lumina ar rămîne naturală.

De aceea, pentru a obține cu ajutorul unei lame cristaline lumină polarizată eliptic, este necesar să polarizăm liniar lumina incidentă. De remarcă însă că și trecerea luminii naturale printr-o lamă cristalină introduce anumite schimbări în structura internă a luminii, transformînd de exemplu lumina naturală, formată din totalitatea undelor plan polarizate, orientate în toate modurile posibile, iarăși în lumină naturală, de data aceasta însă prezentînd

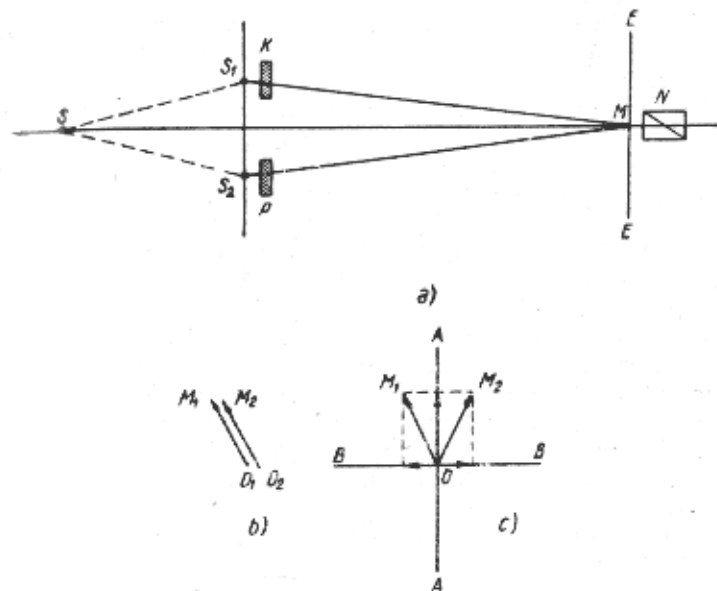


Fig. 225. Experimenta lui S. I. Vavilov pentru lămurirea structurii luminii naturale:

a) - schema instalației; S - izvorul de lumină naturală; S_1 și S_2 - două imagini coerente ale acestuia; K - lamă semiundă; P - lamă compensatoare; EE' - planul de observare; M_1 și M_2 - direcțiile vectorilor luminoși ai razelor provenite din S_1 și S_2 , înainte de trecerea prin lamele K și P; c) - direcțiile vectorilor luminoși după trecerea luminii prin lamele K și P.

totalitatea unor unde polarizate eliptic avînd toate orientările posibile. Această modificare poate fi constatată experimental așa cum a arătat S. I. Vavilov.

Să separăm un fascicul oarecare de lumină naturală în două fascicule coerente, folosind unul din dispozitivele interferențiale cunoscute. Întîlnindu-se, fasciculele vor da o figură de interferență obișnuită, de exemplu, avînd un maxim situat în centrul cîmpului. Acum să așezăm în drumul unuia din fasciculele naturale care interferă o lamă cristalină semiundă, K; în același timp să introducem în drumul celui de al doilea fascicul o lamă de sticlă P, convenabil aleasă, pentru a compensa diferența de drum care a intervenit (fig. 225). De data aceasta, cele două fascicule, deși au rămas coerente, nu vor mai da figura de interferență așteptată: cîmpul se constată a fi uniform iluminat. Prin aceasta se pune în evidență schimbarea structurii interne a luminii naturale despre care a fost vorba mai înainte.

Pentru a înțelege fenomenele care au loc, să ne închipuim lumina naturală din fasciculul inițial ca fiind totalitatea unor unde plan polarizate având toate direcțiile posibile de polarizare. În partea de lumină care trece prin lama semiundă se va produce o rotire a direcției de polarizare (trecurând din cadranele 1-3 în cadranele 2-4) (v. § 100, b). În felul acesta, vedem dintr-un fascicul luminos ai razelor coerente, care în lipsa lamei aveau aceeași direcție (fig. 225, b) acum, datorită acțiunii lamei asupra unuia din fascicule, nu vor mai coincide ca direcție (fig. 225, c). Interferența lor este imposibilă, deși nu putem spune că avem în acest caz o aceeași situație dezordonată ca în cazul suprapunerii unor raze necoerente.

Să descompunem fiecare din vectorii luminoși în două componente după direcțiile AA și BB , orientate după bisectoarele unghiului format de vectori. Fiecare pereche de componente, fiind coerente și având aceeași direcție, vor da fenomenul de interferență. Însă, acțiunea lamei seminundă se manifestă prin aceea că în timp ce componentele după AA și-au păstrat vechea diferență de fază, componentele după BB se constată a fi deplasate suplimentar cu π (deoarece proiecțiile lor după BB sînt orientate în sensuri opuse). De aceea, în timp ce primele două dau o figură de interferență cu un maxim situat, ca și înainte, în centrul cîmpului, ultimele două dau o figură de interferență cu un minim situat în centrul cîmpului, adică o figură de interferență deplasată cu o jumătate de franjă. Cum însă, în medie, intensitățile celor două componente sînt aceleași (în lumină naturală nu există o direcție preferențială de vibrație), cele două figuri de interferență la fel de strălucitoare și deplasate cu o jumătate de franjă, dau o aparență lipsă de interferență.

Cu toate acestea, această interferență „mascată” poate fi pusă în evidență: dacă privim ecranul printr-o prismă polarizantă orientată paralel cu AA , se va produce extincția tuturor componentelor orientate după BB și va permite să vedem figura de interferență avînd maximum în centrul cîmpului. Rotind polarizorul paralel cu BB , vom opri toate vibrațiile paralele cu AA și vom vedea cea de-a doua figură de interferență completă, avînd minimum în centrul cîmpului. Se înțelege că dacă polarizorul va fi așezat sub un unghi de 45° față de AA și BB , interferența nu se va observa.

Această interesantă experiență, realizată de către S. I. Vavilov, permite să punem în evidență cum s-ar zice „polarizarea eliptică a luminii naturale” — rezultat care la prima vedere pare a fi paradoxal.

§ 102. Constatarea și analizarea luminii polarizate eliptic și circular

Dacă lumina polarizată eliptic cade pe niște aparate receptoare constatarea particularităților acesteia este legată de anumite dificultăți. Dacă pentru analiza luminii folosim un dispozitiv polarizor oarecare

¹⁾ Dispozitivul de polarizare, utilizat pentru studiul caracterului luminii polarizate se numește de cele mai multe ori analizor.

atunci rezultatele vor fi următoarele. Prin polarizor va trece doar o parte din lumină și anume cea corespunzătoare componenteii vibrațiilor pe care dispozitivul o lasă să treacă; se poate ușor vedea că amplitudinea luminii transmise depinde de orientarea planului principal NN al polarizorului, față de axele elipsei. Pentru a găsi această amplitudine (A) trebuie să construim un dreptunghi, reprezentat în fig. 226, în care se înscrie elipsa noastră. Această amplitudine va fi maximă ($A = b$), atunci cînd planul NN coincide cu axa mare a elipsei și minimă ($A = a$) cînd planul respectiv este paralel cu axa mică. Din această cauză, odată cu rotirea polarizorului, vom avea o parțială întunecare sau iluminare a cîmpului, adică se va observa aceeași situație ca și în cazul studiului unei lumini parțial polarizată cu ajutorul unui polarizor. În particular, dacă lumina este polarizată circular, adică $a = b$, rotirea polarizorului nu va influența în niciun fel asupra intensității luminii transmise, cu alte cuvinte se va observa aceeași situație ca și în cazul studiului luminii naturale cu ajutorul unui polarizor. În felul acesta, analiza făcută cu ajutorul unui polarizor nu permite să deosebim lumina polarizată eliptic de cea parțial polarizată și nici lumina polarizată circular de cea naturală.

Pentru a face o analiză completă, este necesar să transformăm lumina polarizată eliptic sau circular, în lumină plan polarizată, lumină a cărei analiză se face cu ușurință, folosind o prismă polarizantă.

Metoda de obținere a luminii plan polarizate din lumină polarizată eliptic sau circular se poate înțelege ușor studiind relațiile date în § 100. Este suficient să compensăm diferența de fază φ dintre componentele perpendiculare, aducînd-o pînă la valoarea π sau 2π (sau pînă la zero). În acest scop, putem trimite lumina studiată printr-o lamă cristalină auxiliară, de grosime și orientare convenabile.

a) Folosirea lamei sfert de undă pentru compensarea diferenței de fază. Într-o rază polarizată eliptic, între cele două componente orientate în lungul axelor elipsei, iar în lumina polarizată circular — între cele două componente orientate în lungul a doi diametri perpendiculari oarecari, există o diferență de fază de $\frac{\pi}{2}$. Trimițînd lumina de studiat printr-o lamă

sfert de undă, introducem o diferență de fază suplimentară $\pm \frac{\pi}{2}$, adică compensăm diferența de fază existentă, transformînd-o în zero sau π . În felul acesta, lumina studiată se transformă în lumină plan polarizată, lucru de care ne putem convinge folosind un polarizor obișnuit. Pentru a atinge scopul de mai sus, în cazul unei raze polarizate circular, lama sfert de undă poate fi orientată arbitrar; în cazul unei raze polarizate eliptic lama trebuie orientată în așa fel, încît direcțiile principale ale lamei să coincidă cu axele principale ale elipsei, pe care le determinăm în prealabil cu ajutorul unui polarizor. În felul acesta analiza se efectuează cu ajutorul unei lame sfert

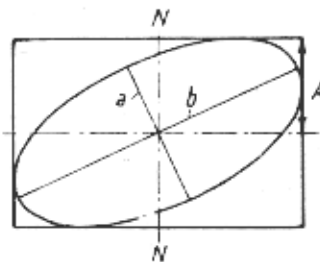


Fig. 226. Dependența intensității luminii polarizate eliptic, care a străbătut un nicol, de orientarea nicolului.

de undă și a unui polarizor. Prin metoda indicată se poate de asemenea determina sensul de rotație (polarizare dreaptă sau stângă), dar trebuie să știm, în prealabil, care din cele două vibrații care străbat lama sfert de undă se propagă cu o viteză mai mare.

b) **Folosirea compensatorilor pentru analiza luminii polarizate eliptic.** Pentru a efectua analiza cantitativă completă a luminii polarizate eliptic

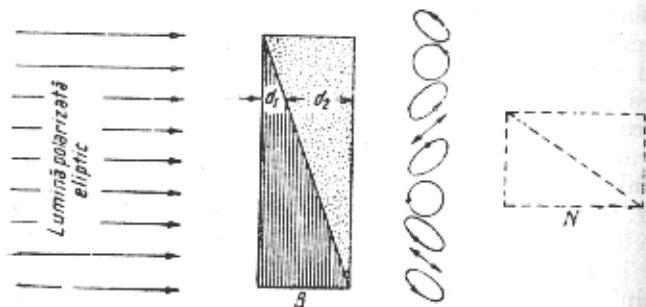


Fig. 227. Analiza luminii polarizate eliptic cu ajutorul unui compensator și a unui polarizor:

B - compensatorul Babinet. Lumina care trece prin diversele porțiuni ale compensatorului este polarizată în mod diferit.

trebuie să cunoaștem forma și poziția elipsei față de direcții arbitrare, cu alte cuvinte diferența de fază dintre două componente perpendiculare între ele, de orientare arbitrară.

În acest scop servesc aparatele capabile să compenseze pînă la zero (sau să compenseze pînă la π) orice diferență de fază. Asemenea dispozitive se numesc *compensatoare*. Ca exemplu, să studiem *compensatorul Babinet*. El este format din două pene, de obicei de cuarț, tăiate în așa fel încât axele lor să fie orientate sub un unghi drept, una față de cealaltă (fig. 227).

Lumina care trece prin diversele porțiuni ale compensatorului capătă o anumită diferență de fază suplimentară între cele două componente, în funcție de diferența dintre grosimile penelor în locul respectiv. Însemnînd grosimea penei în prima jumătate prin d_1 , iar în a doua jumătate prin d_2 , găsim că diferența de drum suplimentară dintre componentele situate în planul figurii și perpendicular față de ea, este

$$(n_e d_1 + n_o d_2) - (n_o d_1 + n_e d_2) = (n_e - n_o) (d_1 - d_2). \quad (162)$$

Fig. 228.

În felul acesta, într-un compensator făcut dintr-un cristal pozitiv ($n_e > n_o$) lumina care se propagă după o linie dreaptă, pentru care $d_1 > d_2$ capătă o diferență de drum suplimentară; după linia pentru care $d_1 = d_2$ diferența de drum inițială rămîne neschimbată; de-a lungul liniei pentru care $d_1 < d_2$ diferența de drum se micșorează.

Lumina polarizată eliptic, trecînd prin anumite regiuni ale compensatorului, care completează diferența de fază a componentelor paralele cu

planele principale ale compensatorului pînă la $0, 2\pi, 4\pi$, etc. se transformă în lumină plan-polarizată după o aceeași direcție. Se vede ușor că aceste porțiuni ale compensatorului sînt situate la distanțe egale între ele. Dacă așezăm în spatele compensatorului B un polarizor N, orientat în mod corespunzător, atunci toate aceste porțiuni vor fi întunecate (o serie de benzi întunecate echidistante, paralele cu muchia compensatorului; v. fig. 228, în care se arată compensatorul reprezentat schematic în fig. 227, pentru cazul cînd este privit prin polarizor). Pentru o altă orientare a polarizorului putem obține o serie de benzi întunecate echidistante, corespunzătoare, acelor porțiuni ale compensatorului în care diferența de fază complementară aduce diferența de fază inițială pînă la $\pi, 3\pi, 5\pi$ etc.

Cunoscînd grosimea penelor și materialul din care sînt confecționate, putem calcula (sau etalona în prealabil) diferența de fază suplimentară și în felul acesta, putem găsi diferența de fază care caracteriza lumina eliptică studiată. În fig. 227 este arătată, schematic, variația diferenței de fază pentru lumina care a străbătut compensatorul prin diversele sale porțiuni. Această diferență este (de jos în sus): $\varphi = -45^\circ, 0^\circ, 45^\circ, 90^\circ, 135^\circ, 180^\circ, 225^\circ, 270^\circ, 315^\circ$. De multe ori penele se construiesc în așa fel încît să poată fi deplasate una față de cealaltă. În felul acesta calculul se face în funcție de deplasarea penelor, care duce la o anumită distribuție a benzilor, de exemplu la apariția unei benzi întunecate în centrul cîmpului (la intersecția firelor reticulare ale ocularului). Pentru lucrări practice, mai comizi sînt compensatorii la care întreaga suprafață a cîmpului vizual reprezintă o regiune în care diferența de fază suplimentară este aceeași; această diferență poate fi modificată după voie. Unul din compensatorii de acest gen este descris la exerciții (v. exercițiul 150).

Dat fiind faptul că în toate metodele de cercetare cantitativă a luminii polarizate se cere determinarea unui unghi de rotire (al polarizorului, al lamei sfert de undă sau al compensatorului), de cele mai multe ori aparatele de polarizare sînt echipate cu monturi pe care sînt trasate scări unghiulare de bună calitate.

În capitolul de față s-a descris metoda de obținere a luminii polarizate eliptic sau circular prin trecerea luminii plan polarizate printr-o lamă cristalină. Remarcăm că această metodă nu este singura pentru obținerea tipurilor de polarizare menționate. Polarizarea eliptică se observă la reflexia luminii plan-polarizate pe metale cum și în fenomenul reflexiei totale; polarizarea circulară poate fi observată și ea uneori în aceste fenomene; de asemenea ea poate fi observată și în alte fenomene cum ar fi, de exemplu în acțiunea cîmpului magnetic asupra emisiei luminii (v. efectul Zeeman). Este evident că, indiferent care ar fi procesul prin care se produce apariția polarizării eliptice sau circulare a luminii, metodele de analiză ale acesteia rîmîn aceleași și anume metodele descrise în paragraful de față.

V. GAMA UNDELOR ELECTROMAGNETICE

CAPITOLUL XVIII

RADIAȚII INFRAROȘII, ULTRAVIOLETE ȘI RÖNTGEN

În părțile precedente au fost discutate, în amănunt, multiplele proprietăți ale luminii, care fundamentează concepția ondulatorie a acesteia (interferența, difracția) și care permit să se stabilească caracterul transversal al undelor de lumină (polarizarea). Paralel s-a menționat deseori că undele de lumină sînt unde electromagnetice. În cele ce urmează, vom înfățișa numeroase și variate dovezi cu privire la natura electromagnetică a undelor de lumină.

Să studiem acum particularitățile legate de lungimea de undă a undelor electromagnetice.

§ 103. Radiațiile infraroșii și ultraviolete

Totalitatea undelor electromagnetice denumită lumină (uneori „lumină vizibilă”) reprezintă intervalul îngust de lungimi de undă, cuprins aproximativ între 4 000 Å și 8 000 Å. Ele acționează în mod direct asupra ochiului omenesc, provocînd o excitare specifică a retinei acestuia, proces care duce la perceperea luminii. În consecință, intervalul de lungimi de undă indicat joacă pentru om un rol deosebit, deși din punct de vedere al proprietăților sale fizice care nu se deosebește principial de undele electromagnetice mai lungi sau mai scurte, vecine cu el. Deși granițele intervalului menționat sînt subiective, totuși descreșterea bruscă a sensibilității ochiului omenesc la extremitățile acestui interval (v. § 8) justifică alegerea unor denumiri speciale pentru regiunile vecine ale spectrului.

Noțiunea de radiații „infraroșii” și „ultraviolete” a fost introdusă chiar de la începutul secolului al XIX-lea. Existența undelor infraroșii a fost stabilită în 1800 de către W. Herschel, care a observat încălzirea unui termometru sensibil, așezat dincolo de extremitatea roșie a spectrului solar. Herschel a observat de asemenea că aceste radiații se sîpun aceluiași legi de reflexie și refracție ca și lumina vizibilă.

În 1801 Ritter și simultan Wollaston au descoperit că în spectrul solar, dincolo de extremitatea violetă a acestuia, există radiații invizibile care exercită o acțiune chimică asupra clorurii de argint (radiații ultraviolete). Ulterior, au fost stabilite și alte metode de cercetare, atît pentru radiațiile ultraviolete, cît și pentru cele infraroșii.

Descoperirea fotografiei și succesele acesteia au jucat un rol hotărîtor pentru studierea radiațiilor ultraviolete, deoarece se constată că placa fotografică este foarte sensibilă la acțiunea acestor radiații.

radiațiilor ultraviolete se poate face, de asemenea, foarte comod, datorită capacității lor de a excita luminescența (fluorescența și fosforescența) multor corpuri și de a provoca efectul fotoelectric. Radiațiile infraroșii pot fi și ele fotografiate, utilizînd în acest scop plăci fotografice prelucrate special (sensibilizare, v. cap. XXXIV) Urmind această cale, putem merge doar pînă la $\lambda = 1,2 \mu - 1,3 \mu$. Sensibilitatea față de radiațiile infraroșii a fotoelementelor și a fotorezistențelor moderne merge mult mai departe; cu ajutorul acestora putem înregistra radiații infraroșii pînă pe la 5 μ . Folosindu-se acțiunea radiațiilor infraroșii asupra fenomenului de fosforescență (cap. XLI) s-a reușit să se studieze aceste radiații pînă la 1,7 μ . Totuși, metoda termică de măsură, utilizabilă pentru orice lungime de undă, reprezintă pînă astăzi cea mai răspîndită metodă pentru studiul radiațiilor infraroșii, mai ales a celor cu lungimea de undă mai mare de 2 μ . Bineînțeles că, în acest scop, se utilizează termometre extrem de sensibile, în special electrice (bolometre și termocuple), care permit să se constate creșterea temperaturii cu o milionime de grad ($10^{-6} \text{ }^\circ\text{C}$).

Utilizînd receptoare care absorb în întregime toată energia termică ce cade asupra lor (corp negru absolut, cap. XXXV), cunoscînd capacitatea termică a receptorului și țînînd seamă de eventualele pierderi accidentale de căldură, putem, urmărind creșterea temperaturii, aprecia, în unități absolute, energia transportată de raze, ceea ce constituie un avantaj principal al metodei termice. Această metodă se utilizează pentru măsurarea energiei radiante de orice lungime de undă, inclusiv a radiațiilor ultraviolete, mai ales în acele cazuri în care se urmărește obținerea unor date cantitative asupra distribuției energiei, în spectrul corpului emițător. Figura 229 reprezintă schematic o asemenea distribuție în cazul spectrului solar. Pentru alte izvoare (de exemplu lampa cu incandescență sau lampa cu vapori de mercur) distribuția energiei după lungimile de undă poate diferi esențial de cea prezentată aici. În ciuda caracterului universal al metodei termice și posibilității de obținere a unor indicații cantitative, comparabile între ele, se utilizează, de obicei, pentru diversele intervale de lungimi de undă, metodele speciale de cercetare, mai comode, menționate mai sus.

În studiul radiațiilor infraroșii de lungime de undă mare, dificultatea cea mai mare consistă în găsirea izvorului respectiv, suficient de intens. Cel mai obișnuit izvor de radiații infraroșii este de obicei un corp încălzit. La o temperatură scăzută, intensitatea radiațiilor este neînsemnată; mărind temperatura, puterea totală a energiei emise crește rapid; în același timp însă maximul de emisie se deplasează din ce în ce mai mult spre lungimi de undă mai scurte, așa încît energia radiațiilor de lungime de undă mai mare crește prea puțin. Astăzi, s-a reușit să se observe unde infraroșii pînă la o lungime de undă de aproximativ 300—400 μ . Obținerea unor unde electromagnetice de lungime de undă mai mare se poate face însă mai ușor prin metoda de excitare a oscilațiilor electromagnetice, utilizată pentru prima oară de către Hertz și studiată în cursurile de electricitate. După cum se știe, prin această metodă se obțin unde electromagnetice relativ lungi, folosite în radiotehnică (unde avînd o lungime de cîtiva zeci de centimetri, metri și kilometri). În ultimii ani, s-au obținut, prin metoda oscilațiilor electrice, unde electromagnetice foarte scurte, a căror

lungime de undă este de câteva sute de micrometri. În felul acesta, undele de câteva sute de micrometri pot fi obținute atât prin metoda emisiei corpurilor incandescente (ca cele infraroșii) cât și prin metoda oscilațiilor electrice (similară cu cea hertziană). Cu alte cuvinte, domeniile undelor infraroșii și hertziene se suprapun și în felul acesta, există, o trecere continuă de la lumina vizibilă la undele electromagnetice oricât de lungi.

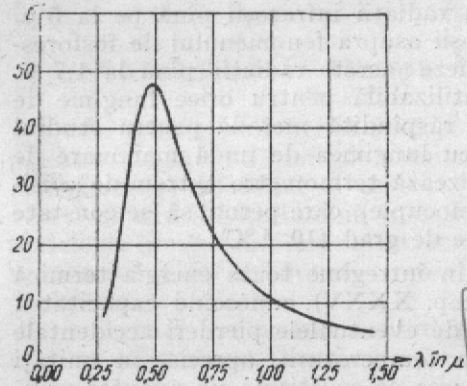


Fig. 229. Distribuția energiei în spectrul solar.

În lucrările consacrate completării intervalului dintre undele infraroșii și cele hertziene, un rol important l-au jucat lucrările cercetătorilor ruși P. N. Lebedev, M. A. Levitskaia, A. A. Arkadieva-Glagoleva.

Extinderea cunoștințelor noastre asupra regiunii undelor ultraviolete s-a făcut de asemenea destul de încet. Dificultatea principală care apare în studiul acestor unde se datorează faptului că undele ultraviolete scurte sunt absorbite puternic de către diversele substanțe. Sticla obișnuită nu poate fi folosită pentru studiul undelor ultraviolete. În acest scop se utilizează sticle speciale (transparente până pe la 3 000—2 300 Å) sau cuarț (transparent până pe la 1 800 Å). Pentru unde de lungime mai scurte sîntem nevoiți să folosim optică de fluorină (aproximativ până pe la 1 200 Å). În ultima vreme, capătă o răspîndire din ce în ce mai mare, cristalele crescute artificial. Cele mai bune exemplare de astfel de cristale de fluorură de litiu sînt transparente pînă la 1 080 Å. Pentru unde și mai scurte nu există un material corespunzător ca transparență, din care să se confecționeze prisme și lentilele. În felul acesta, sîntem nevoiți să folosim o optică care lucrează prin reflexie: oglinzi concave și rețele de difracție prin reflexie. Însă, pentru regiunea ultravioletă, atât de îndepărtată, nu mai sînt transparente nici gazele la presiune obișnuită. O absorbție apreciabilă a oxigenului (și a aerului) se observă chiar la 1 800 Å. De aceea, pentru studiul unor lungimi de undă mai scurte, se utilizează instalații spectrale din care se pompează aerul (spectrografe cu vid). O a doua dificultate consistă în aceea că gelatina, care constituie liantul emulsiei fotografice absoarbe apreciabil ultravioletul începînd de pe la 2 400—2 300 Å, așa încît pentru ultravioletul letal mai îndepărtat se utilizează de obicei plăci fotografice fără gelatină. Introducîndu-se toate aceste perfecționări, s-a reușit să se extindă studiul fotografic al luminii ultraviolete aproximativ pînă pe la 20 Å. Pentru aceasta, bineînțeles, trebuie să recurgem la incidența razantă a luminii pe rețea. Folosind un unghi de incidență de 89° s-a reușit să se observe linia atomului de fier de 16 ori ionizat (un atom de fier căruia i s-au smulsi 16 electroni) cu $\lambda = 12,1 \text{ \AA}$.

Studiul ultravioletului, în particular al celui îndepărtat și foarte îndepărtat se poate face de asemenea și cu ajutorul efectului fotoelectric.

§ 104. Descoperirea razelor Röntgen și metodele pentru obținerea și observarea lor

Trecerea în regiunea unor unde de lungime de undă și mai mică, mergînd dinspre regiunea ultravioletă, întîmpină dificultăți uriașe. Totuși, s-a reușit să se obțină și această regiune a spectrului, pornind însă din cealaltă parte a spectrului, și anume bazîndu-se pe descoperirea făcută în 1895 de către Röntgen.

Röntgen a constatat că într-o descărcare electrică într-un tub vidat (de exemplu, într-un tub utilizat pentru studiul particulelor catodice) se emit radiații capabile să străbată corpuri netransparente pentru lumina obișnuită (hîrtie neagră, carton, pături subțiri de metal etc.). Aceste radiații, denumite de Röntgen „raze X” însă cunoscute mai ales sub denumirea de „raze Röntgen” au fost descoperite datorită capacității lor de a excita luminescența unui ecran fluorescent. În curînd Röntgen a constatat de asemenea că razele descoperite de el sînt capabile să provoace înnegrirea unei plăci fotografice precum și descărcarea unui electroscop în urma ionizării aerului. În felul acesta, pentru studiul razelor Röntgen se poate utiliza un ecran fluorescent, o placă fotografică sau o cameră de ionizare cu un electroscop. S-a stabilit de asemenea că aceste radiații sînt capabile să provoace efect fotoelectric și pot fi studiate și prin efectele termice pe care le produc, deși această din urmă metodă de cercetare este îngreunată datorită faptului că absorbția razelor Röntgen este atât de mică, încît sînt necesare straturi metalice relativ groase pentru a le putea absorbi în întregime; de remarcat, că punerea în evidență a unei încălziri mici într-un strat de metal masiv este foarte dificilă. Trebuie să menționăm de asemenea că Röntgen, nu numai că a descoperit, primul, această nouă radiație, dar a și știut să o studieze multilateral, chiar din primele sale lucrări, stabilindu-i caracteristicile principale. Röntgen a constatat că razele sale sînt emise de acea porțiune a tubului care este bombardată cu particulele catodice și a realizat un tub special care asigura modul cel mai favorabil de obținere și utilizare al razelor Röntgen. Pentru a putea concentra fasciculul de particule catodice într-un singur loc, Röntgen a confecționat catodul concav, utilizînd faptul că razele catodice părăsesc suprafața catodului după direcția normală. În felul acesta se realizează focalizarea particulelor catodice. Cum cea mai mare parte din energia particulelor catodice incidente se transformă în căldură și doar o mică fracțiune (circa 0,1 %) este emisă sub forma de raze Röntgen sau păstrată sub formă de energie a razelor catodice reflectate, locul supus bombardării — în cazul unor tuburi de mare putere — se încălzește puternic și se poate topi. Din această cauză, Röntgen a introdus în tuburile sale o placă specială dintr-un metal greu fuzibil (platină), pe care se concentra fasciculul de particule catodice. Această placă, denumită *anticatod*, a fost așezată sub un unghi de 45° față de fluxul catodic, în scopul de a se putea utiliza mai comod razele Röntgen obținute. În felul acesta, s-a obținut dispozitivul reprezentat în fig. 230 și 231 care, în linii mari, s-a păstrat pînă astăzi.

Pentru alimentarea unui tub de raze Röntgen se utilizează tensiunea înaltă de câteva zeci sau chiar sute de mii de volți.

Drept izvor de particule catodice poate servi nu numai un catod rece; mult mai comod se constată a fi un catod sub forma unei plăci de wolfram încălzite la alb, care dă, datorită mișcării termice, un fascicul

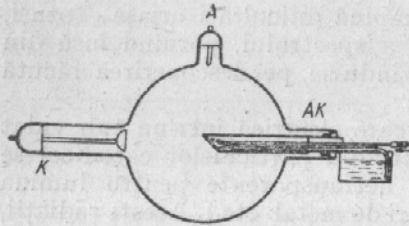


Fig. 230. Tub Röntgen (schemă):
A - anodul; K - catodul; AK - anticatodul.

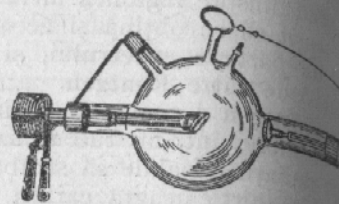


Fig. 231. Tub Röntgen - vedere generală.

intens de particule catodice (emisie termoelectronică). Tuburile cu catod cald prezintă o serie de avantaje față de tuburile cu catod rece (v. § 100)

§ 105. Absorbția razelor Röntgen

Particularitatea cea mai remarcabilă a razelor Röntgen constă în aceea (cum de altfel am indicat și mai înainte) că ele sînt capabile să străbată corpuri netransparente pentru lumina obișnuită. Chiar Röntgen a studiat pe larg această capacitate a razelor Röntgen, observînd luminescența unui ecran fluorescent, cînd între izvorul de raze X și ecran se așază un strat din substanța studiată. Röntgen a constatat că absorbția acestor raze nu este legată de transparența substanțelor față de razele obișnuite. De exemplu, hîrtia neagră sau cartonul absorb razele Röntgen mult mai puțin decît o bucată de sticlă de aceeași grosime, mai ales dacă sticlă conține săruri de plumb.

Röntgen a stabilit că capacitatea substanței de a absorbi razele Röntgen este cu atît mai mare, cu cît densitatea acesteia este mai mare, și încît plăcile de plumb slăbesc fluxul de raze Röntgen mult mai puternic decît plăcile de aluminiu de aceeași grosime. Elementul esențial pentru absorbție este existența în substanța absorbantă a atomilor de elemente grele, independent de combinațiile în care aceștia intervin. De exemplu, straturi subțiri de ceruză (alb de plumb) sau de sticlă cu săruri de plumb absorb apreciabil razele Röntgen tocmai datorită existenței în compoziția lor a atomului greu de plumb.

În aceleași cercetări, Röntgen a stabilit și un alt fapt extrem important pentru caracterizarea razelor întrebuițate de el în diverse cazuri. S-a constatat că absorbția razelor Röntgen, de către o aceeași substanță este diferită, în funcție de condițiile în care se obțin razele Röntgen. Razele puternic absorbite au fost denumite radiații moi; cele absorbite doar în mică măsură, raze dure. În felul acesta, capacitatea razelor de a străbate substanța caracterizează gradul lor de duritate.

Compararea durității razelor se face de obicei determinînd în ce măsură ele sînt absorbite într-o anumită substanță (de exemplu în aluminiu). Înșă și în toate celelalte substanțe razele mai dure sînt absorbite mai puțin (o excepție o constituie unele fenomene de absorbție selectivă, despre care vom vorbi mai departe).

Studii ulterioare privind absorbția razelor Röntgen au permis să se stabilească o măsură cantitativă a durității lor. Măsurînd intensitatea¹⁾ razelor Röntgen înainte și după substanța absorbantă putem stabili legea absorbției sub forma unei relații de tipul $I = I_0 e^{-kd}$, unde I reprezintă intensitatea razelor după absorbție, I_0 - intensitatea inițială a razelor care cad asupra substanței absorbante, d - grosimea stratului absorbant în cm, k - coeficientul de absorbție, care caracterizează duritatea.

Se poate vedea ușor că $k = \frac{1}{d_0}$, în care d_0 este grosimea stratului care slăbește intensitatea razelor de e ($= 2,718$) ori. Uneori duritatea razelor se caracterizează prin grosimea stratului absorbant dintr-o anumită substanță (de obicei aluminiu) capabilă să reducă intensitatea razelor Röntgen de două ori. Această grosime D este legată de d_0 și k prin niște relații simple:

$$D = 0,69 d_0 = \frac{0,69}{k} \quad (105.1)$$

Duritatea razelor Röntgen poate fi foarte diferită. Se utilizează radiații pentru care D în aluminiu variază de la 0,0006 pînă la 6 cm adică variază de 10 000 ori.

Toate evaluările de absorbție și duritate a razelor Röntgen sînt îngreunate de faptul că, de obicei, din tub se obțin raze Röntgen foarte neomogene, adică un amestec de raze de durități diferite. Trimițînd fasciculul obținut printr-o substanță absorbantă, oprim razele mai moi, obținînd în felul acesta un fascicul mai omogen. Această metodă de filtrare este destul de grosieră pentru obținerea unor raze omogene, monocromatice. Actualmente, se cunosc metode de monocromatizare, analoge celor utilizate în optica lungimilor de undă obișnuite, adică metode în care are loc emiteria unor radiații Röntgen aproape monocromatice precum și monocromatizarea lor cu ajutorul difracției. Astfel, se obțin radiații care, din punct de vedere al monocromatismului, pot fi comparate cu radiațiile luminoase și pentru care coeficientul de absorbție are un sens fizic bine definit. Pentru asemenea raze monocromatice coeficientul de absorbție depinde de densi-

¹⁾ După cum s-a mai menționat mai sus, determinarea intensității razelor Röntgen după cantitatea de căldură cedată de ele la absorbția în metale, metoda cea mai directă este legată de mari dificultăți practice. Intensitatea razelor Röntgen se poate de asemenea măsura și prin observarea altor efecte ale lor: prin intensitatea fluorescenței excitate de ele, prin razea unei reacții fotochimice care decurg sub acțiunea lor, în particular prin înnegrirea plăcii fotografice și prin intensitatea curentului de ionizare, care se obține ca un efect al lor. Folosirea tuturor acestor metode este legată de anumite dificultăți, condiționate în primul rînd de greutatea punerii în evidență a gradului de absorbție a razelor. Cea mai bine studiată este metoda camerei de ionizare; cînd se lucrează cu această metodă se caută ca razele Röntgen să fie absorbite total în camera de ionizare (strat gros de gaz, utilizarea unui gaz greu).

tatea ρ a substanței absorbante și poate fi considerat aproximativ proporțional cu densitatea. Mai precis, absorbția depinde de numărul de atomi ai substanței absorbante de pe unitatea de lungime de strat. Trecând însă de la un atom la altul, absorbția crește rapid o dată cu creșterea greutatea atomice, mai corect a numărului atomic Z , fiind proporțională cu cubul numărului atomic.

§ 106. Dependența durității razelor Röntgen de regimul tubului

Însuși Röntgen, care a stabilit noțiunea de duritate a razelor X, a arătat că duritatea lor depinde de regimul de funcționare al tubului: cu cât diferența de potențial dintre anod și catod, care accelerează particulele catodice este mai mare, adică cu cât viteza electronilor care bombardează anticatodul este mai mare, cu atât razele Röntgen sînt mai dure. Dacă avem un tub Röntgen cu catod rece, atunci, după cum se știe, obținerea fasciculului catodic primar depinde de gradul de vidare al tubului, deoarece smulgerea electronilor din catod se face sub acțiunea ionilor pozitivi, care sosesc aici din spațiul dintre electrozi. Cu cât vidul din tub este mai înaintat, cu atât este mai mare diferența de potențial necesară pentru începerea unei emisii intense de electroni. De aceea, în asemenea tuburi bine vidate, este posibilă obținerea doar a particulelor catodice foarte rapide, prin urmare razele Röntgen care se obțin trebuie să fie dure. Asemenea tuburi cu vid înaintat se numesc tuburi dure. Dimpotrivă, tuburile care conțin urme apreciabile de gaz pot da fluxuri de electroni catodici la diferențe de potențial mai mici și de aceea se utilizează pentru obținerea unor raze Röntgen mai moi (tuburi moi). Reglînd vidul din tub, putem regla duritatea razelor pe care le produce tubul. După scurgerea unui timp oarecare tuburile prezintă o tendință de a-și mări duritatea, datorită absorbției gazului de către pereții tubului. În multe tuburi există dispozitive care permit să le facem mai moi fără a le desface și vida din nou (regenerarea tuburilor).

Tuburile cu catod cald prezintă avantaje foarte mari din punct de vedere al comodității reglării durității tubului. Catodul incandescent este un izvor suficient de intens de electroni, așa încît, în tub, poate exista vidul cel mai înaintat și totuși se poate obține un flux catodic independent de diferența de potențial aplicată. Aplicarea acestuia din urmă servește doar pentru a comunica electronilor viteza dorită și prin urmare pentru obținerea unor raze Röntgen de duritatea dorită. În felul acesta, același tub cu catod incandescent poate servi pentru obținerea razelor Röntgen de orice duritate, condiționată de cîmpul accelerator aplicat (tuburi reglabile). În tuburile de acest tip, duritatea crește rapid cu creșterea diferenței de potențial. Experiența arată că coeficientul de absorbție mediu k al razelor emise de un asemenea tub este aproximativ invers proporțional cu cubul diferenței de potențial V dintre anod și catod, adică

$$k \sim \frac{1}{V^3}$$

§ 107. Natura razelor Röntgen

Deși chiar primii cercetători ai razelor Röntgen (Stokes, D. A. Goldammer și în parte chiar Röntgen)¹⁾ au formulat ideea că razele Röntgen sînt niște unde electromagnetice care apar cu ocazia frînării electronilor rapizi, care se lovesc de anticatod, totuși, o serie întreagă de proprietăți ale razelor Röntgen nu se puteau împăca cu natura lor ondulatorie. În general, studiul celor mai multe proprietăți ale razelor Röntgen s-a făcut cu mari greutatea. Mult timp nu s-a reușit să se observe reflexia și refracția razelor Röntgen la trecerea lor dintr-un mediu în altul. Röntgen a reușit doar să constate niște urme slabe de difuzie a razelor Röntgen, lucru care, bineînțeles se putea ușor explica pornind de la ideea unei naturi corpusculare a razelor Röntgen. Cele mai mari dificultăți în susținerea ipotezei cu privire la natura ondulatorie a razelor Röntgen s-au datorat nereușitei experiențelor efectuate de către Röntgen și o serie de alți cercetători, cu scopul de a pune în evidență interferența și difracția razelor Röntgen. Doar mult mai tîrziu (pe la 1910) s-a lămurit că lungimea de undă a razelor Röntgen este mult mai mică decît aceea a luminii vizibile sau a razelor ultraviolete și din această cauză primele experiențe în vederea realizării interferenței razelor Röntgen nu puteau reuși.

Trebuie menționat că după publicarea primelor lucrări ale lui Röntgen și anume în 1897, Stokes a formulat niște ipoteze cu privire la natura razelor Röntgen, ipoteze de altfel corecte din punctul de vedere modern. Stokes considera că aceste raze sînt niște impulsuri electromagnetice scurte, care apar cu ocazia unei variații brusce a vitezei electronilor care lovesc anticatodul. Această variație de viteză a unei sarcini în mișcare poate fi privită ca o variație a cîmpului electric pe care îl prezintă electronul în mișcare; fenomenul este însoțit de variația cîmpului magnetic legat de electronul în mișcare. Variația cîmpului magnetic induce în spațiul înconjurător un cîmp electric alternativ, care la rîndul său va provoca un curent alternativ de deplasare etc. Conform concepțiilor lui Maxwell, va apărea un impuls electromagnetic care se va propaga în spațiu cu viteza luminii. Prin frînarea extrem de bruscă a electronilor, Stokes explica caracterul specific al impulsului care acoperă doar o zonă spațială foarte subțire și vedea în acest fapt, deosebirea esențială dintre impulsul Röntgen și lumina obișnuită, care și ea reprezintă un impuls electromagnetic.

Insuficienta claritate a acestor idei și mai ales insuficiența datelor experimentale au dus la apariția unei alte ipoteze asupra razelor Röntgen, ipoteză pe care în scurt timp a admis-o însuși Röntgen. Se presupunea că razele Röntgen reprezintă niște corpuscule foarte rapide, asemănătoare cu particulele catodice. Însă lipsa devierii acestor „particule Röntgen” chiar în cîmpuri magnetice intense a făcut să se presupună că ele nu sînt încărcate. W. H. Bragg a susținut multă vreme ideea că particula Röntgen rezultă din contopirea unei sarcini pozitive cu una negativă de aceeași

¹⁾ Röntgen presupunea că razele descoperite de el sînt niște unde de lumină longitudinale. Totuși, el nu susținea acest punct de vedere și considera ca posibile și alte interpretări.

mărime și care se deplasează ca un tot. Aceste idei sînt fără îndoială destul de convingătoare: razele Röntgen se comportă în adevăr, în multe privințe într-un mod asemănător cu corpusculele, amintind în cea mai mare măsură neutronii, descoperiți mult mai tîrziu. În cazul razelor Röntgen, mult mai mult decît în cazul razelor luminoase, se manifestă caracterul corpuscular al energiei radiante, care, conform concepțiilor moderne, se propagă sub forma de granule discrete (cuante).

O schimbare hotărîtoare în privința concepției asupra naturii razelor Röntgen s-a produs în 1912 cînd, după ideea lui M. Laue, s-a reușit să se realizeze o experiență de difracție evidentă, folosind raze Röntgen.

§ 108. Difracția razelor Röntgen produsă de o rețea cristalină

Experiența realizată de către Laue și elevii săi consistă în următoarele: un fascicul îngust de raze Röntgen (fig. 232), delimitat cu ajutorul cîtorva diafragme de plumb, D_1 , D_2 , cade asupra unui cristal K și, străbătîndu-l,

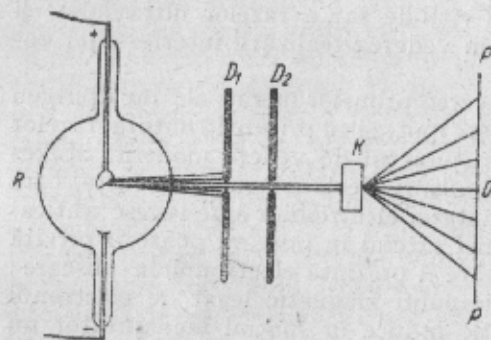


Fig. 232. Schema experienței lui Laue:

D_1 , D_2 — diafragme de plumb care delimitează un fascicul îngust de raze Röntgen; K — cristal pe a cărui rețea spațială se produce difracția razelor Röntgen; PP — placă fotografică.

ajunge pe placa fotografică PP . După dezvoltare, pe placă se observă, pe lângă pata centrală, corespunzătoare direcției inițiale a razelor Röntgen, și o serie de albe pete așezate regulat (fig. 233). Poziția acestor pete este bine determinată pentru un cristal dat și se modifică dacă cristallul studiat se schimbă cu altul din altă substanță. Acest fenomen poate fi interpretat cantitativ în întregime dacă se admite că razele Röntgen sînt niște unde care suferă un fenomen de difracție pe rețeaua spațială a cristallului. În adevăr, cristallul reprezintă o îngrămădire de atomi așezați sub forma unei rețele spațiale regulate. Distanța dintre atomi este de ordinul cîtorva angströmi (de exemplu în cazul cristallului de sare gemă distanța dintre Na și Cl este de $2,814 \text{ \AA}$). Fiecare atom din rețea devine un centru de difuzie al razelor Röntgen, coerente între ele, deoarece ele sînt excitate de aceeași undă incidentă. Aceste unde interferențiale, după anumite direcții, maxime, care condiționează formarea pe placă fotografică a unor pete de difracție discrete. După poziția și intensitatea relativă a acestor pete putem să ne formăm o imagine amănunțită asupra așezării centrelor difuzante în rețeaua cristalină, precum și asupra naturii acestor centre (atomi, grupuri atomice sau ioni). Din această cauză fenomenul de difracție, care este o dovadă directă, în același timp și cea mai convingătoare, a naturii ondulatorii a razelor Röntgen, a devenit în același timp baza studiului experimental al rețelelor cristaline. Datorită descoperirii făcute de Laue, s-a constatat că putem studia

mult succes problema structurii cristaline. În ultima vreme, metoda de mai sus, se utilizează pentru studiul structurii moleculei în lichide și chiar în gaze, observîndu-se difracția dată de elementele componente ale moleculei. Deși în acest caz figura de difracție este mai puțin clară, totuși și aici se obțin rezultate extrem de importante.

Descoperirea lui Laue se considera la timpul său ca fiind o dovadă grăitoare în favoarea naturii ondulatorii și nu a celei corpusculare a razelor Röntgen. Astăzi știm că fenomenele de difracție pot fi observate și atunci cînd se lucrează cu corpuscule. Asupra problemei cu privire la natura ondulatorie și corpusculară a radiației vom reveni ceva mai tîrziu (v. § 170).

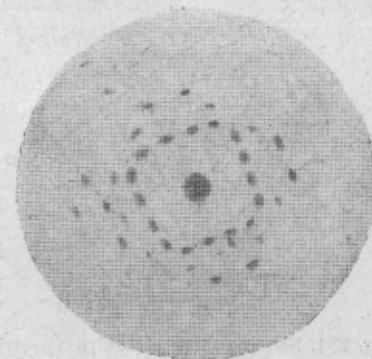


Fig. 233. Laue-gramă unui cristal de blendă.

§ 109. Spectrografia razelor Röntgen

Figura de difracție, descrisă în paragraful precedent, corespunde difracției pe o rețea spațială, studiată în capitolul X. Caracteristica acesteia este că pentru o perioadă dată a rețelei și o direcție dată a fasciculului primar, nu se observă decît maxime corespunzătoare unor anumite lungimi de undă. De aceea, dacă pe cristal cade o radiație Röntgen („albă”, adică un impuls Röntgen echivalent totalității a diferite lungimi de undă, atunci cristallul va scoate în evidență doar anumite lungimi de undă (le monocromatizează). Dimpotrivă, dacă impulsul Röntgen incident este aproape monocromatic, în cazul unei relații *neconvenabile* dintre unghiul de incidență, lungimea de undă și constanta rețelei, nu vom putea observa maximele ci doar o difuzie uniformă.

Dacă un fascicul paralel de raze Röntgen cade pe cristal, fiecare plan cristalografic va da raze difractate. Maximele de lumină corespund direcției definite de legile reflexiei regulate. Condiția de întărire reciprocă a razelor, reflectate de diversele plane va fi evident,

$$2d \sin \theta = n\lambda, \quad (109.1)$$

în care d este distanța dintre straturi, θ — unghiul complementar unghiului de incidență și λ — lungimea de undă. Această relație a lui Wulf-Bragg arată care sînt lungimile de undă care pot fi reflectate regulat de cristal în cazul unui unghi de incidență dat. Undele de o altă lungime de undă sînt difuzate mai mult sau mai puțin uniform după toate direcțiile, dînd pe placă doar un fond general și nicidecum maxime de înnegrire perceptibile. Dacă vrem să utilizăm difracția dată de un cristal pentru construirea unui spectrograf de raze Röntgen, este necesar să luăm în considerare particularitatea menționată a comportării rețelei spațiale. Există cîteva metode care permit să se obțină maxime de difracție pentru orice lungime de undă, folosind o rețea spațială.

a) **Metoda fasciculului larg** (Moseley, 1913). Ea consistă în aceea ca razele cu care se iradiază cristalul, formează un fascicul divergent larg, capabil să cadă asupra cristalului sub cele mai diferite unghiuri. Într-un asemenea caz, conform relației Wulf-Bragg, razele de diverse lungimi de undă vor fi reflectate sub unghiuri diferite și în felul acesta vom obține pe placă imaginea diverselor lungimi de undă, adică spectrul impulsului Röntgen (fig. 234).

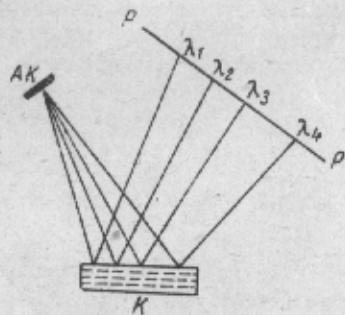


Fig. 234. Schema unei instalații spectrografice pentru raze Röntgen, realizată după metoda fasciculului larg, provenind de la anticatodul AK, al tubului Röntgen; razele cad pe cristalul K, sub forma unui fascicul divergent, larg. Razele, de diverse lungimi de undă, se reflectă și ajung, sub diferite unghiuri, pe placa fotografică, PP.

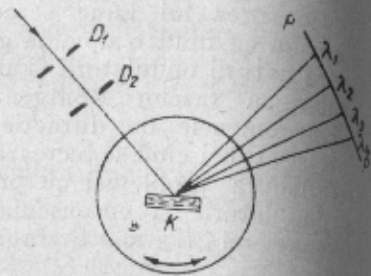


Fig. 235. Schema unei instalații spectrografice pentru raze Röntgen, bazată pe metoda cristallului rotitor. Un fascicul îngust de raze Röntgen, delimitat cu ajutorul diaframelor D_1 și D_2 , cade pe cristalul K, care rotește prin intermediul unui mecanism de ceasornicărie.

undă vor fi reflectate sub unghiuri diferite și în felul acesta vom obține pe placă imaginea diverselor lungimi de undă, adică spectrul impulsului Röntgen (fig. 234).

Această metodă a fost folosită în primele lucrări de spectrografie cu raze Röntgen. Astăzi, această metodă nu prezintă interes decât din punct de vedere istoric.

b) **Metoda cristallului rotitor** (oscilant). Aici razele cad pe cristal sub forma unui fascicul paralel, însă cristalul, în timpul fotografierii, se rotește cu ajutorul unui mecanism de ceasornicărie (se rotește când într-o parte, când în cealaltă), formînd cu direcția fasciculului cele mai diferite unghiuri de incidență. În felul acesta putem obține de asemenea imaginea spectrului impulsului Röntgen (fig. 235).

Această metodă stă la baza construirii aparatelor spectrale moderne de raze Röntgen.

Metodele indicate servesc pentru separarea anumitor lungimi de undă (monocromatoare) sau pentru determinarea lungimilor de undă ale razelor monocromatice (spectrometre). Cea mai importantă aplicație a spectrografiei Röntgen este studiul structurii cristalelor (iar în ultima vreme și a moleculelor), precum și determinarea parametrilor rețelei cristaline cu ajutorul razelor Röntgen. În cazurile în care dispunem de monocristale de dimensiuni suficiente, putem utiliza pentru cercetări structurale metoda lui Laue (§ 108), utilizînd raze Röntgen monocromatice de o anumită lungime de undă. În cazul pulberilor cristaline sau a corpurilor policristaline studiul structural poate fi efectuat după metoda propusă în 1916 de către

Debye și Scherrer precum și de Hull. Fasciculul monocromatic de raze Röntgen se îndreaptă asupra unui bastonaș de pulbere cristalină sau de material policristalin presat (fig. 236); diversele cristale ale preparatului au cele mai variate orientări, așa încît fasciculul incident formează cu planele cristalografice unghiurile cele mai diferite. Radiațiile de o anumită lungime de undă λ vor fi reflectate de diversele plane cristalografice, corespunzătoare diferitelor valori d , sub unghiuri θ diferite (v. 109,1), dînd pe pelicula fotografică care înconjoară preparatul, figura de difracție corespunzătoare. În fig. 237 este dată o reproducere a unei röntgenograme obținută prin această metodă; în centru se vede urma fasciculului direct; la dreapta și la stînga se așază urmele razelor reflectate; fiecare pereche de urme simetrice corespunde unei reflexii pe plane cristalografice avînd o anumită orientare. Cunoșcînd lungimea de undă λ și măsurînd unghiurile de reflexie θ , putem stabili cu ajutorul unei asemenea röntgenograme structura obiectelor microcristaline, cum sînt majoritatea metalelor și a altor materiale tehnice.

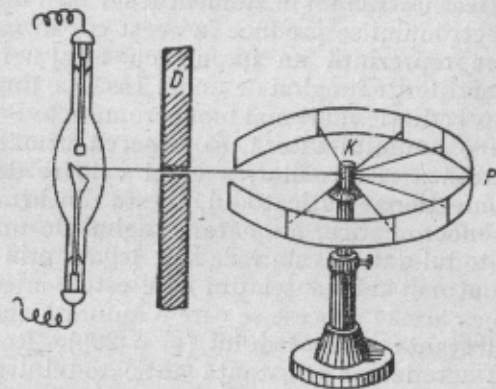


Fig. 236. Schema unei instalații spectrografice pentru raze Röntgen, bazată pe metoda diverselor orientări ale cristalelor.

Dacă pentru studiul razelor Röntgen folosim drept rețea de difracție o rețea plană artificială, avînd o perioadă relativ grosieră și îndreptăm



Fig. 237. Röntgenogramă obținută cu ajutorul schemei din fig. 236.

asupra ei razele Röntgen sub un unghi de incidență de aproape 90° , este posibilă observarea difracției date de rețeaua plană, adică a maximelor corespunzătoare tuturor lungimilor de undă (v. § 48).

Utilizarea incidenței razante pe rețele plane a permis determinarea lungimii de undă a razelor Röntgen cu o mare precizie. Repetînd aceleași măsurători cu o rețea spațială de sare gemă, s-a putut determina cu precizie perioada rețelei de sare gemă, cunoscînd lungimea de undă a razelor Röntgen; cu alte cuvinte s-a putut măsura distanța dintre ionii care formează rețeaua de mai sus. În felul acesta, s-a reușit să se găsească valoarea precisă a numărului de molecule dintr-o moleculă gram, adică numărul lui Avogadro. Aceste determinări ale numărului lui Avogadro se consideră ca fiind cele mai sigure. Conform acestora, valoarea actuală a numărului lui Avogadro este de $6,025 \cdot 10^{23}$ în locul valorii vechi de $6,06 \cdot 10^{23}$.

§ 110. Spectrul Röntgen continuu. Raze caracteristice

Metodele indicate în paragraful precedent permit să se studieze caracterul spectrului unui impuls Röntgen chiar în cazul când impulsul este „alb”, adică dă un spectru continuu. Un asemenea caracter îl prezintă spectrul de raze Röntgen care se obține în condiții obișnuite în tuburile de raze X prin înfrângerea electronilor în momentul ciocnirii lor de anticatod. Schimbarea vitezei electronului se produce în acest caz în mod arbitrar și radiația care ia naștere reprezintă un impuls cu totul neregulat, echivalent, totalității celorlalte mai diferite lungimi de undă. Însă, pe lângă acest fel de impulsuri, se observă și o radiație mult mai monocromatică. Bombardând anticatodul cu electroni de o anumită viteză, se observă următorul fenomen: pentru o anumită viteză a electronilor, a cărei valoare depinde de substanța din care este confecționat anticatodul, acesta din urmă devine un izvor de raze aproape monocromatice, ale căror lungimi de undă sînt caracteristice pentru anticatodul dat. Aceste raze sînt legate prin natura lor de procesele care au loc în atomii substanței din care este confecționat anticatodul. Pentru a provoca aceste procese se cere o anumită energie minimă, caracteristică pentru substanța anticatodului (v. § 206). Razele monocromatice care se obțin caracterizează substanța anticatodului și de aceea poartă denumirea de radiații caracteristice.

Actualmente, după precizarea metodelor röntgenospectroscopice, noțiunea de duritate poate fi înlocuită printr-o altă noțiune mai precisă aceea de lungime de undă. Ținînd seamă de aceasta, radiațiile caracteristice ale unei substanțe date pot fi definite ca fiind niște radiații de o anumită lungime de undă.

Lumina röntgen albă, emisă de un tub obișnuit, prezintă totalitatea unor radiații de cele mai diferite lungimi de undă și prin urmare de cele mai diferite durități. Atunci cînd vorbim despre duritatea unor asemenea raze avem în vedere o anumită mărime medie care caracterizează partea principală a impulsului studiat. În acest sens se poate vorbi despre o anumită lungime de undă medie, care caracterizează acest impuls. În acest caz, se poate stabili o legătură între această lungime de undă medie λ_m și tensiunea acceleratoare V , aplicată tubului. Experiența arată că avem aproximativ

$$\lambda_m \sim \frac{1}{V}. \quad (110.1)$$

Ținînd seamă de această formulă, precum și de formula (106.1), putem scrie relația dintre coeficientul de absorbție și lungimea de undă

$$k \sim \lambda^3. \quad (110.2)$$

adică coeficientul de absorbție este aproximativ proporțional cu cubul lungimii de undă. După cum rezultă din această relație, dedusă experimental, absorbția radiațiilor descrește rapid dacă se micșorează lungimea de undă. Totuși, pentru fiecare substanță există niște regiuni spectrale în care absorbția crește foarte brusc (de 8—10 ori) față de mersul normal (absorbția selectivă). Aceste regiuni corespund radiațiilor caracteristice (v. § 210).

§ 111. Optica razelor Röntgen

Dificultățile de constatare a proprietăților ondulatorii ale razelor Röntgen sînt legate de micimea extraordinară a lungimii lor de undă. În adevăr, măsurătorile de lungimi de undă în cazul razelor Röntgen arată că în cazul unor tuburi Röntgen obișnuite avem de-a face cu niște unde a căror lungime de undă se măsoară în angströmi, adică este de o mie de ori mai mică decît lungimea de undă a radiațiilor vizibile.

Radiațiile caracteristice ale diverselor elemente au, de asemenea lungimi de undă de același ordin de mărime. Fiecare element are cîteva grupe de radiații caracteristice; duritatea acestora crește pe măsură ce trecem la elemente cu greutatea atomică mai mare. Dacă comparăm între ele radiațiile caracteristice cele mai dure, atunci, pentru Mg de exemplu vom avea o lungime de undă de 9,5 Å, pentru Fe 1,7 Å, pentru Ag 0,50 Å, pentru W 0,18 Å și în sfîrșit pentru cel mai greu element uraniul 0,10 Å. O lungime de undă atît de mică și, în consecință, o frecvență atît de mare duc la aceea că pe primul plan apare caracterul corpuscular (cuantic) al razelor Röntgen (v. cap. XXXIX).

Din această cauză, sînt necesare condiții experimentale speciale, greu realizabile, în care caracterul ondulatoriu al razelor Röntgen se manifestă pronunțat. Cu toate acestea, în ultimii ani, s-au obținut succese importante în această direcție. Să facem cunoștință cu cîteva elemente de bază din acest domeniu, denumit optica Röntgen.

a) **Reflexia regulată.** O suprafață lucie obișnuită prezintă foarte mari asperități pentru razele Röntgen și doar în cazul unei incidențe aproape razante poate da o reflexie regulată. O asemenea reflexie a fost constatată experimental; pe același principiu se bazează și rețeaua de difracție care lucrează prin reflexie (v. § 48).

O altă metodă de obținere a unei reflexii regulate se realizează într-o experiență de tip Laue în care, drept suprafețe reflectătoare, servesc planele cristalografice în care atomii sînt așezați mult mai regulat (formează un plan mult mai corect), decît pe oricare altă suprafață polisată artificial.

b) **Refracția.** Primele indicații asupra existenței fenomenului de refracție a razelor Röntgen au fost date cu ocazia abaterilor de la condiția lui Wulf-Bragg, care determină poziția maximelor în cazul unei difracții pe cristal. Aceste abateri au putut fi explicate admitîndu-se refracția razelor la părăsirea cristalului. De aici s-a putut evalua indicele de refracție al razelor Röntgen. S-a constatat că indicele de refracție al razelor Röntgen este mai mic decît unitatea. Datorită acestui fapt, s-a reușit să se realizeze fenomenul de reflexie totală la suprafața de separare aer-mediu. De exemplu, la suprafața de separare aer-sticlă unghiul limită se constată a fi de 89°49'; de aici s-a putut determina cu precizie indicele de refracție al sticlei pentru razele Röntgen.

S-a observat de asemenea o refracție într-o prismă de sticlă asupra căreia se trimitea un fascicul divergent de raze Röntgen. Unele raze din fascicul cădeau sub un unghi mai mare decît cel limită, suferind o reflexie totală; altele erau refractate de prismă și descompuse în spectru. În

felul acesta, s-a reușit să se observe și să se măsoare dispersia razelor Röntgen, adică dependența indicelui de refracție de lungimea de undă. Diferența dintre indicii de refracție și unitate este foarte mică (este egală cu șasea zecimală), diferența dintre indicii de refracție corespunzătorilor lungimi de undă diferite este și mai mică; din această cauză măsurătorile respective trebuie considerate ca fiind foarte neprecise.

§ 112. Gama undelor electromagnetice

Toate cele expuse mai înainte arată că razele Röntgen sînt niște unde electromagnetice care diferă de lumina obișnuită doar prin lungimea lor mică de undă. Cu toate acestea, diversitatea lungimilor de undă ale razelor Röntgen este de sute și mii de ori mai mică decît lungimile de undă luminoase, totuși, sînt realizabile și raze Röntgen mai moi, corespunzătoare unor lungimi de undă mai mari. Dificultatea observării lor consistă în aceea că sînt absorbite foarte ușor de toate corpurile, apropiindu-se în această privință de undele ultraviolete extreme. În adevăr, luînd o serie de măsuri de precauție, necesare în experiențele efectuate cu astfel de radiații ușor absorbabile, s-a reușit să se observe raze Röntgen care, după lungimea lor de undă, intră în regiunea pe care noi am rezervat-o radiațiilor ultraviolete. Se înțelege că, într-un asemenea caz, nu există nici o deosebire între radiațiile Röntgen și cele ultraviolete. Denumirea lor se alege după metoda de excitație. Dacă excitația radiațiilor corespunde metodelor de excitație ale razelor Röntgen, adică aceste raze moi sînt obținute prin apropiere dinspre radiațiile Röntgen mai dure, radiațiile obținute se vor numi raze Röntgen. Dacă însă dimpotrivă, razele obținute sînt excitate după o metodă obișnuită pentru excitarea radiațiilor ultraviolete, adică obținerea lor s-a făcut venind dinspre radiații de lungime de undă mai mare, ultraviolete, atunci razele în cauză vor fi atribuite regiunii ultraviolete a spectrului. Domeniul dintre razele Röntgen și cele ultraviolete este astăzi completat, cum este completat domeniul dintre undele hertziene și cele infraroșii.

Dacă ne referim acum la extremitatea lungimilor de undă mai mici, nici aici scara nu se întrerupe o dată cu razele Röntgen dure. Nu mai vorbim de faptul că creșterea durității razelor Röntgen, prin mărirea potențialului accelerator, va permite să deplasăm această graniță înspre domeniul undelor scurte oricît de mult, dar chiar în natură există unde mult mai scurte decît razele Röntgen obișnuite. Acestea sînt radiațiile γ , emise de substanțele radioactive, radiații care, prin natura lor, sînt identice cu radiațiile Röntgen, însă se caracterizează printr-o duritate și mai mare. Diversele substanțe radioactive emit radiații γ de diverse lungimi de undă, începînd cu cele care sînt ceva mai moi decît radiațiile Röntgen (razele γ emise de poloniu) pînă la cele a căror lungime de undă sînt sute de ori mai scurte decît ale celor mai dure raze Röntgen cunoscută (razele γ emise de Thoriu C).

În felul acesta, scara undelor electromagnetice prezintă o succesiune continuă de unde, începînd cu cele mai lungi unde electromagnetice (corespunzătoare curentului continuu), pînă la unde a căror lungime de undă se măsoară în miimi de angström. Desigur, nu este exclusă posibilitatea existenței unor unde și mai scurte. Astfel, cu ocazia trecerii razelor cosmice care reprezintă un flux de corpuscule care se propagă cu o viteză

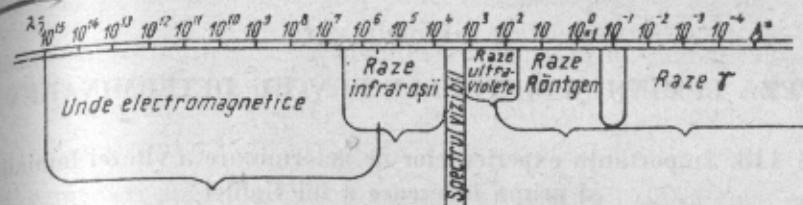


Fig. 238. Scara undelor electromagnetice.

apropiată de viteza luminii, se formează raze γ de o lungime de undă extrem de scurtă.

Diagrama de mai jos ne dă o imagine asupra întregii scări a undelor electromagnetice (fig. 238). În partea de sus a diagramei este indicată lungimea de undă, exprimată în angströmi ($1 \text{ \AA} = 10^{-8} \text{ cm}$), iar în partea de jos denumirea undelor. Suprapunerea regiunilor, indicată în figură, arată cât de convențională este această împărțire în regiuni. Avînd în vedere gama extrem de mare a lungimilor de undă trecute pe diagramă, aceasta din urmă este reprezentată în scară logaritmică.

VI. VITEZA LUMINII

CAPITOLUL XIX

VITEZA LUMINII ȘI METODELE PENTRU DETERMINAREA EI

§ 113. Importanța experiențelor de determinare a vitezei luminii și prima încercare a lui Galilei

Problema determinării vitezei luminii face parte din categoria celor mai importante probleme de optică și de fizică în general. Rezolvarea acestei probleme a avut o uriașă importanță principială și practică. Stabilirea faptului că viteza de propagare a luminii este finită și măsurarea acestei viteze au făcut mai concrete și mai clare dificultățile care stăteau în fața diverselor teorii optice. Primele metode de determinare a vitezei luminii, bazate pe observații astronomice, au contribuit la o înțelegere clară a problemelor pur astronomice, legate de eclipsele diverselor corpuri cerești îndepărtate și de paralaxa anuală a stelelor. Metodele de determinare a vitezei luminii, elaborate ulterior, se utilizează la ridicări geodezice. Fundamentarea teoretică și studiul experimental al fenomenului lui Doppler în optică au făcut posibilă rezolvarea problemei legată de vitezele radiale ale corpurilor cerești sau a maselor luminoase în mișcare (protuberanțe, raze canal) și au dus la generalizări astronomice destul de importante. Măsurarea comparativă a vitezei luminii în vid și în diferite medii a servit la timpul său drept „experimentum crucis” pentru a decide în favoarea teoriilor corpusculare sau ondulatorie a luminii, iar mai târziu a dus la precizarea noțiunii de viteză de grup, care are o mare importanță și în fizica cuantică modernă. Compararea vitezei de propagare a luminii cu constanta c din teoria lui Maxwell care pe de o parte reprezintă raportul dintre unitățile electromagnetice și electrostatice de sarcină electrică, iar pe de altă parte viteza de propagare a câmpului electromagnetic, a jucat un rol extrem de important pentru fundamentarea teoriei electromagnetice a luminii. În sfârșit, problema legată de influența mișcării sistemului asupra vitezei de propagare a luminii și totalitatea problemelor experimentale și teoretice legate de acest fapt, au dus la formularea, de către Einstein, a principiului relativității, principiu care reprezintă una dintre cele mai importante generalizări ale fizicii teoretice, având o importanță excepțională atât pentru fizică cât și pentru filozofie.

Dificultatea principală de care se izbește experimentatorul la determinarea vitezei de propagare a luminii este legată de valoarea uriașă a acestei mărimi, fapt care duce la o amplasare cu totul deosebită a experienței în comparație cu măsurătorile obișnuite de fizică. Această dificultate

manifestat în primele încercări științifice de determinare a vitezei luminii, au fost întreprinse încă de către Galilei (1607). Experiența lui Galilei consista în următoarele: doi observatori, așezați la o distanță mare unul de celălalt, au deschis fiecare câte un felinar care poate fi obturat. Observatorul A deschide felinarul; după un anumit interval de timp lumina ajunge pînă la observatorul B , care în același moment deschide felinarul său; după cîtăva vreme acest semnal ajunge pînă în A , care poate în felul acesta să măsoare timpul care s-a scurs din momentul trimiterii semnalului pînă în momentul întoarcerii sale. Admițînd că observatorii reacționează la semnal *instantaneu* și că lumina are aceeași viteză de propagare după direcțiile AB și BA , obținem că drumul $AB + BA = 2D$ este străbătut de lumină în timpul t , adică viteza luminii $c = \frac{2D}{t}$. Cea de-a doua ipoteză făcută poate fi considerată foarte verosimilă. Teoria modernă a relativității ridică chiar această ipoteză la rangul de principiu. Ipoteza legată de posibilitatea reacționării instantanee la semnal nu corespunde însă realității și de aceea, dată fiind viteza uriașă de propagare a luminii, încercarea lui Galilei nu a dus la nici un fel de rezultat; de fapt nu s-a măsurat timpul de propagare al semnalului luminos, ci timpul cheltuit de observator pentru a putea reacționa. Situația poate fi îmbunătățită dacă observatorul B se înlocuiește printr-o oglindă care reflectă lumina, înlăturîndu-se în acest fel erorile introduse de unul din observatori. Acest principiu de măsurare a rămas la baza aproape a tuturor metodelor moderne de laborator, utilizate pentru determinarea vitezei luminii; ulterior însă, au fost găsite metode excepționale pentru înregistrarea semnalelor și măsurarea intervalelor de timp, ceea ce a permis determinarea vitezei luminii cu o precizie suficientă, chiar în cazul unor distanțe relativ mici.

§ 114. Metode astronomice de determinare a vitezei luminii

a) Determinarea vitezei luminii prin observarea eclipselor satelitului lui Jupiter. Prima determinare reușită a vitezei luminii, care a dat o valoare sigură, apropiată de cea modernă a fost cea efectuată de către astronomul danez Olaf Römer (1676), care lucra la observatorul din Paris. Metoda lui Römer, bazată pe observații astronomice, se deosebește ca idee de schema lui Galilei în care semnalul luminos efectuează un drum *închis*, pornind din punctul A și întorcîndu-se din nou în acest punct (v. cap. XXI).

Succesul lui Römer s-a datorit posibilității folosirii unor „ceasuri” foarte precise, așezate la o distanță uriașă față de observator. Rolul ceasului îl poate juca orice proces periodic. În observările lui Römer s-a utilizat oscilpa periodică repetată a sateliților lui Jupiter.

Römer a observat că intervalele dintre eclipsele succesive se constată să fie întrucîtva mai mari cînd Pămîntul, în mișcarea sa, se depărtează de Jupiter, decît cînd se apropie de el. Römer a explicat observarea sa luînd în considerare timpul suplimentar care în primul caz (îndepărtare) trebuie să fie adăugat, iar în al doilea caz (apropiere) trebuie scăzut din timpul unei revoluții reale a stelitului în jurul lui Jupiter. Fig. 239 explică cele afirmate.

adică, direcția înspre stea se schimbă periodic în decursul anului, efectuând niște oscilații aparente cu amplitudinea unghiulară de două ori egală cu deplasarea a și fiind observabilă numai în jurul unei poziții medii. Tocmai această deplasare a și fost observată experimental. Dat fiind faptul că experiențele arată că pozițiile extreme

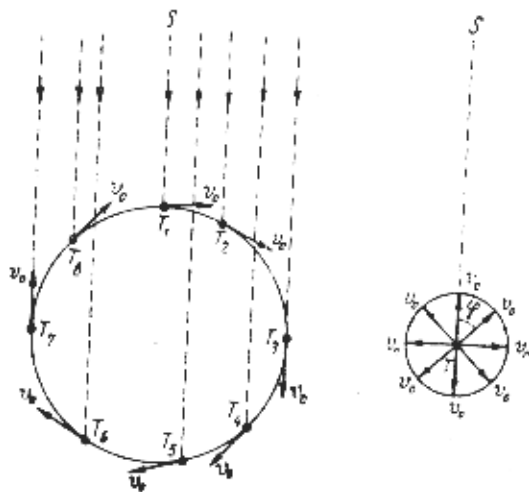


Fig. 241. Schemă care explică felul în care se schimbă direcția vitezei Pământului față de dreapta care unește ecliptica cu steaua S (steaua se găsește în planul eclipticii).

cărei stele formează un unghi de $40''{,}9$, atunci $2\alpha_0 = 40''{,}9$, de unde când valoarea lui v_0 se poate găsi valoarea lui c . Bradley a găsit viteza luminii valoarea $c = 303\ 000$ km/s.

Este esențial de remarcat că aberația luminii este legată de schimbarea direcției vitezei Pământului în decursul unui an. O viteză constantă de mare, nu poate fi pusă în evidență cu ajutorul aberației, deoarece în cazul unei asemenea mișcări direcția înspre stea rămâne neschimbată. În felul acesta, nu putem aprecia dacă viteza în cauză există în realitate și care este unghiul pe care-l formează ea cu direcția înspre stea. Prin urmare, măsurarea vitezei luminii nu ne permite decât să apreciem variațiile de viteză ale Pământului.

Explicarea simplă a aberației luminii, expusă mai sus, se poate face pe baza legii lui Newton și a concepțiilor corpusculare asupra luminii, pe care îl susține însuși Bradley. Studiul aberației luminii, din punct de vedere al teoriei ondulatorii este mai complicat, fiind legat de influența mișcării Pământului asupra propagării luminii. Vom reveni la această problemă în § 121.

§ 115. Metode de laborator pentru determinarea vitezei luminii

După cum s-a mai menționat, metodele de laborator utilizate pentru măsurarea vitezei luminii reprezintă, prin esența lor, niște variante



Fig. 242. Diagramă pentru calculul deflecției datorită aberației.

...metode ale metodei lui Galilei. Soluții reușite au fost două: metoda lui Galilei, care automatizează momentele de emisie și înregistrare a semnalului (întreruperi), și metoda Arago-Foucault, bazată pe măsurarea timpului de propagare a unui semnal luminos (oglinzi rotitoare). Ambele metode au fost mereu perfecționate, chiar pînă în ultima vreme, realizându-se realizările tehnicii experimentale moderne. Datorită lor s-a reușit fie să se mărească considerabil precizia măsurătorilor inițiale, fie să se mărească simțitor lungimea în lungul căreia se cercetează propagarea luminii.

a) **Metoda întreruperii** (Fizeau (1849) a efectuat primele măsurători ale vitezei luminii în condiții de laborator. Caracteristica metodei este automată a momentelor emisie și întoarcerii semnalului, realizată cu ajutorul unei întreruperi regulate a fluxului luminos (roată dințată). Schemă

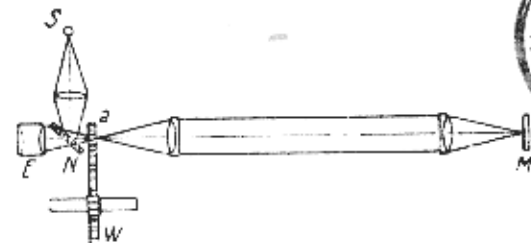


Fig. 243. Determinarea vitezei luminii prin metoda „roții dințate”.

...experienței lui Fizeau este reprezentată în fig. 243. Lumina provenită din S se propagă printre dinții unei roți W pusă în mișcare, spre oglinda M, și reflectându-se, trebuie să treacă din nou printre dinți, înspre observator. Pentru comoditate, ocularul E, care servește pentru observații, se găsește în fața lui a, iar lumina provenită din S se trimite spre W, cu ajutorul unei oglinzi semitransparente N. Dacă roata se învîrtește, și anume, cu o astfel de viteză unghiulară încît în timpul de propagare a luminii de la M și înapoi în dreptul dinților vor fi spații goale și invers, atunci lumina reflectată nu va pătrunde pînă la ocular și observatorul nu va vedea lumina (prima întunecare). Dacă viteza unghiulară crește, atunci lumina va trece parțial înspre observator. În cazul unei viteze duble vom avea un maxim de lumină, în cazul unei viteze triple o a doua întunecare etc. Cunoscînd distanța $aM = D$, numărul dinților z , viteza unghiulară de rotație (numărul de ture pe secundă v), putem calcula viteza luminii. Condiția primei întunecări: lumina, care a trecut prin spațiul gol dintre doi dinți, la întoarcere atinge dintele cel mai apropiat. Pentru aceasta este necesar ca în decursul timpului $t = \frac{2D}{c}$ roata să se rotească de un unghi $\frac{2\pi}{z}$, adică unghiul care separă centrul intervalului dintre doi dinți vecini de centrul primului dinte. Dacă observarea primei întunecări are loc pentru un număr v de ture pe secundă, atunci condiția de mai sus se va exprima cu ajutorul relației:

$$\frac{2D}{c} = \frac{1}{2zv}, \text{ sau } c = 4 Dzv.$$

...a doua întunecare va avea loc în cazul unei viteze unghiulare triple, adică atunci cînd lumina reflectată va fi oprită de dintele următor etc. Dificultatea



cea mai mare consistă în aprecierea corectă a momentului în care se întunecarea. Precizia se mărește dacă mărim distanța D , iar viteza alegem în așa fel încît să putem observa întunecări de ordine superior. Astfel, Perrotin a efectuat observațiile sale pentru $D = 46$ km, obținut întunecarea de ordinul 32. În aceste condiții se cer instalații foarte noase, aer curat (observații în munți), optică de calitate superioară, intens de lumină. Rezultatele determinărilor efectuate prin metodele superioare (inclusiv perfecționările ulterioare) au dus la următoarele

Fizeau	(1849) $D = 8,63$ km	$c = 315\ 000$ km/s ;
Cornu	(1876) $D = 23$ km	$c = 300\ 000 \pm 300$ km/s
Perrotin	(1902) $D = 46$ km	$c = 299\ 870 \pm 50$ km/s

În ultima vreme, în locul roții dințate se utilizează cu succes metode mai perfecționate de întrerupere a luminii. Rezultatele bune au fost obținute cu ajutorul celulei Kerr (v. § 145) în care a unui câmp alternativ permite să se efectueze pînă la 10^7 întreruperi pe secundă. Aceasta permite să se îmbunătățească considerabil precizia măsurărilor și să se scurteze mult lungimea bazei D . Astfel, în experiența lui Anderson (1937) lungimea bazei D era de numai 3 m, adică întreaga instalație se putea monta pe o masă de laborator. Numeroasele perfecționări de precizia înregistrărilor, bazate pe realizările moderne ale radiotehnicii și electronicii au permis să se mărească extrem de mult precizia măsurărilor. Fără să ne oprim la amănunte, indicăm că cele mai perfecte măsurători din ultima vreme au dat valoarea (pentru o bază de

$$c = 299\ 793,1 \pm 0,25 \text{ km/s}$$

(valoarea este dată pentru vid).

b) **Metoda oglinzii rotitoare.** Foucault (1862) a realizat cu succes de-a doua metodă, al cărei principiu a fost propus mai înainte (1850) de către Arago în scopul de a măsura viteza luminii în aer.

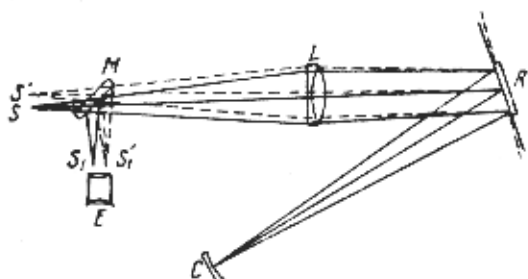


Fig. 244. Determinarea vitezei luminii după metoda oglinzii rotitoare.

de-a doua oglinză C și înapoi, străbătînd drumul $2CR = 2D$ în timp t . Acest timp se poate evalua după unghiul de rotație al oglinzii R . Viteza de rotație se cunoaște cu precizie ; unghiul de rotație se determină din deplasarea spotului luminos, dat de lumină la întoarcere. Măsurătorile se fac cu ajutorul unui ocular E și al unei lame semitransparente M , care are același rol ca și în metoda precedentă ; S_1 este poziția spotului în momentul în care se întunecă.

Lumina, provenită de la izvorul S , se îndreaptă, cu ajutorul unui obiectiv L , către oglinda rotitoare R , pe care se reflectă, propagîndu-se

pe drumul $2CR = 2D$ în timp t . Acest timp se poate evalua după unghiul de rotație al oglinzii R . Viteza de rotație se cunoaște cu precizie ; unghiul de rotație se determină din deplasarea spotului luminos, dat de lumină la întoarcere. Măsurătorile se fac cu ajutorul unui ocular E și al unei lame semitransparente M , care are același rol ca și în metoda precedentă ; S_1 este poziția spotului în momentul în care se întunecă.

în momentul în care oglinda R este fixă ; S_1 indică același lucru însă în cazul în care oglinda se rotește. Particularitatea importantă a instalației lui Foucault consistă în utilizarea unei oglinzi sferice concave C , al cărei centru coincide cu axa de rotație R . Datorită acestui fapt lumina reflectată de R înspre C se întoarce totdeauna asupra lui R ; dacă s-ar fi utilizat o oglindă plană C , acest lucru nu ar fi avut loc decît pentru o anumită orientare reciprocă a oglinzilor R și C , și anume atunci cînd axa conului de raze reflectate ar fi fost normală pe C .

Foucault, ținînd seama de scopul inițial urmărit de Arago, a efectuat cu ajutorul aparatului său și determinarea vitezei luminii în apă, reușind să măsoare distanța RC pînă la 4 m, și comunicînd oglinzii 800 de rotații pe secundă. Măsurătorile lui Foucault au arătat că viteza luminii în apă este mai mică decît în aer, deci conform cu concepțiile teoriei ondulatorii a luminii.

Perfecționările ulterioare ale metodei lui Foucault, consistînd în îmbunătățirea tehnicii de lucru cu oglinda rotitoare și în mărirea drumului RC , au dus la o creștere considerabilă a preciziei, dînd posibilitate lui Michelson să dea rezultate bune în ceea ce privește determinarea vitezei luminii.

Rezultatele măsurătorilor efectuate prin metoda oglinzii rotitoare sînt expuse în următorul tablou :

Foucault (1862)	$c = 298\ 000 \pm 500$ km/s
Newcomb (1891)	$c = 299\ 810 \pm 50$ km/s
Michelson (1902)	$c = 299\ 890 \pm 60$ km/s
Michelson (1926)	$c = 299\ 796 \pm 4$ km/s

Ultima instalație a lui Michelson (1926) a fost montată între două vîrfuri de munți, în așa fel încît distanța D era de 35,4 km (35 373,21 m).

Drept oglindă s-a utilizat o prismă de oțel cu opt fețe, care se rotea cu o viteză de 168 ture pe secundă. Schema instalației lui Michelson este reprezentată în fig. 245.

Timpul în care lumina efectua un drum complet era de 0,000 23 s, așa încît oglinda trebuia să se rotească cu $1/8$ tura și lumina cădea deci pe feța următoare a prisme. În urma acestor măsurători, deplasarea spotului era relativ mică și determinarea poziției lui juca un rol de corecție și nu avea o mare importanță. Deplasarea era doar de 0,7 mm.

În ultima vreme, au fost de asemenea efectuate măsurători destul de precise privind propagarea undelor radiofonice. Pentru aceasta s-au utili-

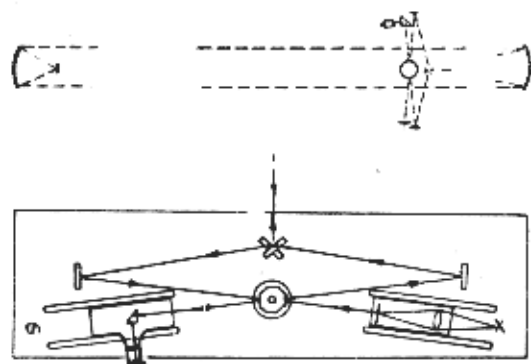


Fig. 245. Schema dispozitivului lui Michelson pentru determinarea vitezei luminii.

zat măsurători radiogeodezice, adică determinarea distanței dintre puncte se face cu ajutorul unor semnale radio, paralel cu măsurățile geodezice de precizie. Valoarea cea mai bună, obținută prin această metodă și corectată pentru vid, este de $299\,792 \pm 2,4$ km/s. În sfârșit, radioundelor a fost determinată prin metoda undelor staționare, într-un rezonator cilindric. Teoria permite să se stabilească o relație între dimensiunile rezonatorului, frecvența de rezonanță a acestuia și viteza undelor. Experiențele au fost efectuate într-un rezonator vidat, corectarea pentru vid a valorii găsite nu era necesară. Cea mai bună valoare obținută prin această metodă este $c = 299\,792,5 \pm 3,4$ km/s.

Să comparăm acum cele mai bune date obținute prin diverse

Metoda oglinzii rotitoare	$c = 299\,796 \pm 4$ km/s (Michelson, 1926)
Metoda intreruperilor (perfecționată)	$c = 299\,793,1 \pm 0,25$ km/s (Bergstrand, 1910)
Radiogeodezie	$c = 299\,792 \pm 2,4$ km/s (Aslakson, 1949)
Rezonator vidat	$c = 299\,792,5 \pm 3,4$ km/s (Essen, 1950)

Această confruntare indică o concordanță excepțională care justifică măsurătorilor afirmată de autori. Coincidența perfectă dintre vitezele de propagare a undelor de lumină și aceea a undelor radiofonice confirmă din nou valabilitatea teoriei electromagnetice a luminii; amintim ca argument folosit de Maxwell în favoarea acestei teorii a fost pe atunci viteza vitezei luminii cu constanta electrodinamică, care determină viteza de propagare a undelor electromagnetice.

§ 116. Viteza de fază și viteza de grup a luminii

Metodele de laborator folosite pentru determinarea vitezei de propagare a undelor și care permit efectuarea acestor măsurători cu o bază scurtă, dau o oportunitate să se găsească viteza luminii în diferite medii și prin urmare să se verifice relațiile din teoria refracției luminii. După cum s-a văzut în repetate rânduri, indicele de refracție al luminii, după teoria lui Huygens este $n = \frac{\sin i}{\sin r} = \frac{v_2}{v_1}$, iar după teoria ondulatorie $n = \frac{v_1}{v_2}$, unde v_1 este viteza luminii în primul mediu, iar v_2 în cel de-al doilea. Însuși Arago a realizat această deosebire posibilitatea realizării unui „experimentum crucis” propus ideea experienței, realizate mai târziu de către Foucault. Acesta a găsit pentru raportul dintre viteza luminii în aer și în apă o valoare apropiată de $4/3$, cum rezultă din teoria lui Huygens, și nu $3/4$, după cum rezultă din teoria lui Newton. Este drept că în perioada efectuării experienței (1862) teoria ondulatorie a luminii nu mai avea nevoie de argumente suplimentare. Cu toate acestea, pe măsura perfecționării metodelor de determinare a vitezei luminii această problemă a fost rezolvată prin unor noi cercetări experimentale, care au arătat de altfel că lucrurile sunt mult mai complicate. Astfel, în cazul apei, Michelson a obținut o valoare concordanță cu indicele de refracție al apei. În cazul sulf

carbon el a găsit $\frac{c}{v} = 1,75$, în timp ce determinarea obișnuită a indicelui de refracție da $n = 1,64$. Explicarea acestui fenomen a fost dată de către Rayleigh, care a elucidat caracterul complex al noțiunii de viteza a undei. Determinarea obișnuită a indicelui de refracție din schimbarea direcției razei ($n = \frac{\sin i}{\sin r}$) corespunde, după teoria ondulatorie, raportului dintre vitezele undei, descrise de ecuația

$$y = a \sin \frac{2\pi}{T} \left(t - \frac{x}{v} \right). \quad (116.1)$$

Se poate ușor vedea că, în această formulă v reprezintă viteza cu care se deplasează faza undei. În adevăr, să scriem condiția de constanță a fazei:

$$t - \frac{x}{v} = \text{const.}$$

De aici rezultă:

$$\Delta t - \frac{\Delta x}{v} = 0,$$

$$v = \frac{\Delta x}{\Delta t}, \quad (116.2)$$

adică v reprezintă viteza de propagare a unei anumite faze (viteza de fază). Având expresia unei unde monocromatice, de exemplu $y = a \sin(\omega t - kx)$ și scriind viteza de fază scriind condiția de constanță a fazei:

$$\omega t - kx = \text{const.}$$

Diferențind, găsim:

$$\omega dt - k dx = 0 \quad \text{sau} \quad \frac{dx}{dt} = \frac{\omega}{k}.$$

Adică, viteza de fază este $v = \frac{\omega}{k}$. Amintindu-ne că $\omega = \frac{2\pi}{T}$ și $k = \frac{2\pi}{\lambda}$, găsim o altă expresie pentru viteza de fază:

$$v = \frac{\omega}{k} = \frac{\lambda}{T}$$

care este în conformitate cu cunoscuta expresie: $\lambda = Tv$.

Viteza de fază, găsită pe această cale, caracterizează o undă monocromatică, adică o sinusoidă infinită și care există un timp infinit de lung. În realitate, asemenea undă nu există însă în realitate. De obicei, avem de-a face cu

un impuls mai mult sau mai puțin complicat, limitat în timp. Observînd un asemenea impuls, putem delimita o anumită regiune impuls, de exemplu locul în care intensitatea cîmpului electric sau care reprezintă impulsul electromagnetic, este maximă. Noțiunea de propagare a unui asemenea impuls nu este legată de nici un fel de tate: viteza impulsului se identifică cu viteza de propagare a unei oarecare al acestuia, de exemplu a punctului de intensitate maximului. Pentru aceasta trebuie însă să presupunem că impulsul nu păstrează forma în timpul procesului de propagare, sau cel puțin

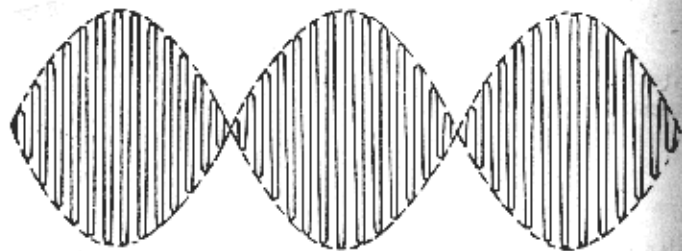


Fig. 246. Suprapunerea a două sinusoidale de frecvențe apropiate, care amintește un grup de unde.

mează suficient de lent. Pentru a putea face raționamente în această ne putem reprezenta impulsul ca o suprapunere a unui număr în mare de unde monocromatice apropiate ca frecvență (reprezentat impulsului sub formă de integrală Fourier). Dacă toate aceste unde monocromatice de diverse lungimi de undă se propagă cu aceeași viteză de fază (mediul nu este dispersiv), atunci cu aceeași viteză se deplasează și impulsul ca atare, păstrîndu-și forma neschimbată.

Mediile reale însă (cu excepția spațiului vid) se caracterizează prin dispersie, adică undele monocromatice se propagă cu viteze de fază diferite, care depind de lungimea lor de undă, din care cauză impulsul începe să se deformeze. Într-un asemenea caz, problema privind forma impulsului devine mai complicată. Dacă dispersia nu este apreciază, formarea impulsului decurge încet, și în consecință putem urmări de amplitudine maximă. Viteza de deplasare a impulsului va diferi de viteza de fază a oricărei unde monocromatice componente și va trebui calculată în mod direct.

Pentru simplitatea calculului vom considera impulsul format din două sinusoidale de frecvențe apropiate și avînd aceeași amplitudine ca totalitatea unui număr infinit de sinusoidale apropiate. Făcînd o simplificare trăsăturile caracteristice ale fenomenului se păstrează. Punerea unor sinusoidale atît de apropiate dă un impuls a cărui formă este reprezentată în fig. 246 (bătăile unor vibrații apropiate ca frecvență, dar, impulsul, sau, cum se obișnuiește să se spună, pachetul de unde)

*) Prin pachet de unde se înțelege un impuls care poate fi reprezentat ca o sumă de sinusoidale, ale căror frecvențe diferă puțin între ele.

impuls format din două unde,

$$y_1 = a \sin(\omega_1 t - k_1 x) \text{ și } y_2 = a \sin(\omega_2 t - k_2 x),$$

ale căror amplitudini sînt egale, iar frecvențele și lungimile de undă diferă puțin de la o undă la alta; așadar:

$$\omega_1 = \omega_0 + \delta\omega \text{ și } \omega_2 = \omega_0 - \delta\omega,$$

$$k_1 = k_0 + \delta k \text{ și } k_2 = k_0 - \delta k,$$

unde $\delta\omega$ și δk sînt niște mărimi mici. Impulsul (pachetul de unde) y este suma dintre y_1 și y_2 , adică

$$\begin{aligned} y &= y_1 + y_2 = a \sin(\omega_1 t - k_1 x) + a \sin(\omega_2 t - k_2 x) = \\ &= 2a \cos\left(\frac{\omega_1 - \omega_2}{2} t - \frac{k_1 - k_2}{2} x\right) \sin\left(\frac{\omega_1 + \omega_2}{2} t - \frac{k_1 + k_2}{2} x\right) = \\ &= 2a \cos(t\delta\omega - x\delta k) \sin(\omega_0 t - k_0 x). \end{aligned}$$

Introducînd notația $A = 2a \cos(t\delta\omega - x\delta k)$, scriem impulsul sub forma

$$y = A \sin(\omega_0 t - k_0 x),$$

unde A nu este o constantă ci o mărime variabilă în timp și spațiu. Această schimbare se face însă lent, deoarece $\delta\omega$ și δk sînt mici (în comparație cu ω_0 și k_0). Din această cauză, putem considera impulsul nostru ca o sinusoidă cu o amplitudine lent variabilă în timp (v. fig. 246).

Fixîndu-ne în impulsul nostru asupra unui punct oarecare, cu o anumită valoare a lui A , de exemplu asupra punctului în care A este maxim, vom determina viteza de deplasare a acestui punct, care caracterizează tocmai viteza de propagare a impulsului. În felul acesta viteza impulsului (pachetului) care, după Rayleigh se numește viteză de grup, este viteza de deplasare a amplitudinii și prin urmare și a energiei transportată de impulsul care se propagă.

Pentru găsirea vitezei de grup u trebuie să scriem condiția de constanță a amplitudinii, adică

$$t\delta\omega - x\delta k = \text{const.}$$

Diferențiînd, găsim: $\delta\omega dt - \delta k dx = 0$, sau

$$u = \frac{dx}{dt} = \frac{\delta\omega}{\delta k}.$$

Așadar, o undă monocromatică se caracterizează printr-o viteză de fază $v = \frac{\omega}{k}$, care reprezintă viteza de propagare a fazei, în timp ce un impuls

se caracterizează printr-o viteză de grup $u = \frac{\delta\omega}{\delta k}$, care reprezintă viteza de propagare a amplitudinii (a energiei).

Putem găsi ușor legătura dintre u și v :

$$u = \frac{\delta\omega}{\delta k} = \frac{\delta(vk)}{\delta k} = v + k \frac{\delta v}{\delta k},$$

sau, deoarece $k = \frac{2\pi}{\lambda}$ și prin urmare $\delta k = -\frac{2\pi}{\lambda^2} \delta\lambda$, găsim:

$$k \frac{\delta v}{\delta k} = -\frac{2\pi}{\lambda} \frac{\lambda^2 \delta v}{2\pi \lambda^2} = -\lambda \frac{\delta v}{\delta \lambda}$$

adică, în cele din urmă

$$u = v - \lambda \frac{\delta v}{\delta \lambda} \text{ (formula lui Rayleigh)}$$

Dacă $\frac{\delta v}{\delta \lambda} > 0$ (dispersie normală), atunci $u < v$;

Dacă $\frac{\delta v}{\delta \lambda} < 0$ (dispersie anormală), atunci $u > v$.

Deosebirea dintre u și v este cu atât mai mare, cu cât $\frac{\delta v}{\delta \lambda}$ este mai mare¹⁾. În lipsa dispersiei ($\frac{\delta v}{\delta \lambda} = 0$) $u = v$. Acest caz cum s-a mai spus, se realizează doar în vid (v. § 147).

Rayleigh a arătat că în metodele cunoscute de determinare a luminii, dacă ținem seamă de esența metodei, vedem că avem de-a face cu o undă care durează un timp infinit, ci cu o undă pe care o înțelegem în mici fragmente. Roata dințată și alți întrerupători, folosiți în metodele de întrerupere, dau o excitație luminoasă variabilă ca intensitate și formă reprezentată în fig. 9, adică un pachet de unde. În mod asemănător prezintă lucrurile și în metoda lui Römer, unde lumina se întrerupe din cauza eclipselor periodice. În metoda oglinzii rotitoare, lumina, de asemenea, nu mai ajunge pînă la observator, dacă se rotește suficient oglinda. În aceste cazuri nu măsurăm viteza de fază ci viteza de grup a luminii în anumit mediu dispersiv. Viteza de fază poate fi calculată din relația (116.3) dacă se măsoară în același timp și dispersia.

Rayleigh presupunea că în cazul metodei aberației luminii, măsurăm direct viteza de fază, deoarece în acest caz lumina nu se întrerupe arde. Ehrenfest (1910) a arătat însă că observarea aberației luminii nu se bazează pe metoda lui Fizeau, dînd în consecință tot viteza de fază. În adevăr, experiența cu aberația poate fi redusă la următoarele. Pe

¹⁾ Cînd am introdus noțiunea de viteză de grup, ne-am limitat la cazul unei unde care nu prea mari, deoarece în caz contrar impulsul se deformează rapid și noțiunea de viteză de grup își pierde sensul. De exemplu, în apropierea unei bande de absorbție a substanței viteza de fază se schimbă foarte rapid cu frecvența, formula (116.3) ar putea da valori mai mari decît viteza luminii în vid, sau o valoare negativă. În acest domeniu noastră nu poate fi folosită. Energia impulsului se propagă cu o viteză care poate fi mai mică decît viteza semnalului și care, după cum arată un studiu special, în afara domeniului de dispersie coincide cu viteza de grup, iar în interiorul lui, rămîne mai mică decît viteza luminii.

...sînt fixate două discuri prevăzute cu orificii. Lumina se propagă pînă la observator. Să punem în mișcare aparatul în jurul unei rotații rapide. Deoarece viteza luminii este finită, lumina nu va reuși să treacă prin cel de-al doilea orificiu. Pentru ca lumina să poată trece, este necesar să rotim unul din discuri față de celălalt cu un unghi definit de raportul dintre vitezele discurilor și a luminii. Aceasta este o experiență de aberație tipică; ea nu se deosebește însă întru nimic de experiența lui Fizeau, în care, în locul a două discuri rotitoare prevăzute cu orificii, apare un singur disc și o oglindă pentru întoarcerea razelor, adică în fond tot două discuri: unul real și imaginea acestuia, dată de oglinda rotitoare. Așadar, metoda aberației luminii măsoară aceeași mărime ca și metoda întreruperilor, adică tot viteza de grup.

În felul acesta, în experiențele lui Michelson făcute cu apă și sulfură de carbon s-a măsurat raportul vitezelor de grup și nu raportul vitezelor de fază. În cazul apei $\frac{\delta v}{\delta \lambda}$ este însă atât de mic, încît practic $u = v$; din această cauză $\frac{c}{u} = \frac{c}{v} = n$; în cazul sulfurii de carbon $\frac{\delta v}{\delta \lambda}$ are o valoare apreciabilă, așa încît $u < v$ și $\frac{c}{u} > \frac{c}{v}$, fapt pe care l-a și pus în evidență experiența lui Michelson ($\frac{c}{u} = 1,76$, $\frac{c}{v} = 1,64$). Măsurarea corectă a dispersiei sulfurii de carbon a arătat că raportul măsurat de Michelson corespunde în adevăr cu raportul vitezelor de grup, obținute după formula lui Rayleigh.

CAPITOLUL XX

EFFECTUL DOPPLER

§ 117. Introducere

În capitolul precedent au fost descrise diversele metode de determinare a vitezei luminii, arătîndu-se în același timp modul în care se poate obține viteza de fază v , pentru orice lungime de undă, într-un mediu oarecare, dintr-o măsurare directă a vitezei de grup, iar de aici, cunoscînd indicele de refracție $n = f(\lambda)$ putîndu-se găsi și viteza de fază a luminii în vid, c . Pe de altă parte, numeroase fenomene de interferență și difracție, descrise în părțile întîi și a doua, ne oferă metode de determinare directă a lungimii de undă a luminii λ într-un mediu oarecare cum și în vid $\lambda_0 = n\lambda$. Folosindu-ne de aceste două mărimi putem de asemenea determina frecvența luminii emise $\nu = \frac{v}{\lambda} = \frac{c}{\lambda_0}$, sau perioada acesteia $T = \frac{1}{\nu} = \frac{\lambda_0}{c}$.

Frecvența sau perioada luminii, aproape monocromatică, emise, prezintă caracteristica acelor procese intraatomice, care condiționează fenomenul de emisie a luminii. Noi nu dispunem de metode care să permită

determinarea directă a acestor frecvențe¹⁾. Pe acestea le putem măsura măsurând valorile lui c și λ_0 . Trebuie să avem însă în vedere că lungimea de undă sau frecvența luminii studiate pot să nu coincidă cu lungimea de undă sau frecvențele corespunzătoare ale luminii emise de către aparat. Precis, frecvența supusă măsurătorii sau lungimea de undă respectivă nu numai de procesele intraatomice care le condiționează, dar și de sistemul de coordonate de care sînt legate aparatele de observație. Procesul ondulat va fi diferit dacă o măsurăm cu ajutorul unor aparate imobile față de izvor sau dacă o măsurăm cu unele mobile față de acesta.

Această observație a fost făcută pentru prima oară de către Christian Doppler (1842), care a arătat că frecvența care se percepe devine mai mare sau mai mică în funcție de apropierea sau depărtarea izvorului și observatorul se apropie și dimpotrivă, mai mică, dacă ei se mișcă unul de altul.

Raționamentele lui Doppler sînt valabile în toate fenomenele de mișcare relativă, optice, acustice și oricare altele. Doppler a observat (calitatea) că lumina înțevăzută de el în cazul fenomenelor acustice și a formulat că diferența de culoare a unor stele este condiționată de mișcarea lor față de Pământ. Această din urmă concluzie este incorectă: influența mișcării nu se manifestă decît printr-o deplasare neînsemnată a liniilor din spectrul stelelor. Cu toate acestea, valabilitatea principiului lui Doppler în fenomenele optice nu poate fi pusă la îndoială. Prima constatare experimentală sigură a fenomenului Doppler în optică și aplicațiile cele mai importante ale acestuia au fost făcute tocmai cu ocazia observării diferințelor de fenomene astronomice.

Tratarea problemei depinde esențial de faptul dacă putem vorbi de mișcarea relativă a izvorului și a observatorului unul față de celălalt sau are sens să vorbim de viteza perturbației în raport cu mediul, adică să se asemene în calcule de mișcarea izvorului și a observatorului față de mediul comun.

§ 118. Efectul Doppler în acustică

În cazul undelor sonore, fără îndoială are loc cel de al doilea caz, unde undele acustice se propagă într-un mediu (gaz), în interiorul căruia se mișcă atât izvorul cît și observatorul, așa încît are sens să vorbim nu numai de mișcarea lor relativă unul față de celălalt, ci să luăm în considerare și mișcarea lor față de mediul comun.

Fig. 247. Referitor la deducerea formulei lui Doppler. Izvorul se mișcă față de mediul comun.

În cazul în care izvorul și observatorul se mișcă față de mediul comun cu viteza v . Viteza undei în mediu, c , este constantă și nu depinde de mișcarea izvorului.

¹⁾ Spre deosebire de cazul acusticii sau al radiotehnicii, unde există metode de determinare a frecvențelor.

Să presupunem că observatorul se găsește în punctul B , iar izvorul se deplasează cu viteza v în lungul liniei S_1B , care unește izvorul cu observatorul (fig. 247). Unda, emisă în momentul t_1 , cînd izvorul se găsea la distanța $S_1B = a$ de aparat, ajunge la acesta în momentul

$$\theta_1 = t_1 + \frac{a}{c};$$

undă emisă în momentul $t_2 = t_1 + \tau$ ajunge la aparat în momentul

$$\theta_2 = t_2 + \frac{a \pm v\tau}{c},$$

deoarece în momentul t_2 distanța dintre izvor și aparat devine egală cu $(a + v\tau)$ sau $(a - v\tau)$, în funcție de sensul mișcării. Așadar, undele emise de izvor în timpul $\tau = t_2 - t_1$, acționează asupra aparatelor un timp θ egal cu

$$\theta = \theta_2 - \theta_1 = \tau \left(1 \pm \frac{v}{c} \right).$$

Dacă frecvența izvorului este ν_0 , atunci în timpul τ el va emite $N = \nu_0 \tau$ unde și, prin urmare, frecvența recepționată de aparat va fi $\nu = \frac{N}{\theta}$. Astfel vom avea:

$$\left. \begin{aligned} \nu' &= \frac{\nu_0}{1 + \frac{v}{c}} \text{ în cazul îndepărtării izvorului,} \\ \nu'' &= \frac{\nu_0}{1 - \frac{v}{c}} \text{ în cazul apropierii izvorului.} \end{aligned} \right\} \quad (118.1)$$

Deoarece viteza undei într-un mediu oarecare este determinată de proprietățile mediului, adică nu depinde de mișcarea izvorului și rămîne egală cu c , urmează că în cazul studiat trebuie să aibă loc în mod obișnuit o modificare a lungimii de undă.

Dacă însemnăm prin λ_0 lungimea de undă, observată în cazul unui izvor imobil, iar prin λ lungimea de undă percepută în cazul cînd izvorul se mișcă, găsim:

$$\lambda_0 = \frac{c}{\nu_0}, \quad \lambda = \frac{c}{\nu} = \frac{c}{\nu_0} \left(1 \pm \frac{v}{c} \right) = \lambda_0 \left(1 \pm \frac{v}{c} \right). \quad (118.2)$$

Așadar, în cazul cînd izvorul se deplasează în mediu, viteza undei rămîne de un aparat situat în acest mediu, rămîne constantă, iar frecvența și lungimea de undă, măsurate de aparat, se schimbă. Aceasta înseamnă că o experiență de tipul celei realizate de Fizeau dă pentru viteza unei unde acustice aceeași valoare ca și în cazul unui izvor imobil de sunet, în timp ce o

experiență interferențială va da o lungime de undă modificată. Lucrul se poate spune și despre frecvență, care, în cazul undelor poate fi observată direct, de exemplu comparând-o, cu o sirenă pe aceeași frecvență.

b) Aparatul se deplasează în raport cu mediul cu viteza v undei în mediu fiind c (fig. 248) petind raționamentele de mai sus trebuie să scriem pentru unghi θ_1 și θ_2 respectiv:



Fig. 248. Referitor la deducerea formulei lui Doppler. Aparatul se mișcă față de mediu.

$$\theta_1 = t_1 + \frac{v}{c \mp v} \text{ și } \theta_2 = t_2$$

deoarece apropierea dintre undă și aparat se face cu viteza $c \mp v$ (unde față de aparat) (fig. 248). În felul acesta

$$\theta = \tau \left(1 \pm \frac{v}{c \mp v} \right),$$

iar frecvența recepționată de aparat, va fi

$$\left. \begin{aligned} v' &= \frac{v_0}{1 + \frac{v}{c - v}} = v_0 \left(1 - \frac{v}{c} \right) \text{ în cazul cînd aparatul se îndepărtează,} \\ v'' &= \frac{v_0}{1 - \frac{v}{c + v}} = v_0 \left(1 + \frac{v}{c} \right) \text{ în cazul cînd aparatul se apropie.} \end{aligned} \right\}$$

În cazul cînd aparatul se deplasează, viteza undei față de aparat compune din viteza undei în raport cu mediul și viteza aparatului în raport cu mediul, adică este egală cu

$$(c \mp v) = c \left(1 \mp \frac{v}{c} \right).$$

Lungimea de undă măsurată de aparat, rămîne în felul acesta neschimbată în adevăr,

$$\lambda = \frac{c + v}{v} = \frac{c \left(1 + \frac{v}{c} \right)}{v_0 \left(1 + \frac{v}{c} \right)} = \frac{c}{v_0} = \lambda_0.$$

Așadar, în cazul cînd aparatul se deplasează, frecvența și viteza undei față de aparat se schimbă, însă lungimea de undă, măsurată de el, rămîne neschimbată.

Experiențe privind determinarea vitezei sunetului, a frecvenței și lungimii de undă a acestuia ar putea confirma cele de mai sus.

Formulele deduse se referă la cazul cînd observarea se face în lungul direcției BS, după care se face mișcarea izvorului sau a aparatului. Dacă direcția de observație formează un unghi φ cu direcția de mișcare, în raționamentele de mai sus ar fi trebuit să introducem unele modificări. În primul rînd, în cazul cînd aparatul se deplasează în loc de $(c \mp v)$ ar fi trebuit să punem $(c \mp v \cos \varphi)$, deoarece aceasta este mărimea care dă în cazul studiat viteza de apropiere a undei de aparat

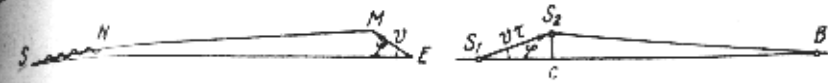


Fig. 249. Referitor la deducerea formulei lui Doppler în cazul cînd viteza de deplasare a aparatului formează un unghi cu linia izvor-aparat.

Fig. 250. Referitor la deducerea formulei lui Doppler în cazul cînd viteza de deplasare a izvorului formează un unghi cu linia izvor-aparat.

(fig. 249); în al doilea rînd, în expresia lui θ_2 în loc de $(a \mp v\tau)$ va interveni $(a \pm v\tau \cos \varphi)$, deoarece $BS_2 = BS_1 = S_1S_2 \cos \varphi$ (fig. 250). În acest calcul se presupune că $v\tau$ este mic în comparație cu $S_1B = a$. În felul acesta, rezultatele finale corespund înlocuirii lui v prin $v \cos \varphi$, adică introducerii componentei vitezei în lungul liniei SB (viteza radială). În cele din urmă obținem:

$$v = \frac{v_0}{1 \mp \frac{v \cos \varphi}{c}} = \frac{v_0 \left(1 \pm \frac{v \cos \varphi}{c} \right)}{1 - \left(\frac{v \cos \varphi}{c} \right)^2} \text{ în cazul mișcării izvorului} \quad (118.5)$$

$$v = v_0 \left(1 \mp \frac{v \cos \varphi}{c} \right) \text{ în cazul mișcării aparatului} \quad (118.6)$$

Așadar, în cazul unei mișcări printr-un mediu avem două formule diferite care se deosebesc între ele prin factorul

$$\frac{1}{1 - \left(\frac{v \cos \varphi}{c} \right)^2}$$

adică printr-un factor care diferă de unitate printr-o cantitate mică de ordinul doi (în raport cu $\frac{v}{c}$)¹⁾.

Pentru majoritatea cazurilor studiate în acustică această deosebire este mică și de cele mai multe ori neglijabilă. Ea are însă o importanță principială și, în tehnica modernă, valoarea de mai sus este de multe ori practic apreciabilă. Astfel, avioanele moderne pot zbura cu o viteză de aproximativ 1 000 km/h, așa încît $\frac{v}{c}$ atinge valoarea 80% și deosebirea între cele două formule de mai sus depășește 60%.

¹⁾ Formulele deduse își pierd valabilitatea în cazul unor viteze supersonice.

Dacă aparatul se deplasează în raport cu mediul cu o viteză u , putem stabili ușor formula care descrie starea în acest caz. Presupunând că izvorul și aparatul se deplasează după aceeași direcție și în același sens, obținem, aplicând succesiv formulele de mai sus:

$$v = v_0 \frac{1 - \frac{v}{c}}{1 + \frac{u}{c}}$$

Pentru $u = v$ găsim $v = v_0$ (riguros).

În felul acesta, dacă izvorul și aparatul se mișcă păstrând distanța dintre ele (adică sînt fixe unul față de celălalt) efectul nu are loc. Dacă însă $v \neq u$, atunci efectul Doppler se manifestă, și de frecvență observată nu depinde de diferența $u - v$ ci de însăși u și v . De aceea, în acest caz, efectul Doppler permite să se determine numai viteza izvorului față de aparat, dar și viteza izvorului și a aparatului față de mediu.

În 1845, efectul a fost studiat experimental, iar formulele au fost verificate cantitativ, măsurîndu-se variația de frecvență a sunetului muzical, emis de un instrument așezat pe platforma unui tren care trecea cu viteză printr-o gară. Variația frecvenței sunetului era observată după ureche, de către muzicanți. Experiențele au fost repetate și la o viteză a trenului pînă la 120 km/h.

§ 119. Efectul Doppler în optică

În fenomenele optice, problema propagării undelor într-un mediu este mult mai complicată. Se știe că undele de lumină se pot propaga în orice spațiu în care nu există nici un fel de substanță cunoscută de noi.

Dacă privim lucrurile din punctul de vedere conform căruia există un mediu în care se propagă undele electromagnetice (adică care se poate măsura viteza izvorului și a aparatului (eterul imobil al lui Lorentz, v. cap. XXI), atunci efectul Doppler ar trebui tratat ca mai sus.

Urmînd această cale, am obține două formule diferite, care diferă una de cealaltă printr-o mărime mică de ordinul doi, în raport cu viteza luminii.

Cum însă chiar în cazul mișcării Pământului pe orbita sa, $\frac{v}{c}$ nu este mai mare decît 10^{-4} , rezultă că deosebirea dintre cele două formule ar fi de numai 10^{-8} . În majoritatea cazurilor, realizabile în experiență, această deosebire este și mai mică. Deosebirea în cauză nu poate fi constatată prin metode directe făcute asupra mărimii deplasării prin efect Doppler. Totuși, a reușit, după cum se știe, să se realizeze și alte experiențe optice (de exemplu, experiența lui Michelson, (v. § 121, e), care ar fi fost suficient de precisă pentru a se putea constata micile deosebiri indicate, dacă ele ar fi existat. Unele experiențe au arătat că unica deosebire prevăzută de teoria propagării undelor de lumină printr-un eter imobil, nu există. Toate procesele, în afară de excepție, decurg în așa fel încît nu joacă rol decît mișcarea relativă a izvorului și a aparatelor, unul față de celălalt, și noțiunea de mișcare absolută în vid nu are sens (principiul relativității, v. cap. XXI). Ținînd seama de aceasta, și formulele care exprimă efectul Doppler nu trebuie să difere de celelalte, în cele două cazuri discutate mai sus, deoarece în caz conștient este principial, am putea, folosind acest efect să constatăm mișcarea absolută a unui sistem în vid, fapt care contrazice principiul relativității. În afară de aceasta, dacă la deducerea formulelor efectului Doppler luăm în considerare formulele de bază și consecințele teoriei relativității, vom obține, în ambele cazuri (mișcarea izvorului și mișcarea aparatului), același rezultat, și anume:

$$v = v_0 \sqrt{\frac{1 + \frac{v}{c}}{1 - \frac{v}{c}}} \quad (119.1)$$

reveni ceva mai în amănunt asupra acestei probleme în capitolul următor, consacrat expunerii bazelor opticii sistemelor în mișcare.

Confirmarea experimentală a principiului lui Doppler a fost făcută, pentru primul rînd, prin măsurători astronomice. După ce s-a stabilit că nu ne putem aștepta decît la deplasări mici ale frecvenței liniilor spectrale emise de stele, s-au întreprins numeroase observații de acest gen. Pentru prima dată s-a reușit să se constate în mod sigur deplasarea liniilor hidrogenului în spectrele emise de Vega și Sirius, în comparație cu liniile corespunzătoare emise de un tub Geissler, atribuindu-se această deplasare mișcării stelelor față de Pămînt. Din acest moment, asemenea măsurători au continuat să se facă și azi destul de des. Cu ajutorul lor, nu putem verifica riguros efectul Doppler, deoarece nu avem posibilitatea să măsurăm direct viteza radială a stelelor. Dimpotrivă, asemenea observații se utilizează pentru determinarea vitezei stelei în lungul liniei care unește steaua cu Pămîntul (adică viteza radială a stelelor), bazîndu-ne pe valabilitatea principiului lui Doppler. Astfel, asemenea măsurători se fac cu un înalt grad de precizie (determinînd viteza cu o precizie pînă la 1 km/s) și constituie aproape singura metodă pentru măsurarea vitezelor radiale ale corpurilor cosmice. Cu ajutorul efectului Doppler au fost descoperite stele duble, atît de îndepărtate, încît separarea lor cu ajutorul telescoapelor este imposibilă. Liniile spectrale ale unor asemenea stele devin periodice duble, fapt care poate fi explicat prin aceea că, drept izvor, servesc două corpuri care se apropie și se depărtează succesiv, adică evoluează în jurul unui centru de greutate comun. Din aceste observații se poate calcula ușor și perioada de revoluție a acestor stele duble îndepărtate precum și vitezele lor radiale, adică vitezele în lungul liniei de observație.

În astrofizică se utilizează de multe ori principiul lui Doppler pentru măsurarea vitezei de expulzare (erupții) a maselor de hidrogen, fenomen observat în Soare (protuberanțe). Măsurarea variațiilor de frecvență

observate la liniile hidrogenului dă, pentru viteza norului de h valoare de peste 100 km/s (și chiar pînă la 1 000 km/s).

Metoda spectroscopică de determinare a vitezei corpurilor fost utilizată (1861) pentru măsurarea vitezei de rotație a discului Soarelui. Viteza la dreptul diametrului stată a fi de 2,3 km/s, ceea ce observarea directă a sării petelor solare, la o distanță apropiată de 2 milioane de km, a dat o confirmare a efectului Doppler.

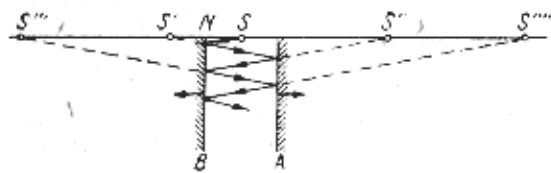


Fig. 251. Schema experiențelor lui A. A. Belopolski: S - izvorul de lumină; A și B - oglinzi mobile; S', S'', S''', S'''' - imaginile mobile ale lui S.

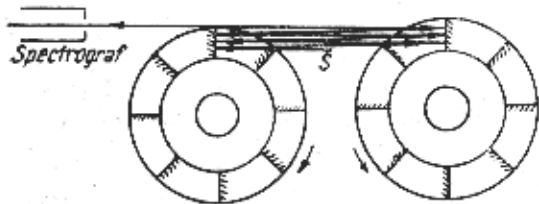


Fig. 252. Schema dispozitivului lui A. A. Belopolski.

zentață o schemă care explică ideea lui Belopolski. Două oglinzi A și B se deplasează una față de cealaltă. La mijlocul distanței dintre ele se află izvorul S. Dacă distanța dintre S și o oglindă este x, atunci SS' = 2x; SS'' = 4x etc.; în general, a n-a imagine se află la distanța 2nx față de izvor. Dacă distanța x dintre S și oglindă se schimbă cu o viteză $v = \frac{dx}{dt}$ (oglinzi mobile), atunci se deplasează și toate imaginile așa fel încît viteza celei de a n-a imagini va fi

$$w = \frac{d(2nx)}{dt} = 2nv.$$

În felul acesta, aparatul lui Belopolski permite să se mărească com viteză izvorului observat, care nu este altceva decît a n-a imagine a izvorului real.

În aparatul lui Belopolski (fig. 252) oglinzile sînt niște palete montate pe două roți (asemănătoare cu acelea de la vapoare), care se mișcă cu ajutorul unor motoare. Viteza finală w era de aproximativ 500 m/s (în experiențele lui Belopolski 0,67 km/s; în cele ale lui Michelson între 0,25 și 0,35 km/s). Aparatul spectral folosit de către Belopolski pentru observarea deplasărilor, era un spectrograf cu trei prisme, iar la

înălțimea în scară, tip Michelson. Concordanța dintre datele experimentale și cele teoretice atingea 5%, valoare care, trebuie să recunoaștem, reprezintă un rezultat extrem de bun, pentru niște experiențe atît de greu realizabile.

Ulterior, Fabry și Buisson (1919) au efectuat măsurători similare utilizînd o metodă mai simplă, utilizînd puterea de rezoluție, mare, a unui spectrograf spectral interferențial. Drept izvor de lumină s-a folosit o lampă cu mercur, răcită; lumina emisă de aceasta, era reflectată de marginea unui disc de hîrtie, pus în mișcare cu ajutorul unei centrifuge, încît lumina liniară a extremității discului atingeamă la viteză liniară de 110 m/s; linia spectrală reflectată de la cele două margini opuse ale discului rotitor dădea o linie dublă, care putea fi rezolvată cu ajutorul interferențelor folosite.

Stark a observat deplasarea liniilor spectrale, folosind drept izvor de lumină niște surse rapide, emițători de radiații din razele canal. Folosind principiul lui Doppler, pu- team determina, din aceste experiențe, viteza razelor canal. Observațiile au constatat a fi în concordanță cu valorile acestor viteze, obținute prin alte metode, cum ar fi devierea în cîmp electric și magnetic. În cazul hidrogenului, vitezele obținute sînt atît de mari (de ordinul a 10^8 cm/s), încît observarea deplasării se poate face cu multă ușurință, folosind un spectrograf cu prismă, cu putere de rezoluție medie.

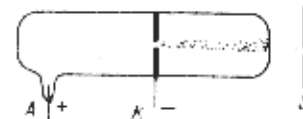


Fig. 253. Observarea efectului Doppler în cazul razelor canal.

Într-un tub cu raze canal (v. fig. 253) lumina este emisă atît de atomii mobili, cît și de particulele canal care se mișcă cu o viteză enormă. Primii dau niște linii nete. Cei mobili (cu viteze diferite), particulele razelor canal, dau linii care se contopesc în mici benzi lărgite, deplasate față de primele. În fig. 254 se văd bine atît liniile nete H_γ și H_δ ale atomilor de hidrogen mobili, cît și liniile lărgite, deplasate spre stînga, emise de atomii de hidrogen din razele canal.

Fig. 254. Spectrul hidrogenului emis de atomii fieși și mobili.

În sfîrșit, trebuie să amintim că în toate izvoarele de lumină cu gaz, totdeauna avem de-a face cu atomi de gaz emițători de radiații, care se mișcă cu viteze destul de mari în toate direcțiile (viteze cuprinse între 100 m/s și 1 km/s, în funcție de greutatea moleculară a gazului și de temperatura acestuia). Datorită deplasării prin efect Doppler, liniile spectrale se lărgesc, ceea ce se lucrează cu gaze puternic rarefiate, cînd ciocnirile dintre atomii emițători de radiații și particulele înconjurătoare sînt relativ rare, efectul Doppler constituie cauza principală care determină lărgirea liniei spectrale. Observarea lărgirii liniilor spectrale, în condițiile menționate, constituie o confirmare a efectului Doppler. Astfel, s-a reușit să se observe că în cazul cînd un asemenea izvor este răcit cu aer lichid, lărgimea liniilor micșorează, corespunzător cu micșorarea vitezelor moleculare medii.

OPTICA MEDIILOR ÎN MIȘCARE

Cu ocazia studiului efectului Doppler ne-am lovit de privire la modul în care se produc fenomenele optice, în cazul cînd în care ele au loc, se găsește în mișcare. Problema importantă ca în studiul acestei chestiuni este următoarea: este oare posibil să mișcarea izvorului de lumină și a aparatelor receptoare față de care se propagă lumina, sau nu putem decît să constatăm mișcarea izvorului și a receptorului de lumină, unul față de celălalt. În abordăm problema generală a opticii (și electrodinamicii) medii care, care prezintă o mare importanță principială, deoarece majoritatea vîrșitoare a experiențelor noastre are loc în laboratoare terestru într-un sistem mobil față de alte corpuri cerești. Este important să știm dacă acest fapt influențează asupra desfășurării fenomenelor observate și în ce fel.

§ 120. Principiul relativității în mecanică și relațiile de transformare ale lui Galilei

Legile fizice, printre care și legile mecanicii newtoniene, sînt valabile în orice sistem de referință, în sens bine precizat doar cînd se cunosc condițiile reale de desfășurare a fenomenelor studiate și prin urmare se indică sistemul de referință la care acestea sînt raportate.

Să ne închipuim cîteva sisteme de referință, dintre care unul este în repaus față de pămînt, iar celelalte cu diversele vapoare care se deplasează față de pămînt. Să presupunem că pe pămînt se mișcă un corp oarecare, de exemplu, în sistemul de referință legat de pămînt, nu se exercită asupra sa forțe; de exemplu, pe o masă perfect orizontală se rostogolește o bilă. Mișcarea acesteia, în sistemul legat de pămînt, va decurge în mod rectiliniu, adică va fi o mișcare în virtutea inerției, în sens newtonian. Dacă presupunem că experiențe identice (bila care se rostogolește față de pămînt pe o masă orizontală) se fac și pe fiecare din vapoare. Pentru toate sistemele de referință, solidar legate de vapoare, care se mișcă uniform și în mod rectiliniu față de pămînt, mișcarea bililor va fi de asemenea uniformă și în mod rectiliniu. Pentru toate aceste sisteme mișcarea bililor este o mișcare care are loc în virtutea inerției, în sens newtonian. Însă, într-un sistem de referință solidar legat de un vapor care trece pe lângă pămînt cu o anumită viteză, mișcarea bililor este accelerată și nu rectilinie și uniformă. Prin urmare, în acest sistem, mișcarea respectivă nu se face în virtutea inerției, ci se exercită un grup de forțe (forțe de inerție), care comunică corpului o anumită accelerație.

În felul acesta, legea de mișcare se formulează în același mod în toate sistemele de referință care se mișcă uniform și rectiliniu unul față de celălalt; aceste sisteme formează grupul așa-numitelor sisteme

Așadar, legile mecanicii se formulează în același fel pentru toate sistemele de referință inerțiale, formularea lor modificîndu-se doar în cazul unui sistem de referință care se mișcă accelerat față de sistemele inerțiale.

Acest lucru se vede din faptul că, în legea fundamentală a mecanicii newtoniene, intervine expresia accelerației corpului, și nu cea a vitezei:

$$m \frac{d^2 x}{dt^2} = F.$$

În felul acesta, adăugarea unei viteze constante oarecare, adică trecerea la un sistem inerțial oarecare, nu are nici o influență asupra formulării legilor mecanicii. Necesitatea de a preciza sistemul de referință față de care sînt formulate legile mecanicii, l-a obligat pe Newton să introducă noțiunea de spațiu absolut, ca un asemenea sistem inițial. Însă toate sistemele care se mișcă uniform și rectiliniu față de acest spațiu absolut, adică sistemele care sînt inerțiale față de sistemul absolut, admit o aceeași formulare a legilor proceselor mecanice și sînt echivalente unul cu celălalt, din punct de vedere mecanic.

În felul acesta, observațiile făcute asupra proceselor mecanice nu ne permit să punem în evidență acest spațiu absolut din totalitatea sistemelor inerțiale. Acest fapt a căpătat denumirea de *principiul relativității în mecanica clasică* și în consecință mecanica newtoniană a sistemelor este construită în conformitate cu acest principiu al relativității.

Cînd se face trecerea de la un sistem inerțial la altul, accelerațiile rămîn neschimbate, însă coordonatele și vitezele se schimbă. Pentru stabilirea legăturii dintre ele sînt necesare formulele sau relațiile de transformare,

care leagă coordonatele x, y, z , și timpul t

într-un sistem, cu coordonatele x', y', z'

și timpul t' din celălalt sistem. Rela-

țiile de transformare pe care le utilizează

meccanica newtoniană se păreau a fi

identice. În cazul cînd cel de al doilea

sistem se mișcă în lungul axei x' cu o

viteză $+v$ față de primul (sau primul

se mișcă cu o viteză $-v$ față de al doilea),

axele sistemelor sînt paralele între ele

și în momentul $t = 0$ originile coordo-

natelor coincid (fig. 255); aceste relații,

denumesc sub denumirea de relațiile lui

Galilei, au forma

$$\left. \begin{aligned} x &= x' + vt, & y &= y', \\ z &= z, & t &= t'. \end{aligned} \right\} \quad (120.1)$$

invarianta ecuațiilor mecanicii în raport cu aceste relații de transformare, care de altfel se poate ușor verifica, reprezintă tocmai expresia matematică a principiului relativității în mecanică. Dovada experimentală a existenței acestei relații este dată de concordanța legilor mecanicii newtoniene cu experiențele (vezi nota 1).

*) Este vorba de fenomene mecanice și astronomice în care vitezele sînt relativ mici în comparație cu viteza luminii. Cu privire la faptul în ce măsură mecanica lui Newton este aplicabilă fenomenelor în care vitezele nu satisfac această condiție, v. § 125.

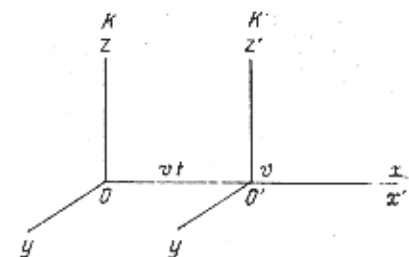


Fig. 255. Două sisteme inerțiale de coordonate.

§ 121. Electrodinamica mediilor în mișcare

În mod analog se construiește și electrodinamica (optică) în mișcare. Pornind de la anumite postulate fizice, confirmate de experiență, se stabilește un sistem de legi electrodinamice, aplicabile fenomenelor care au loc în diferite medii în mișcare, indicând simultan formulele de transformare care permit trecerea de la un sistem inerțial la altul. Conform experienței concluziile teoriei obținute în acest fel, avem posibilitatea de a verifica corectitudinea premizelor noastre.

În ceea ce privește formulele de transformare ale coordonatelor, se spune că formulele lui Galilei erau considerate absolut evidente datorită faptului că mate de experiență. Din această cauză ele au fost utilizate fără nicio schimbare și la construirea electrodinamicii mediilor în mișcare. Însă, de la privința premizelor inițiale a dus la cele mai variate încercări de modificare a teoriei. Punctele de vedere extreme se formulează cât se poate de clar în două teorii extrem de importante însă net divergente și anume teoria lui Hertz și electrodinamica lui Lorentz. Ambele teorii privesc toate procesele electromagnetice și optice ca niște procese care au loc într-un *eter universal*, care umple întregul spațiu. Conform teoriei lui Lorentz problema fundamentală a electrodinamicii mediilor în mișcare este aceea de a găsi legea mișcării corpurilor asupra eterului. Răspunsul la această întrebare putea da decât experiența. Mai precis, bazându-se pe anumite observații privind interacțiunile dintre o substanță în mișcare și eter, trebuia să se construiască o anumită teorie a fenomenelor care au loc în medii în mișcare, teorie care urma apoi să fie verificată în practică.

a) **Teoria eterului antrenat.** Hertz a creat o teorie bazată pe presupunerea că eterul este complet antrenat de corpurile materiale care se mișcă în el. În felul acesta, fenomenele optice care au loc într-un mediu în mișcare pot fi observate în eterul care se mișcă, fără decalare alături de mediu și, prin urmare, observările făcute asupra proceselor care decurg în mediile în mișcare pot fi puse în concordanță cu teoria lui Hertz. Ea se poate realiza numai dacă s-ar putea să constatăm mișcarea eterului în mișcare. Cu alte cuvinte, trebuie să găsim o modalitate de a demonstra existența eterului în mișcare (și optică). Folosind ecuațiile de transformare ale lui Galilei, Hertz a găsit ecuațiile electrodinamicii care, bineînțeles, sînt invariante în raport cu aceste transformări. Fără să intrăm în discutarea numeroaselor probleme legate de dezvoltarea ulterioară a electrodinamicii lui Hertz, putem să indicăm o contradicție evidentă dintre concluziile acestei teorii și experiența întregă de experiențe, printre care și o importantă experiență oprită de către Fizeau (1851).

b) **Experiența lui Fizeau.** Schema experienței lui Fizeau este prezentată în fig. 256. Experiența sa este o experiență de interferență care constă în trecerea prin două tuburi *A* și *B* care conțin apă în mișcare, a două fascicule de lumină care interferă după ce trec prin acestea. După concepțiile generale ale lui Fresnel (v. § 129) densitatea eterului în substanțe este mai mare decât densitatea ρ , din afara substanței (adică elasticitatea este aceeași) și anume astfel încît indicele de refracție

este pusă în mișcare cu o viteză v , intrînd în *A* și ieșind din *B*, atunci raza *I* va propaga prin apă în sensul de mișcare a apei, iar raza *II* în sens opus mișcării. Dacă eterul în care se propagă undele luminoase este antrenat de mișcarea apei, așa cum presupune teoria lui Hertz, atunci atât viteza razei *I* cît și aceea a razei *II* va fi aceeași față de apă și anume egală cu viteza luminii în apa în repaos, adică $c_1 = \frac{c}{n}$, unde c este viteza luminii în aer și n indicele de refracție al apei. Față de oglinzile aparatului, viteza razei *I* pentru porțiunea de drum care se găsește în apa în mișcare, va depinde de sensul de curgere a apei și anume: ea va fi egală cu $(c_1 + v)$ pentru raza *I* și $(c_1 - v)$ pentru raza *II*. Modificarea la care ne așteptăm în cazul de interferență va fi determinată de diferența de drum suplimentară dintre cele două raze, exprimată în lungimi de undă (λ):

$$\Delta = \frac{c \cdot \Delta t}{\lambda} = \frac{c}{\lambda} \left(\frac{2l}{c_1 - v} - \frac{2l}{c_1 + v} \right) = \frac{4l}{\lambda} \frac{cv}{c_1^2 - v^2} = \frac{4ln^2}{\lambda c} v,$$

unde neglijăm $\frac{v^2}{c_1^2}$ în raport cu unitatea.

Într-una din experiențele de acest gen tuburile aveau o lungime de 1,5 m, iar viteza de curgere a apei atingea valoarea $v = 700$ cm/s. În aceste condiții, se observa o deplasare a franjelor de interferență; această deplasare depindea însă unei diferențe de drum aproximativ de două ori mai mică

de aceea care rezultă din presupunerea că eterul este antrenat de mișcarea apei în mișcare. În felul acesta, deplasarea observată poate fi pusă în concordanță cu teoria lui Hertz. Ea se poate realiza numai dacă s-ar putea să constatăm mișcarea eterului în mișcare. Cu alte cuvinte, trebuie să găsim o modalitate de a demonstra existența eterului în mișcare (și optică). Folosind ecuațiile de transformare ale lui Galilei, Hertz a găsit ecuațiile electrodinamicii care, bineînțeles, sînt invariante în raport cu aceste transformări. Fără să intrăm în discutarea numeroaselor probleme legate de dezvoltarea ulterioară a electrodinamicii lui Hertz, putem să indicăm o contradicție evidentă dintre concluziile acestei teorii și experiența întregă de experiențe, printre care și o importantă experiență oprită de către Fizeau (1851).

b) **Experiența lui Fizeau.** Schema experienței lui Fizeau este prezentată în fig. 256. Experiența sa este o experiență de interferență care constă în trecerea prin două tuburi *A* și *B* care conțin apă în mișcare, a două fascicule de lumină care interferă după ce trec prin acestea. După concepțiile generale ale lui Fresnel (v. § 129) densitatea eterului în substanțe este mai mare decât densitatea ρ , din afara substanței (adică elasticitatea este aceeași) și anume astfel încît indicele de refracție

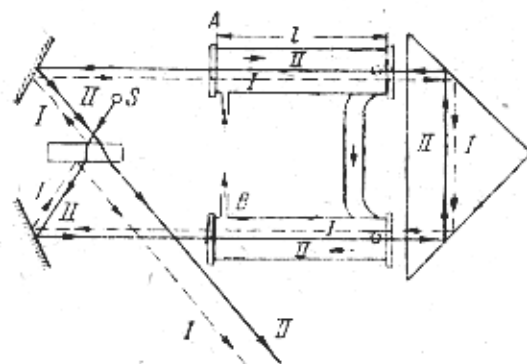


Fig. 256. Schema experienței lui Fizeau:

S - izvorul de lumină; *I* și *II* - fasciculele care interferă, dintre care *I* se propagă în sensul circulației apei, iar *II*, în sens opus.

eterul nu este antrenat de mișcarea corpurilor în mișcare ci

se propagă prin acestea. După concepțiile generale ale lui Fresnel (v. § 129) densitatea eterului în substanțe este mai mare decât densitatea ρ , din afara substanței (adică elasticitatea este aceeași) și anume astfel încît indicele de refracție

$$n = \frac{c}{c_1} = \sqrt{\frac{\rho_1}{\rho}}$$

¹⁾ Sub forma în care ea a fost refăcută mai târziu de către Michelson (1887)

minat cu un tub vidat. Dat fiind că $\gamma = \frac{\alpha}{n}$, unghiul de în cazul unui tub umplut cu o substanță, avînd un indice de trebuie să fie :

$$\alpha = n\gamma = n^2 \alpha_0.$$

Însă, făcîndu-se această experiență (Airy, 1871), s-a co

$$\alpha = \alpha_0.$$

Explicarea faptului se obține și aici, dacă ținem seama de

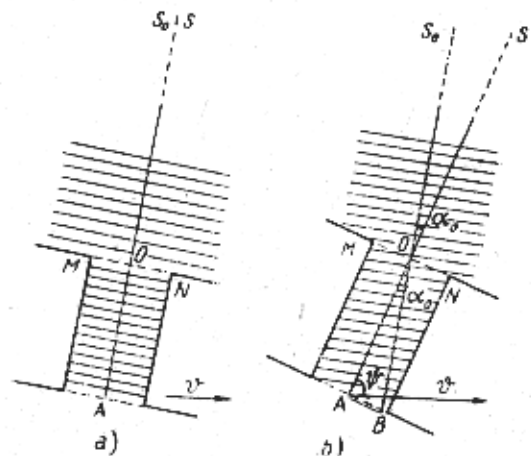


Fig. 257. Aberația luminii și problema antrenării eterului datorită mișcării Pămîntului :

a - eterul este antrenat de Pămînt; aberația lipsește; b - eterul este imobil; aberația are loc; $\tan \alpha_0 = \frac{v}{c} \sin \psi$.

de antrenare. Tubul, umplut cu apă, antrenează undele luminoase în mișcării sale cu o viteză $v\alpha = v \left(1 - \frac{1}{n^2}\right)$. În felul acesta, în în decursul căruia lumina se propagă în lungul tubului cu viteza bate drumul $c_1\tau$, undele de lumină nu vor rămîne în urmă cu $v \cdot \sin \psi \cdot \tau$, cum s-ar fi întîmplat în lipsa antrenării, ci cu mărimea $\left[v - \frac{1}{n^2} \right] \cdot \sin \psi \cdot \tau = \frac{v \sin \psi}{n^2} \tau$. În felul acesta,

$$\gamma = \frac{v \sin \psi \cdot \tau}{n^2} : c_1 \tau = \frac{v \sin \psi}{c_1 n^2};$$

de aici unghiul de aberație

$$\alpha = n\gamma = \frac{v \sin \psi}{c_1 n} = \frac{v \sin \psi}{c} = \alpha_0,$$

în concordanță cu observațiile.

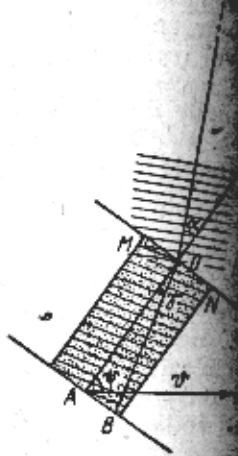


Fig. 258. Referința lui Ab

Este interesant de remarcat că Fresnel, formulîndu-și concepțiile asupra coeficientului de antrenare, a studiat și el această experiență de aberație, scriînd în scrisoarea sa către Arago (1818): „Deși această experiență nu a fost încă efectuată, totuși eu nu mă îndoiesc că ea va confirma această concluzie...”.

d) Teoria eterului imobil. Lorentz se baza pe ipoteza că eterul este imobil și nu participă la mișcarea mediilor materiale. În felul acesta, pentru electrodinamică (și optică) principiul relativității nu este valabil. Sistemul absolut de referință poate fi legat de eterul imobil, iar toate celelalte sisteme de referință vor diferi principal de acest sistem absolut. Experiențele electrodinamice și optice vor decurge diferit, în funcție de viteza sistemului inercial în mișcare și vor putea servi pentru stabilirea acestei viteze în raport cu eterul, adică pentru stabilirea vitezei absolute: mișcarea corpurilor, prin eterul imobil, trebuie să fie însoțită de un „vînt eteric”, a cărui influență va putea fi constatată experimental. În particular, efectul Doppler trebuie să ducă la deosebiri (de ordinul II în raport cu $\frac{v}{c}$) între măsurările de mișcare ale izvorului sau ale aparatului prin eter (ca în acustică) și ar putea să fie, în principiu, utilizat pentru stabilirea mișcării absolute în raport cu eterul a izvorului sau a receptorului.

Electrodinamica (și optica) mediilor în mișcare, dezvoltată de către Lorentz, reprezintă o parte din teoria sa electronică generală, în virtutea căreia toate proprietățile electromagnetice ale substanțelor sînt condiționate de distribuția sarcinilor electrice și de mișcarea lor în interiorul eterului imobil. Formulele de transformare ale coordonatelor, la trecerea de la un sistem inercial la altul, sînt aceleași ca și în transformările galileiene și, deoarece se neagă principiul relativității, ecuațiile electrodinamicii lui Lorentz nu sînt invariante față de asemenea transformări. Teoria lui Lorentz a constituit un foarte important pas înainte și a rezolvat o serie întreagă de probleme care prezentau importante dificultăți teoretice. În ceea ce privește fenomenele optice, ea coincide cu teoria lui Fresnel și duce de asemenea la ideea unei antrenări parțiale a undelor de lumină. După teoria lui Lorentz, mișcarea substanței este mișcarea moleculelor și a sarcinilor legate de acestea în eterul imobil; luarea în considerare a acestei mișcări arată că, într-un mediu care se mișcă cu o viteză v , lumina se propagă cu o viteză $c_1 + \left(1 - \frac{1}{n^2}\right)v$, unde c_1 reprezintă viteza luminii în mediul imobil. În felul acesta, teoria lui Lorentz duce la formula antrenării parțiale a lui Fresnel, confirmată destul de bine prin măsurători minuțioase.

Luînd în considerare coeficientul de antrenare, Lorentz a putut demonstra o teoremă generală, conform căreia mișcarea sistemului nu influențează decît cu o mărime de ordinul lui

$$\beta^2 = \frac{v^2}{c^2}$$

asupra rezultatelor experiențelor optice, în care drumul luminii este închis, adică al experiențelor din categoria cărora fac parte toate fenomenele

interferențiale. În felul acesta, efectuând experiențe similare pe baza teoriei Lorentz-Fresnel, să punem în evidență mișcarea față de eterul presupus imobil, însă numai cu condiția ca precizia să permită să punem în evidență mărimi de ordinul doi (cu unitatea), adică dacă aceste experiențe pot fi efectuate cu o precizie de aproximativ 10^{-8} . În asemenea experiențe, toate efectele întâi obținute în cazul unui drum optic închis, se compensează fenomenului de antrenare parțială. Din această cauză, un in-

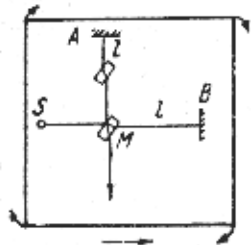


Fig. 259. Schema experienței lui Michelson.

terferențial deosebit îl prezintă experiențele în care, cu o precizie de ordinul lui β^2 . După cum am văzut, efectul Doppler ar fi putut servi — din punct de vedere al teoriei lui Lorentz — pentru verificarea mișcării absolute a sistemelor în eter, măsurătorile respective ar fi putut fi efectuate cu o precizie pînă la β^2 .

e) **Experiența lui Michelson.** Experiența a fost efectuată cu o asemenea precizie, precum și experiența interferențială a lui Michelson, care nu este altceva decît determinarea vitezei absolute a Pămîntului și după o direcție perpendiculară pe direcția de mișcare a Pămîntului și după o direcție paralelă cu direcția de mișcare a Pămîntului, iar celălalt să fie perpendicular pe primul. Rotind întregul aparat cu 90° , trebuie să ne așteptăm la o modificare a figurii de interferență, modificare pe baza căreia putem trage concluzii în legătură cu influența mișcării Pămîntului asupra experienței interferențiale și să calculăm viteza absolută a aceluia în eter. În adevăr, din punct de vedere al teoriei lui Lorentz, timpul necesar pentru parcurgerea drumului MB și înapoi este $T_1 + T_2$, unde T_1 este timpul din condiția

$$T_1 c = l + v T_1,$$

iar T_2 din condiția

$$T_2 c = l - v T_2,$$

unde $l = MA = MB$ reprezentînd lungimea brațului interferențial. Așadar,

$$T_1 + T_2 = \frac{2lc}{c^2 - v^2} = \frac{2l}{c} (1 + \beta^2)$$

(cu o precizie pînă la β^4). După direcția perpendiculară, ținînd în vedere mișcarea aparatului, timpul necesar pentru parcurgerea drumului MA' și înapoi, înspre M' (fig. 260) va fi $2T$, unde T se deduce din condiția următoare:

$$Tc = MA' = \sqrt{l^2 + v^2 T^2},$$

$$2T = \frac{2l}{c} \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} = \frac{2l}{c} \left(1 + \frac{1}{2} \beta^2\right)$$

asemenea cu o precizie pînă la β^4 . În felul acesta, diferența timpurilor, condiționată de mișcarea aparatului odată cu pămîntul, este

$$T_1 + T_2 - 2T = \frac{l}{c} \beta^2.$$

Rotind aparatul cu 90° , această diferență își schimbă semnul, așa încît diferența de interferență se schimbă, deplasîndu-se cu un număr de franje (mai precis fracțiuni de franje), care depinde de mărimea brațului l .

Experiența a fost efectuată pentru prima oară de către Michelson în 1881, cu o precizie care era la momentul acela cea necesară. Ea a fost repetată în nenumărate cazuri, făcîndu-se perfecționări din ce în ce mai mari, dintre care mărimea drumului l și îmbunătățirea metodelor de observare. Fig. 261 arată una din instalațiile utilizate (Michelson-Morley, 1887). Tabela de mai jos prezintă că pe măsură ce se perfecționa experiența, se constata din ce în ce mai sigur lipsa unei asemenea deplasări, care trebuia să apară conform teoriei lui Lorentz, care admitea existența vîntului în eter, apărut ca o consecință a mișcării Pămîntului cu o viteză de 30 km/s, față de eterul imobil.

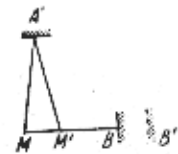


Fig. 260. Referitor la calculul diferenței de drum în experiența lui Michelson.

Datele experienței	Lungimea brațului cm	Deplasarea așteptată	Deplasarea constatată	Vîntul eteric km/s
		(măsurată în franje)		
Michelson (1881): aparatul montat pe un stativ metalic se rotește în jurul unui ax . . .	120	0,04	< 0,015	< 18
Michelson-Morley (1887): aparatul este montat pe un suport de piatră, care plutește în mercur; drumul razei l este mărit datorită unui sistem cu reflexii (fig. 261)	11 00	0,37	< 0,01	< 7
Miller-Morley (1903): noi perfecționări	3 224	1,1	< 0,01	< 3,5
Miller (1926)	800	0,27	< 0,001	< 2
Miller (1927)	—	—	< 0,0005	< 1

Rezultatul, negativ, al experienței lui Michelson neputînd fi pus la îndoială¹⁾, are o uriașă importanță principială. Această experiență con-

¹⁾ Cu totul aparte se prezintă rezultatele experiențelor lui D. Miller (1925-26). Deși nu a putut constata o influență a mișcării anuale a Pămîntului în jurul Soarelui, totuși a constatat o anumită deplasare sistematică a franjelor de interferență. Această deplasare a fost atribuită de Miller ca o manifestare a mișcării ipotetice a sistemului solar ca un tot, cu o viteză care depășește 200 km/s; asupra fenomenelor optice nu se manifestă decît aproximativ această viteză. Această interpretare este oarecum arbitrară și nu concordă nici cu observațiile astronomice, nici cu diversele laturi ale observațiilor lui Miller însuși.

stiuie una dintre cele mai sigure experiențe efectuate în legătură cu verificarea problemei antrenării eterului de către corpurile în mișcare, și a ipotezelor teoriei lui Lorentz. Acest rezultat negativ confirmă ipoteza eterului imobil și ar fi putut fi interpretat ca o dovadă în favoarea teoriei totale a eterului de către corpurile, însă ar cădea în contradicție cu rezultatele experienței lui Michelson și Morley.

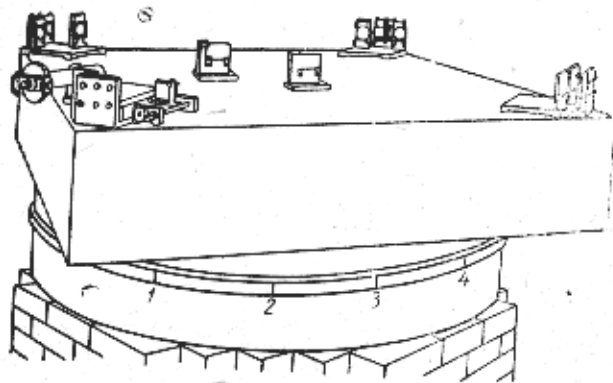


Fig. 261. Instalația lui Michelson și Morley; vedere generală.

cu viteza proiectilului trimis de un tun care se deplasează cu viteza v (ipoteză balistică). Se poate vedea ușor că dacă ipoteza balistică ar fi justă, experiența lui Michelson ar trebui să dea un rezultat negativ, deoarece $T_1 + T_2 = 2T = \frac{2l}{c}$. Însă observațiile astrofizice făcute

stelelor duble pledează categoric împotriva ipotezei balistice. În adevăr să ne închipuim o stea dublă (fig. 262), situată la distanță L față de observator. Una din componentele acesteia, stea S' , să aibă o perioadă de revoluție $2T$ și o viteză liniară v . Dacă ipoteza balistică ar fi justă, lumina emisă de componenta S' în poziția I ar

trebui să ajungă la observator la momentul $t_1 = \frac{L}{c-v}$, iar cea emisă în poziția II la momentul $t_2 = T + \frac{L}{c+v}$, unde T este semiperioada de revoluție.

În felul acesta, mișcarea observată a stelei ar putea să se descrie de la legile lui Kepler. În particular, în cazul unui L foarte mic, ar fi posibil să se obțină $t_2 < t_1$, chiar pentru $v \ll c$, adică mișcarea ar căpăta un caracter foarte capricios. Studiul unui număr mare de stele duble arată că această consecință a ipotezei balistice este infirmată de rezultatele observărilor și că, prin urmare, ipoteza lui Ritz trebuie părăsită.

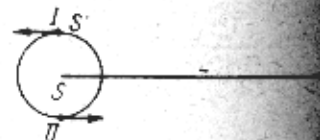


Fig. 262. Observațiile făcute asupra stelelor duble - ipoteza balistică.

rență cu rezultatele experienței lui Michelson și Morley. Această cauză ar putea să rezolve această contradicție.

Una din ipotezele care aparține lui Lorentz și care se bazează pe sistemul de referință în care se deplasează cu viteza v admite că viteza luminii este emisă de un corp în mișcare și se obține din ipoteza geometriei euclidiene, izvorului și a timpului și a vitezei eterului imobil, în mișcare.

O altă ipoteză, îndrăzneată în cel mai înalt grad, formulată pentru prima dată de către Lorentz și Fitzgerald, iar pe de altă parte de către Lorentz însuși (1892), presupune că datorită mișcării, dimensiunile liniare ale tuturor corpurilor care se mișcă, se contractă în direcția vitezei în raportul $\sqrt{1-\beta^2}$ (ipoteza contractăției); această ipoteză explică rezultatul negativ al experienței lui Michelson, deoarece în aceste condiții

$$T_1 + T_2 = \frac{2l\sqrt{1-\beta^2}}{c(1-\beta^2)} = \frac{2l}{c} \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}} = \frac{2l}{c} \left(1 + \frac{1}{2}\beta^2\right) = 2T$$

calculul fiind făcut cu o precizie pînă la β^4 .

§ 122. Bazele teoriei relativității restrinse

Am menționat deja importanța teoriei lui Lorentz, care a explicat într-un punct de vedere unitar cele mai variate fenomene optice și electrodinamice de ordinul întâi. Însă, după o verificare minuțioasă a experienței lui Michelson și a altor experiențe¹⁾ — de asemenea cu o precizie pînă la ordinul al doilea — care nu au pus în evidență vîntul eteric, bazele teoriei lui Lorentz au devenit oarecum șubrede. În fond, această teorie nega principiul relativității și se baza pe afirmația că este posibilă stabilirea unui sistem absolut de referință. Ulterior ea a fost nevoită să recurgă la ipoteza contractăției care a explicat nereușita încercării de punere în evidență a caracterului absolut al mișcării Pămîntului prin existența unor efecte care se gîndează accidental (efectul interferențial și efectul contractăției). Acest lucru a constituit punctul slab al teoriei, cu atît mai mult cu cît și ipoteza contractăției nu explica rezultatele tuturor experiențelor „de ordinul doi”. A. Einstein (1905) a revizuit întreaga problemă, interpretînd-o într-un mod cu totul nou.

Printr-o serie întreagă de experiențe (și în primul rînd cu ajutorul experienței lui Michelson) s-a stabilit imposibilitatea de a interpreta mișcarea Pămîntului ca o mișcare care se face în raport cu un sistem absolut de referință, cum ar fi acela al eterului imobil. Einstein a generalizat acest fapt experimental de bază și l-a formulat sub forma unui postulat. Acesta este primul postulat al teoriei lui Einstein este principiul relativității electrodinamicii și opticii, care rezultă din date experimentale. Al doilea principiu al relativității fenomenele care au loc în orice sistem de referință se produc în același mod.

Drept al doilea postulat al teoriei sale, Einstein alege principiul constanței vitezei luminii în vid, conform căruia, viteza luminii în vid nu depinde de mișcarea izvoarelor sau a receptoarelor, constituind astfel o constantă universală c . Acest principiu se bazează de asemenea pe date exper-

¹⁾ O expunere excepțională a tuturor acestor numeroase experiențe se poate găsi în lucrarea lui С. И. Вавилова „Экспериментальные основы теории относительности”.

rimentale, reprezentînd o negare a ipotezei balistice, respinse de cele două postulate de bază ale lui Einstein — principiul și principiul constanței vitezei luminii — constituie baza relativității.

Aceste postulate par a fi în aparență contradictorii. În ne închipuim următoarea experiență. Două sisteme K și K' se

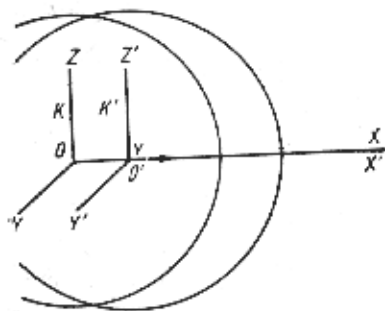


Fig. 263. Schemă care ilustrează contradicția aparentă dintre postulatele teoriei relativității.

cele două puncte se vor găsi la distanța vt .

Cauza discordanței apărute nu consistă însă în contradicția dintre cele două ipoteze rezultînd din experiență (principiul relativității și principiul constanței vitezei luminii), ci în *prezumția* că poziția sferice de undă pentru ambele sisteme se referă la *unul și același* punct de referință. Cu alte cuvinte că din momentul apariției impulsului pînă la momentul în care se studiază poziția fronturilor de undă pentru ambele sisteme se scurg aceleași intervale de timp. Această ipoteză este formulată în formulele de transformare ale lui Galilei, conform cărora $t = t'$ (urmărire $\Delta t = \Delta t'$). Însă valabilitatea transformărilor lui Galilei este dovedită.

Exemplul discutat arată că postulatele lui Einstein nu sînt contradictorii între ele, ci contrazic relațiile de transformare ale lui Galilei, adevăr, perturbarea care în sistemul K este de forma

$$x^2 + y^2 + z^2 = c^2 t^2$$

(sferă cu centrul în punctul de coordonate $x = 0, y = 0, z = 0$ și în punctul O), în sistemul K' — dacă transformările galileiene sînt valabile — trebuie să fie de forma

$$(x' + vt')^2 + y'^2 + z'^2 = c^2 t'^2$$

(sferă cu centrul în punctul de coordonate $x' = -vt', y' = 0, z' = 0$ și în punctul O'); această concluzie contrazice

relativității, în virtutea căruia perturbația în sistemul K' trebuie să aibă și formă:

$$x'^2 + y'^2 + z'^2 = c^2 t'^2,$$

sferă cu centrul în punctul de coordonate $x' = 0; y' = 0; z' = 0$, adică în punctul O' .

§ 123. Relațiile de transformare ale teoriei relativității

Stabilind contradicția dintre ecuațiile de transformare ale lui Galilei și postulatele experimentale, Einstein a analizat posibilitățile de măsurare a spațiului și timpului. În privința măsurării spațiului, mecanica clasică utilizează metode perfect justificate, comparînd mărimile măsurate cu etaloane (de exemplu compararea cu metrul etalon sau cu lungimea undă a unei radiații luminoase); posibilitatea realizării unor măsurări univoce se asigura prin existența unor corpuri nedeformabile (care se schimbau în anumite condiții de temperatură etc.).

Raționamentele în care intervine *timpul* se bazează, după cum a arătat Einstein, pe noțiunea de *simultaneitate*: momentul (de exemplu începutul unui eveniment oarecare) se stabilește prin indicațiile unor ceasuri etalon, *simultane* cu acest moment; prin urmare, durata unui eveniment oarecare se determină prin comparație cu intervalul de timp care trece între indicațiile ceasurilor, *simultane cu sfîrșitul evenimentului* și indicațiile aceluiași ceasuri, *simultane cu începutul evenimentului*. Se înțelege de aici că în calitate de „ceasuri” poate fi utilizat orice proces periodic, de exemplu rotația Pământului, oscilațiile pendulului, vibrațiile atomului etc.

Stabilirea simultaneității are un sens precis în cazul cînd este vorba de simultaneitatea evenimentelor care decurg într-un același loc (într-un punct cu aceleași coordonate). În acest caz, putem determina evenimentele fiind simultane, dacă ele *coincid*. Astfel, afirmația că trenul a sosit în gara la ora 7 înseamnă că sosirea trenului coincide cu o anumită poziție a aceluiași ceas din gară. O asemenea metodă nu poate fi însă aplicată cînd este vorba de evenimente care au loc în locuri diferite în spațiu. Cînd ceasuri în diverse puncte A, B etc., prin „metoda coincidenței” putem determina timpul doar în *fiecare* din aceste puncte. Pentru a compara momentele evenimentelor care se desfășoară în puncte diferite, este necesar să potrivim mersul ceasurilor din diferite puncte, adică să le sincronizăm.

Această condiție generală este valabilă bineînțeles și în mecanica clasică, bazată pe transformările lui Galilei. Transformările lui Galilei stabilesc legătura dintre coordonate și timp, în diverse sisteme de referință, în mișcare unul față de celălalt, se bazează pe ipoteza că timpul este același în diversele sisteme de referință, coincid între ele, adică $t = t'$. Aceasta înseamnă că sincronizarea ceasurilor, în teoria lui Galilei, se presupune că se face prin stabilirea unei legături între punctele unde sînt așezate ceasurile, cu ajutorul unor semnale care se propagă cu o *viteză infinită*. Dacă

concentrat atenția asupra faptului că calculele se simplifică și, întregă de cazuri, formulele capătă un caracter invariant dacă de la un sistem la altul, înlocuim variabila t prin variabila t'

care reprezintă timpul care depinde de locul de observație (coș și care din această cauză a fost denumită timp local (spre de timp universal t). Ulterior, când necesitatea interpretării lui Michelson l-a obligat pe Lorentz să introducă ipoteza că a ajuns la concluzia că relațiile de transformare care coincid cu (123.1) lasă invariante ecuațiile electrodinamicii, scrise pentru această cauză, de multe ori, formulele (123.1) sînt numite formule Lorentz.

Cu toate acestea, pentru Lorentz, ecuațiile de transformare aveau decît niște formule auxiliare care ușurează calculul. Sensul timpului era legat de mărimea t și nu de t' . Aceasta însemna, deci, că în calculul vitezelor și în general ori de cîte ori se efectuau raporturi cu timpul pentru sistemul K' , după Lorentz, trebuie făcută diferențiere în raport cu t și nu în raport cu t' . Din cauza unei asemenea diferențiere în raport cu t și nu în raport cu t' , a formulilor Lorentz, nu a putut obține invarianța ecuațiilor electrodinamicii pentru medii materiale. Metoda de tratare a lui Einstein, care a avut un sens fizic variabilei t' (diferențiere în raport cu t') duce la ecuațiile electrodinamicii, raportate la orice sistem inerțial, au riguroasă formă, adică rămîn invariante, ceea ce era de așteptat, deoarece raționamentelor lui Einstein stă principiul relativității.

§ 124. Concluzii care rezultă din relațiile de transformare ale teoriei relativității

Din relațiile de transformare Einstein-Lorentz, care constituie esențială a teoriei relativității, rezultă o serie de consecințe de caracter sui-generis concluziilor acestei teorii.

a) **Noțiunea de simultaneitate.** În primul rînd, aceste rezultate sînt aplicabile pentru evenimente care se petrec în puncte spațial diferite, dar care depinde de sistemul de referință, iar evenimentele care au loc într-un același loc în spațiu vor fi simultane în toate sistemele de referință, cu singura condiție ca ele să fie simultane într-unul din sistemele de referință.

În adevăr, să presupunem că în sistemul K două evenimente sînt caracterizate prin momentele t_1 și t_2 și prin coordonatele x_1 și x_2 . În sistemul K' acestora le corespund momentele t'_1 și t'_2 și coordonatele x'_1 și x'_2 . Dacă admitem că în sistemul K evenimentele se produc în același loc și sînt simultane, adică $t_1 = t_2$. Din formulele (123.1) rezultă:

$$x'_1 = x'_2 \text{ și } t'_1 = t'_2,$$

adică, aceste evenimente vor fi simultane și spațial coincidente în sistem inerțial de referință (pentru orice v).

Dacă însă $x_1 \neq x_2$, iar $t_1 = t_2$, adică evenimentele nu se produc într-un același punct al spațiului și sînt totuși simultane în sistemul de referință K , din formulele (123.1) rezultă:

$$x'_1 = \frac{x_1 - vt}{\sqrt{1 - \beta^2}}, \quad x'_2 = \frac{x_2 - vt}{\sqrt{1 - \beta^2}},$$

$$t'_1 = \frac{t - \frac{v}{c^2} x_1}{\sqrt{1 - \beta^2}}, \quad t'_2 = \frac{t - \frac{v}{c^2} x_2}{\sqrt{1 - \beta^2}};$$

în felul acesta,

$$x'_1 \neq x'_2 \text{ și } t'_1 \neq t'_2.$$

Alte cuvinte, în sistemul K' aceste evenimente nu vor fi simultane și vor avea de asemenea să fie spațial necoincidente.

b) **Compararea lungimilor.** Să presupunem de exemplu că avem un segment așezat în lungul axei x' , imobil față de sistemul K' ; așadar în raport cu sistemul K acest segment se mișcă cu viteza v . Să comparăm lungimile acestui segment în sistemele K și K' . În sistemul K' , în care segmentul este în repaus, determinarea lungimii lui nu întîmpină nici un fel de dificultate. Trebuie să însemnăm doar coordonatele extremităților segmentului (x'_1 și x'_2); distanța dintre ele $l' = x'_2 - x'_1$ reprezintă tocmai lungimea segmentului în sistemul K' . În sistemul K , față de care segmentul se mișcă, lucrurile sînt ceva mai complicate: trebuie notate simultan coordonatele extremităților (x_1 și x_2) ale segmentului mobil. Lungimea segmentului în sistemul K va fi $l = x_2 - x_1$, unde coordonatele x_2 și x_1 au fost măsurate, după cum s-a mai spus, pentru un același moment t (după ceasul din K).

În baza relațiilor de transformare (123.1)

$$x'_2 = \frac{x_2 - vt}{\sqrt{1 - \beta^2}}, \quad x'_1 = \frac{x_1 - vt}{\sqrt{1 - \beta^2}}$$

$$l = l' \sqrt{1 - \beta^2}. \quad (124.1)$$

Cu alte cuvinte, în sistemul K , față de care se mișcă segmentul, lungimea lui va fi mai mică decît în sistemul K' , față de care segmentul este în repaus. Această concluzie este analogă cu ipoteza Lorentz-Fitzgerald, care se obține ca o consecință a unor formule generale, nefiind o ipoteză separată.

În felul acesta, concluzia cu privire la contracția lungimilor își găsește confirmare directă în experiența lui Michelson.

c) **Compararea duratelor.** Să comparăm de asemenea durata unui eveniment oarecare, care se desfășoară într-un punct imobil, în raport

cu sistemul K' . Dacă durata acestui proces în sistemul K este τ , sistemul K' este τ' , atunci

$$\tau = \frac{\tau'}{\sqrt{1-\beta^2}}$$

În adevăr, pentru stabilirea duratei evenimentului trebuie să statăm o diferență între indicațiile ceasurilor la începutul și la sfârșitul procesului. Pentru sistemul K' acest lucru se face fără dificultăți, de începutul și sfârșitul procesului se produc în același punct (x') al sistem și prin urmare pot fi constatate cu ajutorul aceleiași ceas. În acest caz, $\tau' = t_2' - t_1'$, unde t_2' reprezintă indicațiile ceasurilor K' în punctul x' în momentul terminării evenimentului, iar t_1' în momentul începerii acestuia. Pentru sistemul K , începutul procesului are loc în punctul x_1 și sfârșitul în punctul x_2 ; $x_2 - x_1 = v\tau$, deoarece în timpul τ (durata procesului în sistemul K) mecanismul în care se desfășoară procesul observat, deplasat cu viteza v , s-a deplasat în sistemul K cu mărimea $v\tau$. Legătura dintre t_2 și t_1 , cum și dintre t_2' și t_1' o vom găsi cu ajutorul relațiilor (123.1)

$$t_2 = \frac{t_2' + \frac{v}{c^2} x_2'}{\sqrt{1-\beta^2}} \quad \text{și} \quad t_1 = \frac{t_1' + \frac{v}{c^2} x_1'}{\sqrt{1-\beta^2}}$$

De aici

$$\tau = t_2 - t_1 = \frac{(t_2' - t_1') + \frac{v}{c^2}(x_2' - x_1')}{\sqrt{1-\beta^2}} = \frac{\tau' + \frac{v}{c^2} v\tau}{\sqrt{1-\beta^2}} = \tau \sqrt{1-\beta^2}$$

sau

$$\tau' = \tau \sqrt{1-\beta^2}$$

adică tocmai ceea ce s-a afirmat mai sus.

Relația găsită dintre τ și τ' arată că în sistemul de referință care se mișcă mecanismul variabil, evenimentele decurg mai încet în sistemul față de care acest mecanism este în repaus. În particular, asemenea mecanism poate fi utilizat drept ceas, așa încât concluzia este că mersul ceasurilor rămâne în urmă într-un sistem de referință față de care ceasul nostru se mișcă. Și această concluzie a teoriei relativității își găsește o confirmare experimentală directă. Cercetările razele cosmice au stabilit că în componența lor intră așa-ziii mezoni μ , particulă elementară, a căror masă este de aproximativ 200 ori mai mare decât cea a electronului. Aceste particule sînt instabile, ele se dezintegrează și de la sine, ca și atomii substanțelor radioactive. Măsurătorile dau că timpul mediu de viață, adică pentru timpul în decursul căruia se descompune jumătate din numărul existent de mezoni, o valoare $\tau_0 = 2,15 \cdot 10^{-6}$ s. Mezoni, însă, se mișcă cu o viteză apropiată de viteza luminii. Din

în timpul existenței lor ei ar fi trebuit să străbată în mediu un drum egal aproximativ cu $3 \cdot 10^{10} \cdot 2,15 \cdot 10^{-6}$ cm ≈ 600 m. În același timp, experiența arată că mezoni reușesc să străbată, fără a se dezintegra, drumuri mult mai mari. Contradicția se rezolvă cu ajutorul formulelor teoriei relativității. Timpul $\tau_0 = 2,15 \cdot 10^{-6}$ s se referă la un mezon în repaus (sau într-o mișcare lentă), frînat de o substanță densă oarecare și care constituie o parte din instalația utilizată pentru măsurarea duratei timpului mediu de viață al mezonului. Observarea unui mezon în mișcare se face cu ajutorul unor aparate față de care mezonul se mișcă cu o viteză mare. Față de sistemul de referință, legat de aceste aparate, timpul mediu de viață al mezonului este $\tau = \frac{\tau_0}{\sqrt{1-\beta^2}}$. Cum pentru un mezon, β este apropiat de unitate, rezultă că τ este mult mai mare decât τ_0 . De aceea, drumul mediu străbătut de mezoni în sistemul nostru de referință trebuie să fie mult mai mare decât îl dă calculul de mai sus, găsindu-se în același timp într-o bună concordanță cu datele experimentale.

Relațiile de transformare, atât ale lungimilor cât și ale timpurilor, arată că β nu poate fi mai mare decât unitatea, adică viteza sistemului nu poate depăși viteza luminii c .

d) **Teorema compunerii vitezelor și coeficientul de antrenare.** Relațiile dintre duratele proceselor și dimensiunile lungimilor, stabilite mai sus, duc la o revizuire radicală a întregii cinemati. În particular, problema compunerii vitezelor, în cinemati teoriei relativității, capătă o formă nouă față de cinemati galileiană.

În adevăr, să presupunem că sistemul K' se mișcă față de sistemul K cu o viteză v , dirijată în lungul axei x . Să admitem acum că, în sistemul K' , un corp oarecare se mișcă cu o viteză u' , tot în lungul axei x și să determinăm care va fi viteza acestui corp față de sistemul K . Fie x' coordonata corpului în sistemul K' , în momentul t' . În acest caz, $u' = \frac{dx'}{dt'}$.

Față de sistemul K , viteza acestui corp va fi $u = \frac{dx}{dt}$, unde x este coordonata corespunzătoare, iar t timpul corespunzător în sistemul de referință K . Așadar,

$$u' = \frac{dx'}{dt'} = \frac{dx'}{dt} \cdot \frac{dt}{dt'}$$

Dacă ecuațiile lui Galilei (120.1) $x' = x - vt$; $t' = t$, ar fi valabile, atunci ar avea loc egalitatea

$$u' = \frac{dx}{dt} - v = u - v, \text{ sau } u = u' + v,$$

lucru care era și de așteptat, fără nici un fel de calcule. Dacă admitem însă valabilitatea ecuațiilor Lorentz-Einstein (123.1) găsim:

$$u' = \frac{dx'}{dt'} = \frac{dx'}{dt} \cdot \frac{dt}{dt'} = \frac{(u-v)}{\sqrt{1-\beta^2}} \cdot \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}}$$

c unde

$$u' = u - v + \frac{vuu'}{c^2}, \text{ adică } u' = \frac{u - v}{1 - \frac{vu}{c^2}} \text{ sau } u = \frac{u' + v}{1 + \frac{vu'}{c^2}}.$$

În felul acesta, viteza u a mișcării rezultante se deosebește de simpla algebrică a celor două viteze u' și v . În particular, dacă vitezele u' și v , sînt oricît de apropiate de viteza luminii c , însă bine nu o depășesc, atunci viteza rezultantă va fi și ea mai mică decît c . Dacă $u' = c$ atunci, după cum se poate ușor vedea, $u = c$, adică viteza luminii în vid nu depinde de viteza de mișcare a sistemului, în conformință cu cel de-al doilea postulat al teoriei relativității.

Teorema compunerii vitezelor explică, fără nici un fel de dificultate, toate acele fenomene în care intervine coeficientul de antrenare al lui Fresnel. Să examinăm, de exemplu, experiența lui Fizeau. Dacă apa este în mișcare, figura de interferență este determinată de viteza luminii în apă $u' = \frac{c}{n}$. Dacă apa se mișcă cu o viteză v , figura de interferență va fi determinată de acea viteză a luminii în apa mobilă, care se constată cu ajutorul unor aparate așezate în afara apei. Această viteză are expresia

$$u = \frac{\frac{c}{n} + v}{1 + \frac{v}{c} \frac{c}{n}} = \frac{\left(\frac{c}{n} + v\right) \left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right)}{1 - \frac{v^2}{c^2 n^2}} \approx \frac{c}{n} + v \left(1 - \frac{1}{n^2}\right)$$

(factorul lui v se determină cu o precizie de cîteva sutimi de milion). Așadar modificarea observată a figurii de interferență va fi de așa natură ca și cînd mișcarea apei ar fi modificat viteza de propagare a luminii în apă, făcînd-o să capete valoarea $\frac{c}{n} + \varphi v$, în locul valorii $\frac{c}{n}$; aici $\varphi = 1 - \frac{1}{n^2}$ reprezintă coeficientul de antrenare.

c) **Efectul Doppler.** După cum s-a mai indicat în cap. XX, și mișcării izvorului și aparatului de măsură față de mediu duc la expresii diferite pentru deplasarea prin efect Doppler; aceste expresii pot fi combinate într-una de cealaltă printr-o mărime de ordinul doi față de $\frac{v}{c}$. Se înțelege din punct de vedere al teoriei relativității, aceste două cazuri trebuie să ducă la formule identice, deoarece în caz contrar măsurarea deplasării prin efect Doppler cu o precizie pînă la $\frac{v^2}{c^2}$ ar oferi posibilitatea de a determina viteza absolută a aparatului sau a izvorului.

În adevăr, luînd în considerare relațiile de transformare ale teoriei relativității (123.1), obținem două formule identice, indiferent de felul în care studiem mișcarea izvorului față de aparat sau invers. Să presupunem, de exemplu, că aparatul B este situat în sistemul K , iar izvorul S este legat de sistemul K' care se mișcă față de primul, de-a lungul axei x . Dacă aparatul B și izvorul S sînt dispuse pe direcția de mișcare.

Să presupunem că frecvența izvorului (în sistemul K') este ν_0 . Se cere să se determine frecvența ν , recepționată de aparatul B , așezat în sistemul K .

În timpul procesului de emisie a semnalului, observatorul marchează, în sistemul de coordonate legat de aparat, două momente, t_1 și t_2 , precum și două coordonate x_1 și x_2 , care corespund poziției izvorului în aceste momente. Durata fragmentului de semnal înregistrat (măsurată cu ajutorul ceasului în sistemul K) este $\tau = t_2 - t_1$, iar coordonata $x_2 = x_1 + v\tau$, dacă v reprezintă viteza izvorului (în sistemul K').

Dat fiind că izvorul este îndepărtat față de observator, momentele θ_1 și θ_2 , corespunzătoare începutului și sfîrșitului acțiunii fragmentului de semnal măsurat, vor diferi de t_1 și t_2 , și anume,

$$\theta_1 = t_1 + \frac{a}{c}, \quad \theta_2 = t_2 + \frac{a + v\tau}{c},$$

unde a reprezintă distanța dintre aparat și izvor în momentul t_1 . În felul acesta, durata acțiunii semnalului asupra aparatului de măsură din K este

$$\theta = \theta_2 - \theta_1 = \tau \left(1 + \frac{v}{c}\right).$$

Se pune întrebarea, care este numărul de vibrații care au ajuns, în acest interval de timp, pînă la aparat. Dat fiind că izvorul emite într-o secundă ν_0 vibrații (în sistemul K'), pentru evaluarea numărului total de vibrații care au loc în porțiunea delimitată a semnalului, trebuie să cunoaștem durata acțiunii în sistemul K' . Expresia acestei mărimi este $\tau' = t'_2 - t'_1$, unde t'_2 și t'_1 sînt momentele sfîrșitului și începutului porțiunii de semnal determinate în sistemul K' — se vor găsi cu ajutorul relațiilor de transformare a coordonatelor:

$$t'_2 = \frac{t_2 - \frac{v}{c^2} x_2}{\sqrt{1 - \beta^2}} \text{ și } t'_1 = \frac{t_1 - \frac{v}{c^2} x_1}{\sqrt{1 - \beta^2}}.$$

$$\tau' = t'_2 - t'_1 = \frac{\tau \left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right)}{\sqrt{1 - \beta^2}} = \tau \sqrt{1 - \beta^2}.$$

Se poate s-ar fi putut găsi direct din § 124, c.

Așadar, numărul de vibrații care au ajuns pînă la aparat, în timpul θ este $N = \nu_0 \tau' = \nu_0 \tau \sqrt{1 - \beta^2}$, iar frecvența înregistrată de acesta

$$\nu = \frac{N}{\theta} = \frac{\nu_0 \tau \sqrt{1 - \beta^2}}{\tau \left(1 + \frac{v}{c}\right)} = \nu_0 \sqrt{\frac{1 - \frac{v}{c}}{1 + \frac{v}{c}}}. \quad (124.3)$$

O formulă identică se obține și în cazul când sistemul K' este legat de iar sistemul K de izvor. După cum s-a mai menționat, aceste două diferă prin mărimea de ordinul doi în raport cu β față de formulele în cap. XX, fără să se țină seamă de considerente din teoria relativității. Dacă linia care unește izvorul de aparat formează un unghi φ cu vitezei de deplasare, o discuție analogă duce la relația¹⁾

$$\nu = \frac{\nu_0 \sqrt{1 - \beta^2}}{1 + \frac{v}{c} \cos \varphi}$$

Pentru $\varphi = 0$ obținem relația (124.3). Pentru $\varphi = \frac{\pi}{2}$

$\nu = \nu_0 \sqrt{1 - \beta^2}$. În felul acesta, conform teoriei relativității, efectul Doppler trebuie să aibă loc și în cazul când direcția de propagare a luminii este perpendiculară pe direcția de mișcare (efect Doppler transversal).

Această deosebire principală, caracteristică pentru teoria relativității, poate servi pentru o nouă verificare experimentală a postulatelor. Dificultatea experienței constă în aceea că deplasarea așteptată este în comparație cu efectul Doppler obișnuit (longitudinal), așa încât o mică abatere de la ortogonalitatea riguroasă dintre direcția de mișcare și viteză maschează efectul așteptat. Ives (1938) a reușit însă să depășească această dificultate. În experiențele lui Ives, drept izvor de lumină a fost un fascicul de raze canal de hidrogen, care se propaga cu o viteză considerabilă ($v \approx 10^8$ cm/s); construcția specială a tubului asigură o înaltă puritate a vitezelor particulelor din razele canal. Observând direct razele emise de particulele din razele canal și lumina reflectată de o oglindă, a reușit să pună în evidență modificarea frecvenței, legată de efectul Doppler transversal.

¹⁾ De multe ori această formulă se scrie sub forma

$$\nu = \frac{\nu_0 \left(1 - \frac{v}{c} \cos \psi\right)}{\sqrt{1 - \beta^2}}$$

unde ψ este unghiul dintre direcția de observație și direcția vitezei, măsurat în sistemul de coordonate legat de izvor, în timp ce unghiul φ , care apare în text, este măsurat în sistemul de coordonate legat de aparat. Bineînțeles, ambele formule sînt perfect echivalente deoarece unghiurile φ și ψ sînt legate prin relația

$$\cos \varphi = \frac{\cos \psi - \frac{v}{c}}{1 - \frac{v}{c} \cos \psi}$$

În verificările experimentale, când unghiul de observație se măsoară pentru aparat, mai este formula dată în text.

Idea experienței lui Ives se înțelege din următoarea schemă (fig. 264). Dacă fasciculul de raze canal H este dirijat sub un anumit unghi față de oglindă, față de care axa spectrografului este așezată perpendicular, atunci apare loc efectul Doppler obișnuit, corespunzător componente vitezei în direcția direcției de observație. Fie φ unghiul dintre direcția vitezei particulei și direcția luminii, pornită direct de la particulă spre spectrograf (v. fig. 264). În acest caz, lumina, care se îndreaptă de la particulă înspre oglindă după o reflexie pe aceasta, înspre spectrograf, va forma cu direcția vitezei un unghi $\pi - \varphi$. Din această cauză, efectul Doppler, corespunzător componente radiale a vitezei, va da deplasările

$$\Delta \nu = \frac{v}{c} \cos \varphi$$

$$\Delta \nu' = \frac{v}{c} \cos (\pi - \varphi) = -\Delta \nu,$$

asimetrică față de linia nedeplasată. Efectul Doppler transversal, suprapunându-se peste cel descris mai sus va da pentru cele două componente o deplasare în același sens și așadar, înspre roșu ($-\delta \nu$). Din suprapunerea celor două efecte se va obține o figură asimetrică față de linia nedeplasată. Măsurând deplasările rezultante observate $a = -(\Delta \nu + \delta \nu)$ și $b = \Delta \nu - \delta \nu$,

putem calcula deplasarea $-\delta \nu = \frac{a+b}{2}$, care caracterizează efectul Doppler transversal și care corespunde modificării lungimii de undă înspre extremitatea roșie a spectrului cu mărimea $\delta \lambda$. Măsurătorile lui Ives au confirmat un asemenea efect și au dat pentru mărimea $\delta \lambda$ o valoare foarte apropiată de aceea prevăzută de teoria relativității:

Prevăzut . . . $\delta \lambda = 0,0472 \text{ \AA}$; observat . . . $\delta \lambda = 0,0468 \text{ \AA}$.

Concluzie. Am enumerat o serie de fapte izolate, care constituie confirmarea experimentală a diverselor concluzii ale teoriei relativității. Aceste fapte au fost astfel alese, încît să se illustreze, cît se poate de clar, valoabilitatea unei anumite afirmații. Bineînțeles însă, toate aceste afirmații izolate sînt legate într-un tot. De aceea, totalitatea faptelor menționate, ca și un număr important de alte fapte, constituie argumentele experimentale, care ne conduc la recunoașterea importanței teoriei relativității.

Să remarcăm în sfîrșit că diversele concluzii ale teoriei relativității duc la aceea că nu este posibil ca o acțiune sau un semnal să se propage cu o viteză mai mare decît viteza luminii în vid, c . O contradicție aparentă se prezintă în aceea că, într-un mediu dispersiv, indicele de refracție, n , poate

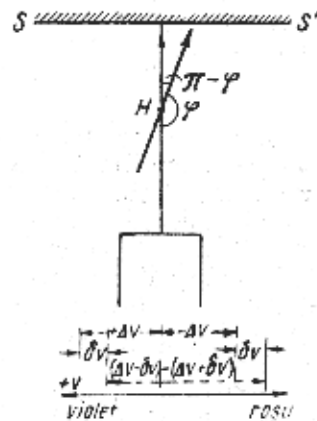


Fig. 264. Schema experienței lui Ives pentru constatarea efectului Doppler transversal.

fi mai mic decât unitatea, așa încât viteza de fază, c_1 , va fi mai mare decât viteza c . Trebuie însă să avem în vedere că viteza de fază nu poate servi pentru transmiterea semnalului sau a acțiunii, deoarece ea poate fi sinusoidală infinită, care are toate părțile sale identice. Prin urmare, o deformare oarecare a sinusoidelor, am putea semnaliza, însă, prin aceasta s-ar perturba monocromatismul și semnalul s-ar propaga cu așa-zisă viteză a semnalului (de grup) și nu cu viteza fazei, prima fiind mai mică decât c (v. § 116).

§ 125. Mecanica relativistă ¹⁾

Principiul relativității, aplicat la fenomenele de electrodinamică (optică) este confirmat de experiență. Relațiile de transformare din această teorie sînt relațiile Einstein-Lorentz, care asigură invarianța ecuațiilor electrodinamicii, în conformitate cu principiul relativității.

Natural că ecuațiile de bază ale mecanicii newtoniene, care sînt invariante față de ecuațiile de transformare ale lui Galilei, nu sînt invariante față de transformările lui Lorentz. Pentru ca ecuațiile mecanicii să fie invariante față de transformările lui Lorentz, ele trebuie să fie modificate în mod corespunzător. În felul acesta, se obține mecanica relativistă, de care mecanica clasică, newtoniană, reprezintă doar o primă aproximare valabilă atîta timp cît v este suficient de mic față de c . Einstein a arătat că putem păstra ecuația fundamentală a dinamicii lui Newton sub forma $\Delta(mv) = \hat{p}$ (\hat{p} reprezintă impulsul forței), dacă admitem că masa depinde de viteză în felul următor:

$$m = \frac{m_0}{\sqrt{1 - \beta^2}}$$

La aceeași dependență a masei electronului de viteză se ducea și ecuația electronică a lui Lorentz, care însă lega această concluzie de existența unui câmp electromagnetic al electronului în mișcare. Din această cauză, în teoria electronică relația (125.1) era valabilă doar pentru masa electronică a sarcinilor.

Teoria relativității a dat o fundamentare generală acestei relații, arătând valabilitatea ei pentru orice masă; în particular ea este valabilă și în cazul neutronilor, de care nu este legat nici un fel de câmp electromagnetic. m_0 reprezintă masa de repaus a particulei, adică masa într-un sistem de coordonate față de care particula este imobilă.

Când particula începe să se miște cu o viteză v , masa ei devine $m = \frac{m_0}{\sqrt{1 - \beta^2}}$.

Și această formulă arată că particula nu poate să capete o viteză mai mare decât viteza luminii, deoarece pe măsură ce v se apropie de c , masa ei tinde spre infinit și prin urmare creșterea vitezei ei (acelerația)

¹⁾ Acest paragraf, neavînd o legătură directă cu problema opticii mediilor în mișcare, este prezentat pur schematic.

trebuie să crească și să se apropie de zero. Este interesant de remarcat că cercetările moderne din domeniul razelor cosmice au permis să se pună în evidență particule ale căror viteze diferă de viteza luminii printr-o cantitate extrem de mică.

Teoria relativității ne duce la încă o concluzie extrem de importantă, stabilind interdependența între masa M și energia E sub forma relației

$$E = Mc^2, \quad (125.2)$$

unde c reprezintă viteza luminii în vid. Cazul particular al acestei relații, cînd prin E se înțelege o creștere a energiei cinetice, iar prin M o creștere a masei unui corp oarecare, a cărui viteză s-a mărit, se poate obține ușor din formula (125.1). Din această expresie rezultă (cu o precizie pînă la β^2):

$$m = m_0 \left(1 + \frac{1}{2} \beta^2 \right) \text{ sau } \frac{m_0 v^2}{2} = c^2 (m - m_0). \quad (125.3)$$

Însă $\frac{m_0 v^2}{2} = E$ nu este altceva decât energia cinetică a corpului de masă m_0 a cărui viteză a crescut de la zero pînă la v ; $m - m_0 = M$ este creșterea masei corpului, legată de creșterea vitezei de la zero la v . Așadar, creșterea energiei cinetice, E , este legată de creșterea masei prin relația: $E = Mc^2$.

Această relație este valabilă nu numai pentru energia cinetică, ci are un caracter absolut general și indică existența unei legături între masă și energie. Aceasta înseamnă că masa și energia sînt inseparabile și orice sistem material (substanță, lumină) poate fi caracterizat printr-o masă și o energie, în proporțiile pe care le stabilește formula (125.2). Aceasta înseamnă că orice schimbare a energiei interne a sistemului în urma absorbției sau emisieii luminii, în urma unui schimb de căldură, sau ca rezultat al efectuării unui lucru mecanic este însoțită de o simultană variație a masei sistemului respectiv. Din această cauză, trebuie să revizim ca nejustă afirmația întîlnită uneori cum că relația (125.2) reprezintă echivalența dintre masă și energie. O asemenea afirmație ar fi admisibilă dacă am avea de-a face cu o transformare a masei în energie sau invers, așa cum vorbim de echivalența diverselor forme de energie, avînd în vedere posibilitatea transformării lor reciproce (principiul conservării energiei). În realitate, masa nu se transformă în energie, după cum nici energia nu se transformă în masă. Procesul de emisie al luminii, de exemplu, este un proces de transformare al energiei interne a sistemului emițător în energie radiantă; prin aceasta se micșorează și masa corpului emițător, transformîndu-se în masa radiației emise.

Importanța consecință a teoriei relativității, indicată mai sus, a căpătat o confirmare în cercetările de fizică nucleară, în care relația în cauză este folosită pe scară largă pentru calculul bilanțului reacțiilor nucleare și pentru determinarea masei particulelor noi descoperite. Această concluzie are o importanță deosebit de mare și în astrofizică. Unele probleme referitoare la această chestiune sînt abordate în partea „Acțiunea luminii asupra substanței” și în „Încheiere”.

§ 126. Concluzii generale

Cele expuse arată că teoria relativității reprezintă un sistem arădă care, nu numai că elimină contradicțiile aparente dintre diversele vații experimentale, dar duce și la o revizuire foarte aprofundată a concepțiilor noastre asupra măsurării spațiului și timpului. Ea a mai stabilit o serie de noi afirmații generale, în particular cele exprimate prin relații

$$m = \frac{m_0}{\sqrt{1-\beta^2}} \text{ și } E = Mc^2,$$

ale căror numeroase aplicații sînt extrem de importante în fizica nucleară în care avem de-a face cu viteze uriașe și cuante elementare de energie extrem de mari (în cazul razelor γ dure).

Cunoașterea superficială a teoriei relativității poate duce la concluzii că toate noțiunile noastre fizice își pierd caracterul lor real, deoarece sunt relative, ele pot fi apreciate în mod diferit în sisteme de referință diferite, fără să se poată alege care din acestea redă realitatea. Această concluzie este complet eronată după cum este eronat să afirmăm nerealitatea măsurărilor spațiale din cauză că în funcție de alegerea sistemului de coordonate spațiale (de exemplu, orientarea axelor) se schimbă valoarea numerică a coordonatelor x , y , z . Caracterul relativ al fiecărei coordonate nu subminuie realitatea noțiunii de *lungime*, ca fiind distanța dintre două puncte, deoarece lungimea este dată de expresia

$$\sqrt{(x_1-x_2)^2 + (y_1-y_2)^2 + (z_1-z_2)^2} = \sqrt{(\Delta x)^2 + (\Delta y)^2 + (\Delta z)^2},$$

care nu depinde de alegerea coordonatelor și este invariantă față de transformările Lorentz. Relative nu sînt decît componentele acestei lungimi reale, măsurate în sisteme de coordonate diferite. În teoria relativității, caracterul relativ al timpului și lungimii înseamnă relativitatea doar a unor componente ale unei mărimi fizice, care însă luată ca un întreg, are un sens real bine precizat, care nu depinde de alegerea sistemului de coordonate. Folosindu-ne de analogia noastră geometrică, putem să clarificăm sensul acestei mărimi fizice în felul următor. În geometrie *punctul* este reprezentat cu ajutorul coordonatelor x , y , z , iar distanța dintre două puncte este o lungime bine definită, a cărei mărime nu depinde de alegerea sistemului de coordonate spațiale fizică, realitatea este un *eveniment*, pentru definirea căruia trebuie să indicăm locul și timpul, adică patru coordonate x , y , z , t (*punctul din univers*). Sensul fizic real îl are „distanța” dintre două evenimente, adică „lungimea

$$\Delta s = \sqrt{(\Delta x)^2 + (\Delta y)^2 + (\Delta z)^2 - c^2(\Delta t)^2}.$$

Această mărime, denumită *interval*, are un sens bine precizat, deoarece intervalul nu depinde de alegerea sistemului de coordonate și este un invariant.

În felul acesta, interpretarea corectă a consecințelor teoriei relativității nu dă nici un fel de bază pentru tragerea unor concluzii cu caracter subiectivist sau idealist, deși concluzii de acest gen au fost trase de

de către savanți străini, în particular de însuși Einstein. Interdependența dintre masă și energie arată, cu o deosebită putere de convingere, că masa și energia constituie niște atribute inseparabile ale materiei, indiferent de forma acesteia din urmă există sub formă de substanță sau sub formă de câmp electromagnetic (lumină). Atît lumina, cît și substanța au o masă și o energie și se caracterizează prin proprietatea fundamentală a materiei de a exista în afara conștiinței noastre, după cum a subliniat V. I. Lenin, „este proprietatea de a fi o realitate obiectivă, de a exista în afara conștiinței noastre”.

Relațiile spațio-temporale dintre evenimentele din lumea reală sînt determinate cu ajutorul *intervalului*, a cărei mărime nu depinde de alegerea sistemului de referință și nu este prin urmare relativă.

Teoria relativității face un important pas înainte în comparație cu fizica clasică, pentru care spațiul și timpul erau independente, nelegate unul de celălalt. Studiind spațiul și timpul în lumina legăturii lor indestructibile, teoria relativității conduce la concepții mult mai aprofundate asupra spațiului și timpului, care constituie, în comparație cu concepțiile fizicii clasice, o apropiere mai mare de relațiile care au loc în lumea obiectivă. Dezvoltarea acestor concepții o găsim în așa-zisa teorie a relativității generalizate, care studiază nu numai mișcarea uniformă dar și mișcarea accelerată a sistemelor de referință. Teoria relativității generalizate ajunge la concluzia că există o dependență între proprietățile spațiului și timpului, pe de o parte, și distribuția maselor materiale, pe de altă parte. În felul acesta, concepția metafizică asupra timpului absolut și spațiului absolut, care există independent de materie și alături de aceasta („așezarea corpurilor” și „durata pură” cum afirma Newton), sînt înlocuite prin concepțiile care le-a scos la lumină materialismul dialectic, care analizează spațiul și timpul ca fiind niște forme de existență ale materiei.

Succesele teoriei relativității, în precizarea concepțiilor noastre asupra spațiului și timpului, constituie o etapă prețioasă cîștigată pe drumul cunoașterii, concretizînd într-un anumit sens punerea generală a acestei probleme, scoasă în evidență de către materialismul dialectic. După V. I. Lenin, „ideile omului asupra spațiului și timpului sînt relative; din aceste idei relative ia naștere însă adevărul absolut, aceste idei relative pîșind în dezvoltarea lor pe linia adevărului absolut, apropiindu-se de acesta. Variabilitatea ideilor omenești asupra spațiului și timpului dezmente tot atît de puțin realitatea obiectivă a acestora, pe cît de puțin dezmente variabilitatea cunoștințelor științifice asupra structurii și formelor mișcării materiei, realitatea obiectivă a lumii exterioare”. (Materialism și empiriocriticism”, Ed. P. M. R., 1948, p. 193).