PWSP
10290
ZF
KDN., 15. 10. I. 53, 20.000

Zapłacić za takse

NAUKA FIZYKI

TOM III

NAKŁAD GEBETHNERA

WARSZAWA—KRAKÓW—LUBLIN—ŁÓDŹ—POZNAŃ—WILNO - ZAKOPANE

DRUKARNIA UNIWERSYTETU JAGIELLOŃSKIEGO POD ZARZĄDEM J. F

R. Unyszki
VIII

NAUKA FIZYKI

PODRĘCZNIK PRZEZNACZONY DO UŻYTKU
UCZNIÓW KLAS WYŻSZYCH SZKÓŁ ŚREDNICH

PRZEZ

DRA WŁADYSŁAWA NATANSONA
i
DRA KONSTANTEGO ZAKRZEWSKIEGO,
PROFESORÓW UNIWERSYTETU JAGIELLOŃSKIEGO

TOM III

NAKŁAD GEBETHNERA I WOLFFA
WARSZAWA—KRAKÓW—LUBLIN—ŁÓDŹ—POZNAŃ—WILNO—ZAKOPANE

BIBLIOTEKA
Pedagogicznej
Wyższej Szkoły Pedagogicznej
w KRAKOWIE

10290

EX LIBRIS
UP
Muzeum Podręcznika

UP - Kraków BG
1050152390

SPIS RZECZY TOMU III-go.

ROZDZIAŁ PIERWSZY.

Pole elektryczne statyczne.

§§		Str
1.	Przedmiot trzeciego tomu tej książki	1
2.	Elektryzowanie ciał; siły elektryczne	3
3.	Dwa rodzaje naelektryzowania	4
4.	O elektrycznych ładunkach	5
5.	Przewodniki elektryczne; izolatory	6
6.	Indukcja elektrostatyczna	8
7.	O maszynach elektrycznych	10
8.	O siedzibie ładunków ciał przewodzących	12
9.	Równowaga ładunku na powierzchni przewodnika	14
10.	Gęstość powierzchownego ładunku; ładunek ostrza	15
11.	Iskra elektryczna; błyskawica; piorunochrony	17
12.	Kondensatory; butelka lejdejska	18
13.	Ilościowe określenie elektrycznego ładunku	21
14.	Wektor elektryczny	22
15.	Prawo Coulomba	23
16.	Wpływ ośrodka; stała dielektryczna	26
17.	Elektrostatyczna jednostka ładunku	27
18.	Linje pola elektrycznego	29
19.	Twierdzenie Gaussa	31
20.	Wiązki pola elektrycznego	33
21.	Pole elektrostatyczne jest zachowawcze	36
22.	Potencjał przewodnika względem ziemi	38
23.	Elektrostatyczna jednostka potencjału	40
24.	Od czego zależą wskazania elektroskopu	41
25.	Różnica potencjałów dwóch przewodników	42
26.	Potencjał w dowolnym punkcie pola	43
27.	Powierzchnie ekwipotencjalne	45
28.	Pojemność; jednostka pojemności	46
29.	Pojemność płaskiego kondensatora	47
30.	Elektrometr bezwzględny Kelvina	48
1.	Energja elektryczna naładowanego przewodnika	50
32.	Wpływ dielektryka na pojemność kondensatora	52

ROZDZIAŁ DRUGI.

Prąd elektryczny.

§§ Str.

33. Zjawisko prądu elektrycznego 54
34. Natężenie i kierunek prądu 55
35. Wzdłuż drogi prądu potencjał opada 57
36. Jednostka natężenia prądu 59
37. Praca wydawana na wytwarzanie prądu; jednostka tej pracy . . [illegible]
38. Ogniwo; siła elektromotoryczna ogniwa . . . . . .
39. Prawo Volty . . . . . .
40. Typy ogniw; składanie bateryj . . . . . .
41. Zjawisko elektrolizy; iony 68
42. Elektrony i jądra dodatnie atomów; obraz elektrolizy 70
43. Faradaya pierwsze prawo elektrolizy 72
44. Drugie prawo elektrolizy 74
45. Wartość niektórych zasadniczych stałych 76

ROZDZIAŁ TRZECI.

Pole magnetyczne statyczne.

46. Zjawiska magnetyczne 79
47. Magnesy naturalne i sztuczne; bieguny magnesu 80
48. Dwa rodzaje biegunów; igła magnesowa 80
49. Namagnesowanie indukowane 81
50. Jednostajnie namagnesowany magnes linjowy 82
51. Wzajemne działanie magnetycznych biegunów 82
52. Prawo Coulomba 85
53. Jednostka ilości magnetyzmu 87
54. Ilości magnetyzmu zawarte w biegunach magnesu 88
55. Budowa magnesu 89
56. Wektor magnetyczny 91
57. Linje pola magnetycznego 92
58. Wiązki pola magnetycznego 94
59. Żelazo w polu magnetycznem 95
60. Pole magnetyczne ziemskie 97

ROZDZIAŁ CZWARTY.

Pole magnetyczne prądu.

61. Odkrycie Oersteda 103
62. Magnetyczne pole towarzyszące prostolinjowemu prądowi 104
63. Magnetyczne pole towarzyszące kołowemu prądowi 106
64. Związek pomiędzy elektrycznemi i magnetycznemi pojęciami 109
65. Układ jednostek elektromagnetycznych 111
66. Układ jednostek praktycznych 114
67. Busola stycznych; galwanometry 116

§§ Str.
68. Opór elektryczny 118
69. Solenoidy; ich pola magnetyczne 120
70. Elektromagnes; pojęcie magnetycznej indukcji 122
71. Działanie obcego pola magnetycznego na obwód prądu 126
72. Działanie obcego pola magnetycznego na element prądu 127
73. Galwanometry Kelvina. Ampermetry 130

ROZDZIAŁ PIĄTY.

Prawa prądów trwałych.

74. Opór elektryczny. Prawo Ohma 133
75. Jednostka oporu. Ohm 135
76. Opór przewodników złączonych 135
77. Opór właściwy; przewodnictwo właściwe 137
78. Zastosowanie prawa Ohma do zamkniętego obwodu 140
79. Rozpraszanie energji elektrycznej w przewodnikach 142

ROZDZIAŁ SZÓSTY.

Zjawiska elektromagnetycznej indukcji.

80. Odkrycie praw elektromagnetycznej indukcji 147
81. Ruch przewodnika w obcem polu magnetycznem 148
82. Reguła Lenza 149
83. Elektromotoryczna siła prądu indukcyjnego 150
84. Prawo Faradaya 152
85. Uogólnienie reguły Lenza oraz prawa Faradaya 154
86. Ponowne uogólnienie prawa indukcji 157
87. Zjawiska indukcji własnej 159
88. Prądy Foucaulta 163
89. Induktor Ruhmkorffa 163
90. Przykład prądu przemiennego 166
91. O prądnicy 168
92. Motor elektryczny 171
93. Alternatory 174
94. Przetwornica 175
95. Ampermetry cieplne 176

ROZDZIAŁ SIÓDMY.

Drgania i fale elektryczne.

96. Hypoteza Maxwella 178
97. Zasadnicze prawa pól elektromagnetycznych 180
98. Oscylacyjne rozbrajanie się kondensatora 184
99. O rezonancji elektrycznej 189

§§ Str.
100. Odkrycia Henryka Hertza 191
101. Fale elektromagnetyczne 192
102. Odbijanie się fal elektromagnetycznych; długość fali 194
103. Krystaliczny detektor 197
104. Radjotelegrafja i radjotelefonja 198

ROZDZIAŁ ÓSMY.

Elektrony.

105. Strumienie katodowe 202
106. Działanie pola magnetycznego na strumień katodowy 204
107. Działanie pola elektrycznego na strumień katodowy 206
108. Własności cząstek katodowych 207
109. Promieniowanie Röntgena 211
110. Ionizacja gazów 214
111. Własności gazowych ionów. Ładunek elektronu 217
112. Lampa elektronowa 219
113. Odkrycie promieniotwórczości 221
114. Składniki promieniowania Becquerela 224
115. Istota promieniowania Becquerela 225
116. Własności cząstek β 227
117. Własności cząstek α 229
118. Scyntylacje. Tory cząstek alfa 231
119. Budowa atomu; sztuczna promieniotwórczość 234
120. Promieniotwórcze przemiany 236

ROZDZIAŁ DZIEWIĄTY.

O świetlnych zjawiskach.

121. Światło; źródła światła 239
122. Punkt świecący 240
123. Prostolinjowy bieg światła 241
124. Cienie rzucane przez ciała nieprzezroczyste 242
125. O uginaniu się światła 244
126. Światło i promieniowanie 246
127. O mierzeniu kątów płaskich i przestrzennych 248
128. Ważniejsze fotometryczne pojęcia 249
129. Jednostki fotometryczne 251
130. Fotometry; blask powierzchni; prawo Lamberta 252
131. Prędkość światła zmierzona w przestworzu niebieskiem 255
132. Prędkość światła zmierzona na ziemi 258

ROZDZIAŁ DZIESIĄTY.

Zasady optyki geometrycznej.

133. Przeobrażanie się światła 263
134. Prawa odbijania się światła 264
135. Obraz tworzący się w zwierciedle płaskiem 266

§§ Str.
136. Prawa załamywania się światła 268
137. Odwracalność świetlnych promieni 270
138. Kąt krytyczny; odbicie całkowite 271
139. Załamanie w płytce o ścianach równoległych 274
140. Załamanie w pryzmacie 275
141. O soczewkach; nazwy i określenia 276
142. Ogniska i środek soczewki 277
143. Obrazy tworzone przez soczewki 280
144. Wzór zasadniczy soczewki; zdolność dioptryczna 283
145. Aberacja chromatyczna soczewek 286
146. Oko ludzkie 288
147. O widzeniu wyraźnem. Akomodacja. Wady wzroku 289
148. Kąt widzenia; rozległość powstającego w oku obrazu 291
149. Mikroskop 293
150. Teleskopy 295

ROZDZIAŁ JEDENASTY.

O teorjach światła.

151. Dwie teorje światła 299
152. Interferencja światła; doświadczenie Younga 302
153. Interferencja światła; doświadczenie Fresnela 306
154. Prostolinjowy bieg światła 308
155. Pierwszy przykład dyfrakcji 313
156. Drugi przykład dyfrakcji 315

ROZDZIAŁ DWUNASTY.

O promieniowaniu.

157. Widmo słoneczne 318
158. Widmo czyste; spektroskop 320
159. Różne odmiany widm 321
160. Analiza spektralna 323
161. Długość fali; jej jednostki. Pojęcie widma 324
162. Granice widma 325
163. Dlaczego niebo jest błękitne 326
164. Absorbcja światła 327
165. O widmach absorbcyjnych 329
166. Linje Fraunhofera 330
167. Widma odwrócone 331
168. Serje widmowe 333
169. Dyspersja anomalna 334
170. Promieniowania pozafioletowe 335
171. Promieniowania pozaczerwone 337
172. Uginanie się promieniowania Röntgena 340
173. Dwa gatunki promieniowań Röntgena 343
174. Serje promieniowań Röntgena 345

§§ Str.
175. Promieniowanie gamma 347
176. Przegląd widma znanego 348
177. Promieniowanie cieplne; luminescencja 349
178. Ciało doskonale chłonące; doskonałe zwierciadło 350
179. Promieniowanie zrównoważone 352
180. Prawo Kirchhoffa 355
181. Emisja doskonale chłonącego ciała 358
182. Zakończenie 360
Alfabetyczny wykaz rzeczy 362
Errata 368

ROZDZIAŁ PIERWSZY.

Pole elektryczne statyczne.

§ 1. Przedmiot trzeciego tomu tej książki.

Zatrudnieni wznoszeniem budynku, robotnicy wciągają belki zapomocą lin; koń ciągnie powóz, wyprężając sznury uprzęży. Kręcimy koło, naciskając połączoną z niem korbę; struny wprawiamy w drganie za pośrednictwem smyczka. Ażeby popchnąć kulę bilardową, posyłamy ku niej inną kulę; fale budzimy na wodzie, rzucając kamyczek; artylerja niszczy okopy, trafiając je pociskami. Ciśnienie prasy hydraulicznej przenosi się przez wodę; impulsy drgającego dzwonu dobiegają ucha za pośrednictwem powietrza. Wywieramy zatem my, lub pewne ciała wywierają mechaniczne skutki zapomocą prętów, pasów, sznurów, przy spółudziale kamieni, kul lub pocisków, z uczestnictwem wody, ziemi albo powietrza; ciała działają wzajemnie na siebie za pośrednictwem łączników. Czy jednak nieodzowny jest taki łącznik, taki most materjalny, przenoszący działanie? Będziemy skłonni do twierdzącej odpowiedzi na to pytanie. Widząc, że ciało *A* działa na ciało *B* mechanicznie, szukamy między niemi materjalnych połączeń. Gdy marjonetka posuwa się lub podskakuje, powiadamy, że jest osadzona na drucie lub wisi na sznurku; gdy ptak spada zabity, domyślamy się kuli lub strzały, która dosięgła go w locie. Nie wierzymy, ażeby można było mechaniczną pracę wykonywać zdaleka; kopiemy kanały, wybijamy tunele zapomocą łopat, motyk i świdrów, nie zapomocą magicznych formuł i zaklęć. Wiemy, że ląd nie rozstąpi się, skały nie poruszą się bez pracy; wiemy nadto, że ową pracę trzeba doprowadzić aż do nich.

Zagadnienie nie jest wszakże tak proste, jak wydaje się na pierwszy rzut oka. Kula ziemska przyciąga ku sobie chmurę, balon, aeroplan lub kamień ku niej biegnący, ale nie ciągnie

ich sznurem ani łańcuchem; *jak* ziemia je ciągnie? Ziemia działa na księżyc i doznaje jego działania, jakkolwiek nie jest z nim materjalnie złączona. To samo ciało jest jednakowo ciężkie w powietrzu, w wodzie, w rtęci i w próżni (§ 46 tomu II-go); nie istnieją zasłony, o ile dotychczas wiadomo, które tamowałyby działanie ciążenia. Cząstka materji głęboko w ziemi leżąca przyciąga inną, wewnątrz księżyca schowaną cząstkę dokładnie tak samo, jak gdyby nie było przegradzających warstw i pokładów materji (§ 53 tomu I-go). Takie fakty wychodzą poza zwykły porządek codziennych mechanicznych wydarzeń. Dlatego właśnie, w okresie dzieciństwa, myśl ludzka nie mogła zrozumieć posuwania się słońca po sklepieniu niebieskiem; naiwna wyobraźnia umieszczała promienistą tę bryłę na wozie ciągnionym przez bajeczne rumaki. Mędrcy późniejsi osadzili słońce i gwiazdy na baniach kryształowych, na sferach przeczystych, kręcących się dokoła ziemi odwiecznie. Kartezjusz otoczył te kule splotami wirów burzliwych, które miały je poruszać; dopiero Newton zmiótł z niebios zalegającą je pajęczynę.

Przyglądajmy się ruchowi wozu miejskiej elektrycznej kolei; co porusza ten wagon wbrew oporom i tarciu? Wagonu nie ciągnie pręt, którym wóz łączy się z rozpiętym od góry przewodem; ten pręt możnaby zastąpić drutem luźno wiszącym. Choćby i w próżni, magnes pociąga ku sobie drobne opiłki, cienkie zaś skrawki bibułki lgną do potartego bursztynu. Staromodne dzwonki wprawiamy w ruch, ciągnąc złączone z niemi sznury lub taśmy; takie zjawisko leży w zakresie zwyczajnej mechaniki; gdy jednak, naciskając mały guziczek, budzimy czynność bardzo odległego przyrządu, wywieramy jakieś inne, niemechaniczne działanie. W Krakowie albo w Warszawie możemy dziś słuchać muzyki lub śpiewu, które rozlegają się w Operze paryskiej; wygłoszona w Londynie mowa brzmi w Przylądku Dobrej Nadziei; w New-Yorku słychać wybornie chlupot fal bijących o brzeg Spokojnego Oceanu. Poprzez próżną otchłań przestrzeni, z odległości niezmiernej, słońce dokonywa bezustanku pracy olbrzymiej na powierzchni kuli naszej ziemskiej. Odbywają się zatem w naturze jakieś wydarzenia, nie tak blisko ani nieodzownie złączone z materją jak cieplne i mechaniczne zjawiska, które poznaliśmy w poprzednich tomach tej książki; świat chowa w sobie tajemnice dziwniejsze, trudniej uchwytne, później poznane, w wysokim stopniu zasługujące na naszą uwagę.

§ 2. *Elektryzowanie ciał; siły elektryczne.*

Sporządzoną z bursztynu pałeczkę pocieramy flanelą albo jedwabiem; pałeczka przyciąga wówczas ku sobie ułamki słomy, skrawki papieru, niteczki, włoski, odrobiny korka i inne leciutkie kruszyny; własności tej bursztyn nie okazywał przed potarciem. Podobnie jak bursztyn, zachowuje się szkło, lak do pieczętowania służący, kalafonja, siarka, opal, ametyst. O takich ciałach, gdy zostały potarte, mówimy, że są *naelektryzowane;* powiadamy, że wywierają w swojem otoczeniu *siły elektryczne,* że dokoła takich ciał istnieje wówczas *elektryczne pole* (por. § 55 tomu I-go).

Przyciąganie wywierane przez bursztyn potarty było znane oddawna; świadczą o tem nazwy, które przechowały się w różnych językach. W Persji bursztyn nazywają «rabusiem słomy» (*karuba*); we Francji jeszcze dzisiaj mówią o nim *tire-paille.* Odkrycie opisanej własności bursztynu przypisywano w starożytności Talesowi z Miletu, w VI-ym wieku przed N. Chr. Przez dwa tysiące lat nikt nie próbował zapoznać się bliżej z tak dziwnem zjawiskiem. Dopiero William Gilbert w Anglji (1540—1603), jeden z najwcześniejszych, po Odrodzeniu, badaczy natury, przekonał się, że mnóstwo innych substancyj zdradza tę samą zdolność; wszystkie takie substancje Gilbert nazywa *electrica corpora* t. j. podobnemi do bursztynu (*electrum*) ciałami, mówiąc: *quae attrahunt eadem ratione.* O wywieranem przyciąganiu powiada: *vim illam electricam nobis placet appellare;* odtąd nazwy te pozostały we wszystkich cywilizowanych językach.

Rys. 1.

Ażeby wygodnie badać siły wywierane przez ciała potarte, posługujemy się *wahadełkiem elektrycznem* (rys. 1); z korka lub z rdzenia bzu lekarskiego sporządzamy małą kuleczkę, którą zawieszamy na szklanem wieszadełku przy pomocy cienkiej nici jedwabnej. Ogrzawszy dość mocno pręt szklany (i osuszywszy go tym sposobem), pocieramy go nagle kawałkiem jedwabiu; pręt silnie wówczas przyciąga kulkę wahadełka.

Rys. 2.

Sprawdźmy natychmiast, czy elektryczne siły stosują się do prawa działania i oddziaływania, które, jak wiemy, jest funda-

mentem dynamiki (tom I, §§ 36 i 37). Naelektryzowany (jak w doświadczeniu poprzedniem) pręt szklany zawieszamy na szklanem wieszadełku przy pomocy nici jedwabnej (rys. 2); zbliżając ciało nienaelektryzowane, np. rękę, widzimy, że pręt wykręca się, jak gdyby przez rękę był przyciągany.

§ 3. Dwa rodzaje naelektryzowania.

Naelektryzowany pręt szklany przyciąga ku sobie kulkę wahadełka (rys. 1). Pozwólmy kulce dotknąć pręta; przyciąga ona wówczas źdźbła słomy; zatem przez zetknięcie z naelektryzowanym prętem kulka naelektryzowała się sama. Powtarzając to doświadczenie uważnie, spostrzegamy, że, natychmiast po dotknięciu pręta, kulka odskakuje od niego, jak gdyby była odpychana. Kiedyż zatem między naelektryzowanemi ciałami działa przyciąganie, kiedy zaś odpychanie? Na szklanem wieszadełku zawieszamy, na jedwabnych nitkach, dwie jednakowe kulki *a, b* (rys. 3). Kulkę *a* elektryzujemy, dotykając jej szklanym prętem, który potarliśmy jedwabiem; kulkę *b* elektryzujemy, dotykając jej ebonitową laską, którą potarliśmy futrem. Oddalamy laskę ebonitową, zbliżamy zaś pręt szklany, ponownie potarty jedwabiem; pręt odpycha kulkę *a*, przyciąga *b*. Oddalamy pręt szklany, zbliżamy laskę ebonitową, ponownie potartą futrem; laska przyciąga kulkę *a*, odpycha *b*. Istnieją przeto conajmniej *dwa* rodzaje naelektryzowania; nazywamy je dla zwięzłości *dodatniem* i *ujemnem* naelektryzowaniem. Powiadamy, że szkło potarte jedwabiem elektryzuje się dodatnio; że ebonit potarty futrem elektryzuje się ujemnie. Z opisanego doświadczenia wnosimy, że ciało dodatnio naelektryzowane odpycha dodatnio naelektryzowane, przyciąga zaś ujemnie naelektryzowane; wnosimy również, że ciało ujemnie naelektryzowane przyciąga dodatnio naelektryzowane, odpycha zaś naelektryzowane ujemnie. Gdy jednak ciało *A* przyciąga ku sobie ciało *B*, jest także przyciągane przez *B*; gdy odpycha od siebie ciało *B*, jest także odpychane przez *B* (§ 2). Wszystkie wyniki możemy więc streścić w następującem twierdzeniu: *ciała jednoimiennie naelektryzowane odpychają się; ciała różnoimiennie naelektryzowane przyciągają się wzajemnie.*

Rys. 3.

Badaliśmy dotychczas naelektryzowanie szkła potartego jedwabiem; zbadajmy teraz stan jedwabiu, który służył do potarcia szkła. Do naelektryzowanych wahadełek *a* i *b* (rys. 3) lub do naelektryzowanego szklanego albo ebonitowego pręta, zawieszonego jak na rys. 2-im, zbliżamy jedwab, którym potarliśmy szkło; przekonywamy się, że ten jedwab jest naelektryzowany ujemnie. Sprawdzamy podobnie, że, gdy ebonit w zetknięciu z futrem elektryzuje się ujemnie, futro jednocześnie elektryzuje się dodatnio. *Gdy dwa odmienne ciała pocieramy o siebie, elektryzują się różnoimiennie: jedno dodatnio, drugie ujemnie.*

Podobne doświadczenia wykonywamy, posługując się innemi parami substancyj; wybieramy np. szkło i futro, ebonit i bawełnę, siarkę i jedwab, korek i płótno, lak pieczętarski i kauczuk. Każde ciało po potarciu zachowuje się: albo jak szkło potarte jedwabiem albo jak ebonit potarty futrem; każde zatem elektryzuje się albo dodatnio, albo ujemnie; nie dostrzegamy trzeciego rodzaju naelektryzowania.

Ciało *A*, wyrobione z danej substancji, może elektryzować się dodatnio w zetknięciu z ciałem *B*, ujemnie zaś w zetknięciu z ciałem *C*; naprzykład, pocierane jedwabiem szkło elektryzuje się dodatnio, pocierane futrem lub wełną elektryzuje się zazwyczaj ujemnie. Znak naelektryzowania bywa także zależny od temperatury ciała, od stanu jego powierzchni i innych okoliczności. Rozłamawszy na dwie części ebonitową laseczkę i pocierając je o siebie, przekonywamy się nieraz, że jedna jest dodatnio, druga ujemnie naelektryzowana.

Zmieszajmy ze sobą miałko roztartą minję i siarkę; przesiewając taką mieszaninę przez gazę muślinową na powierzchnię naelektryzowanego ciała, spostrzegamy, że proszek siarczany (żółty) przylega do ciał dodatnio naelektryzowanych, czerwona zaś minja do naelektryzowanych ujemnie. Przez tarcie okruchy siarki naelektryzowały się ujemnie, ziarenka minji — dodatnio.

§ 4. *O elektrycznych ładunkach.*

Na suchy pręt szklany wdziewamy odcinek rurki kauczukowej, obejmującej go dosyć luźno. Szybko posuwając kauczuk po szkle, elektryzujemy obadwa ciała: szkło dodatnio, kauczuk ujemnie. Postąpmy teraz inaczej: po potarciu pozostawmy kauczuk na szkle i przekonajmy się, czy ciała te nie rozłączone działają na elektryczne wahadełko. Okazuje się, że zespół szkła i kauczuku nie wywiera nazewnątrz elektrycznego działania. Pręt ebonitowy, potarty płatem flaneli, nie wytwarza dokoła pola elektrycznego, dopóki nie zdejmiemy zeń tego płatka. Na szkle i kauczuku, na ebonicie i flaneli powstają widocznie, przez tarcie, *przeciwne* co do znaku ale co do wartości *równe elektryczne*

ładunki; takie ładunki, równe sobie ale przeciwne, wytwarzają w otoczeniu siły równe ale skierowane przeciwnie, które znoszą się wszędzie dokładnie.

Dodatnio naelektryzowany pręt szklany wraz z ujemnie naelektryzowaną kauczukową rurką, gdy ładunki obu ciał są sobie równe, zachowuje się zatem jak ciało nienaelektryzowane czyli *obojętne.* Gdybyśmy zbudowali układ złożony z setek albo tysięcy takich par (dodatnio naelektryzowanych szklanych pręcików oraz osadzonych na nich, równie mocno ujemnie naelektryzowanych kauczukowych rureczek), całość zachowywałaby się elektrycznie obojętnie. Czy nie powinniśmy przypuszczać, że w każdem elektrycznie obojętnem ciele znajdują się, jpodobnie, maleńkie, równe, różnoimienne ładunki? Położone tuż obok siebie, nie wywierałyby one nazewnątrz elektrycznego działania. Elektryzując ciała, oddalamy tylko od siebie owe najmniejsze, *elementarne* ładunki; potrafimy je tylko rozdzielać i napowrót ze sobą je łączyć, nie umiemy ich rozmnażać, nie możemy ich niszczyć. Elementarne elektryczne ładunki tkwić muszą zapewne w ostatnich okruchach materji: w molekułach fizycznych, w chemicznych atomach (§ 25 tomu II-go). W dalszych rozdziałach zrozumiemy, dlaczego, w dzisiejszym stanie nauki, wyobrażenia takie są pożyteczne a nawet konieczne; zobaczymy, jak odsłoniły się przed naszym wzrokiem duchowym własności przedewszystkiem ładunków elementarnych *ujemnych,* zwanych *elektronami,* jak zaczynamy dziś powoli przenikać rolę, którą w budowie chemicznego atomu grają ładunki elementarne *dodatnie.*

§ 5. *Przewodniki elektryczne; izolatory.*

Spróbujmy naelektryzować przez potarcie pręt metalowy, np. żelazny, niklowy, mosiężny. Gdy trzymamy go w ręku, pręt nie okazuje elektrycznego ładunku; ale elektryzuje się podobnie jak ebonitowy lub szklany, gdy, osadziwszy go w szklanej lub kauczukowej rękojeści i nie dotykając ręką, pocieramy go jedwabiem, wełną lub futrem.

Pręt metalowy umieśćmy na szklanej nóżce i przylutujmy na jednym jego końcu, metalicznym lutem, wąziutkie dwa paski, wycięte z najcieńszej aluminjowej folji albo też dwa listki pozłótki (rys. 4). Elektryzując przeciwległy koniec metalowego pręta, spostrzegamy, że listki rozchylają się; odpychają się, otrzymały

więc jednoimienne ładunki. Metaliczne ciało nietylko przybiera elektryczny ładunek, lecz rozprowadza go, jak można najdalej roznosi czyli *przewodzi;* metale oraz inne ciała, które przewodzą ładunki, nazywamy więc *elektrycznemi przewodnikami.* Suche szkło nie jest przewodnikiem. Naelektryzujmy koniec szklanego pręta; przytwierdzone do przeciwnego końca złote listki nie rozchylają się. Ciała pozbawione zdolności elektrycznego przewodnictwa nazywamy *izolatorami;* powiadamy o nich, że *izolują* (t. j. elektrycznie odosabniają). Oprócz metali, również węgiel i grafit oraz wodne roztwory soli, kwasów i zasad są przewodnikami; porcelana, lak, szellak, kalafonja, wosk, parafina, siarka, bursztyn, ebonit, kauczuk są izolatorami. Powietrze naogół jest izolatorem. Ciało ludzkie jest przewodnikiem, co tłumaczy, dlaczego niepodobna naelektryzować metalowego pręta, trzymając go w ręku.

Rys. 4.

Wspominaliśmy o tem, że ciała szklane, którym przeznaczamy rolę izolatorów w elektrycznych doświadczeniach, winny być suche. Niektóre gatunki szkła (zwłaszcza tak rozpowszechniony *crown-glass*) są *hygroskopijne,* przyciągają z powietrza parę wodną; na powierzchni ciał sporządzonych z takich gatunków szkła znajduje się zwykle cienka, stosunkowo dobrze przewodząca wodna warstewka. Sucha para wodna jest izolatorem, podobnie jak powietrze i inne ciała gazowe; mosiężna naelektryzowana kula, zawieszona w prądzie suchej pary wodnej, na jedwabnej nici, nie traci bynajmniej elektrycznego ładunku.

Doświadczenia i czynności, które przedsiębierzemy w naukowych pracowniach lub zakładach technicznych, odbywają się w sąsiedztwie olbrzymiej bryły, kuli ziemskiej, która nas wszystkich niesie na sobie. Kula ziemska jest niewyczerpanym, praktycznie nieskończonym przewodnikiem i zbiornikiem elektrycznym; spłynęły do niej, spływają lub spłyną wszelkie ładunki, które ludziom udało się lub uda się kiedykolwiek sztucznie wytworzyć. Bardzo często w naukowem badaniu zachodzi właśnie potrzeba, ażeby pewne ładunki, które mogą zakłócić obserwowane zjawisko, odpłynęły do ziemi; przewodniki, na których znaj-

dują się owe ładunki, łączymy wówczas metalicznie z podłogą, z układem rur wodociągowych, ze studnią lub wilgotnym gruntem. Będziemy w takich razach krótko mówili, że dany przewodnik jest *połączony z ziemią.*

Rys. 5.

Przedstawione na rys. 4-ym doświadczenie daje nam pochop do zbudowania *elektroskopu* (rys. 5). Dwa ruchome listki pozłótki (albo dwa płatki najcieńszej folji aluminjowej albo dwie nitki kwarcowe cieniutko powleczone platyną) wiszą u dolnego końca mosiężnego pręta, z którym są w przewodzącem zetknięciu. Pręt, zaopatrzony w takie wskazówki, przechodzi przez otwór szklanego naczynia, którego część dolna, sporządzona z metalu, łączy się z ziemią; na górnym końcu pręt kończy się główką lub dźwiga mosiężny talerzyk. Nawet słabe naelektryzowanie zdradza się w elektroskopie rozchylaniem się listków.

Rys. 6.

Pręt powinien być najstaranniej izolowany za pomocą parafiny, wosku, kauczuku, siarki, najlepiej bursztynu. Wnętrze przyrządu powinno być suche i wolne od pyłu. Im rozleglejsza jest metalowa część osłony, im mniej stosunkowo rozległa jest jej część szklana, im staranniejsze połączenie z ziemią, tem mniej zakłócona będzie czynność przyrządu, tem prawdziwsze będą jego wskazania. W niektórych elektroskopach mamy tylko jeden ruchomy listek, albo też lekką, zrównoważoną, na osi ruchomą, metalową wskazówkę (rys. 6). Wrażliwy elektroskop wskazuje ładunek, który wytwarzamy, gdy pociągamy pręt miękkim pędzelkiem. Temperując ołówek, pozwólmy strużynom drewnianym spadać na krążek elektroskopu; okazują one wyraźnie ładunek, który przybrały przez tarcie.

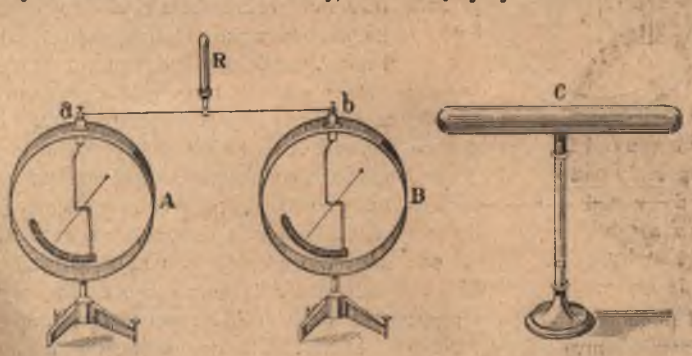
§ 6. *Indukcja elektrostatyczna.*

Przez potarcie jedwabiem elektryzujemy pręt szklany i zbliżamy go powoli do elektroskopu. Chociaż pręt nie dotknął jeszcze krążka lub główki elektroskopu, chociaż znajduje się od nich w odległości kilku centymetrów, listki rozchylają się,

wskazówka się porusza; gdy oddalamy pręt, wszystko powraca do normalnego położenia. Samo zatem sąsiedztwo ładunku, nawet i bez zetknięcia, wywołuje naelektryzowanie listków lub wskazówki.

Zjawisko, które poznaliśmy, zwane *elektrostatyczną indukcją*, możemy łatwo zrozumieć, przypuszczając, że elektryczne siły są wywierane nietylko przez *ciała* naelektryzowane oraz na ciała naelektryzowane, lecz również przez same *ładunki* i na same ładunki. W listkach, w pręcie i w krążku elektroskopu, jak w każdem obojętnem ciele, istniały zarówno dodatnie jak ujemne ładunki. Gdy zbliżamy pręt szklany naelektryzowany dodatnio, jego dodatni ładunek przyciąga na górną powierzchnię krążka ładunki ujemne, dodatnie zaś wpycha do listków, które, otrzymawszy jednoimienne ładunki, muszą się rozchylić.

W pewnej odległości od siebie ustawiamy dwa od ziemi odłączone, izolowane elektroskopy *A* i *B* (rys. 7), łączymy je metalowym drutem *a b*, zaopatrzonym w szklaną rękojeść *R* i zbliżamy do *B* izolowany przewodnik metalowy *C*, silnie naelektryzowany dodatnio. Wskazówki obu elektroskopów *A* i *B* odchylają się; gdy oddalamy *C*, zarówno w *A* jak w *B* wskazówki opadają. Powtórzmy doświadczenie nieco inaczej; *A* i *B* łączymy znów drutem *a b*, zbli-



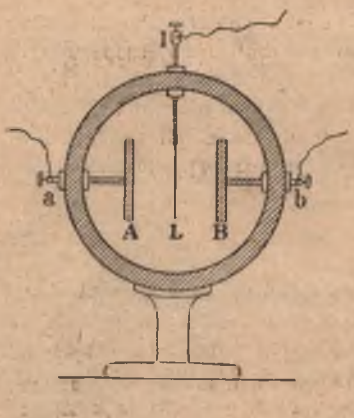
Rys. 7.

żamy *C* i wówczas usuwamy *a b*; po oddaleniu przewodnika *C*, wskazówki zarówno w *A* jak i w *B* pozostają odchylone. Gdy zbliżamy *C* do *B*, *B* wówczas przybiera widocznie ujemny, *A* zaś przybiera dodatni ładunek; gdy *A* i *B* są połączone drutem, przeciwne ich ładunki zobojętniają się po oddaleniu *C*; gdy *A* i *B* nie są połączone, pozostają naładowane. Gdybyśmy rozłączyli *A* i *B* i wówczas zbliżyli *C*, wskazówka w *B* odchyliłaby się, w *A* pozostałaby nieodchylona; co świadczy, że ładunek przewodnika *C*, z powodu znacznej odległości, nie działa na *A*; *A* ładuje się tylko wówczas, gdy jest połączony z *B* metalicznie.

Przypuśćmy, że naładowaliśmy elektroskop dodatnio, dotknąwszy jego krążka prętem szklanym, potartym o jedwab. Gdy wówczas zbliżymy do elektroskopu ciało naładowane dodatnio, listki rozchylą się jeszcze bardziej; gdy zbliżymy ciało naładowane ujemnie, listki zbliżą się ku sobie. Tym prostym sposobem możemy rozstrzygnąć, czy pewien ładunek jest dodatni czy też ujemny.

Działaniu sił elektrycznych ulegają zatem nietylko ciała materjalne naelektryzowane ale i same elektryczne ładunki; przyciągane lub odpychane, ładunki poruszają się i płyną w łonie przewodników, według nakazu pola. Powiadamy, że w polu elektrycznem objawiają się nietylko *ponderomotoryczne*, ale również *elektromotoryczne* działania.

Wielką wrażliwością odznaczają się t. zw. *heterostatyczne* elektroskopy, w których, do badania nieznanych ładunków, powołujemy do pomocy pewne ładunki zewnętrzne, wiadomego rodzaju. Opisujemy tu prosty elektroskop heterostatyczny jednolistkowy. W skrzynce metalowej, zaopatrzonej w szyby szklane, znajdują się płyty metalowe *A* i *B* (rys. 8), pomiędzy któremi wisi ruchomy listek *L*; *A*, *B* oraz *L* łączą się odpowiednio ze spinkami *a*, *b*, *l*, ale, jak widać z rysunku, są izolowane od metalowej osłony przyrządu. Możemy posługiwać się w dwojaki sposób heterostatycznym elektroskopem: (I) listkowi *L* udzielamy ładunku wiadomego rodzaju; płytę *B* łączymy z ziemią, płytę *A* z ciałem, którego naelektryzowanie mamy zbadać. Zależnie od rodzaju badanego i pomocniczego ładunku, listek jest odpychany lub przyciągany; na *B* przez indukcję powstają ładunki, które działają zawsze zgodnie z ładunkami rozlanemi na *A*. (II) Ładujemy dodatnio, z pomocniczego źródła, płytę *A*, płytę *B* podobnież ładujemy ujemnie; z listkiem *L* łączymy ciało, którego ładunek zamierzamy zbadać. Jeżeli ciało jest naelektryzowane dodatnio, listek odchyla się w stronę płyty *B*; jeżeli jest naelektryzowane ujemnie, listek odchyla się w stronę płyty *A*.



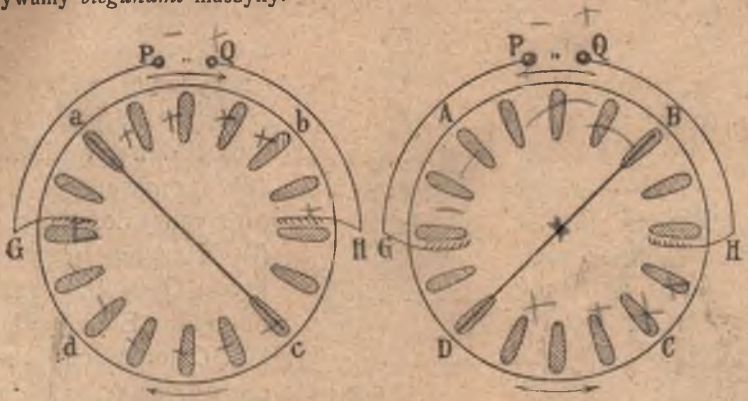
Rys. 8.

§ 7. O maszynach elektrycznych.

Do wytwarzania obfitych elektrycznych ładunków służą *elektryczne maszyny*. Starodawne przyrządy, w których posługiwano się tarciem, wyszły z użycia; zastąpiły je t. zw. *indukcyjne* maszyny, z których opiszemy tu jednę, maszynę Wimshursta.

Wyobraźmy sobie dwie tarcze szklane lub ebonitowe, w odstępie kilku milimetrów osadzone, równolegle do siebie, na dwóch różnych osiach, które znaj-

dują się jedna w przedłużeniu drugiej. Po zewnętrznych stronach tarcz naklejone są t. zw. *sektory*, paski wycięte z cienkiej cynowej folji. Na rys. 9-ym, dla jasności, tarcze są przedstawione, jak gdyby były umieszczone jedna *za* drugą; w istocie jednak punkty *A* i *a*, *B* i *b*, *C* i *c*, *D* i *d* leżą naprzeciwko siebie; wyobraźmy sobie *A*, *B*, *C*, *D* po stronie przedniej, ku nam zwróconej; *a*, *b*, *c*, *d* niechaj leżą po stronie odwrotnej. W pobliżu tarcz, po zewnętrznych ich stronach, znajdują się nieruchome pręty metalowe, t. zw. *łączniki: BD* naprzeciwko przedniej tarczy, *ac* naprzeciwko tylnej; łączniki te kończą się miotełkami, zlekka dotykającemi sektorów. U końców poziomych średnic, grzebienie metalowe *G*, *H* obejmują obiedwie tarcze; łączą się one z kulami *P* i *Q*, które nazywamy *biegunami* maszyny.



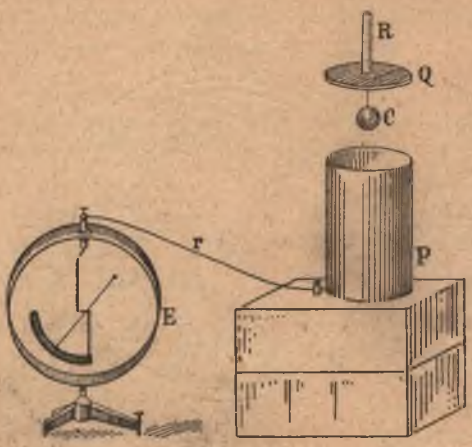
Rys. 9.

Gdy obracamy tarcze w kierunkach przeciwnych, jak pokazuje rysunek, bieguny *P* i *Q* ładują się szybko, ładunkami znaków przeciwnych. Ażeby wytłumaczyć to działanie, przypuśćmy, że, już w pierwszej chwili obrotu, sektory tylne, leżące między *a* i *b*, mają pewne, choćby słabe, dodatnie ładunki. Gdy te sektory przebiegają po kolei przed końcem *B* łącznika *BD*, tworzą się wówczas przez indukcję w tym łączniku ładunki, mianowicie ujemny u końca *B*, dodatni u przeciwległego końca *D*; ładunki te udzielają się sektorom, będącym właśnie w zetknięciu z łącznikiem *BD*. Tym sposobem górne sektory tarczy przedniej, które za chwilę znajdą się między *B* i *A*, otrzymują ładunki ujemne, dolne zaś sektory tejże tarczy, które będą wkrótce zawarte między *D* i *C*, otrzymują ładunki dodatnie. Wspomniane ujemne ładunki górnych sektorów tarczy przedniej podbiegają do punktu *A*; lecz naprzeciwko *A* znajduje się koniec *a* łącznika *ac* tarczy tylnej; w łączniku *ac* wytwarzają się znowu ładunki indukowane, w *a* dodatni, w *c* ujemny; sektor tylny, będący właśnie w zetknięciu z *a*, otrzymuje stosunkowo silny ładunek dodatni, sektor zaś dotykający końca *c* otrzymuje ładunek ujemny. Tym sposobem w górnych sektorach przedniej tarczy oraz w dolnych sektorach tylnej tarczy szybko gromadzą i wzmagają się ładunki ujemne; w dolnych sektorach przedniej tarczy oraz w górnych tylnej narastają ładunki dodatnie. Pierwsze, ujemne, spływają do grzebienia *G* i stamtąd do bieguna *P*; drugie ładunki, dodatnie, przenoszą się do *H* i następnie do *Q*. W jednym z następnych artykułów zrozumiemy dokładniej, dlaczego grzebienie

zbierają, niejako wysysają ładunki z przebiegających przed niemi sektorów i dostarczają ich biegunom.

§ 8. O siedzibie ładunków ciał przewodzących.

Wyobraźmy sobie naczynie metalowe *P* (rys. 10), zamknięte metalową pokrywą *Q*, która jest zaopatrzona w szklaną rękojeść *R;* we wnętrzu naczynia, na jedwabnej nici, zatem izolowana, wisi kula metalowa *C*. Zapomocą drutu metalowego *r* łączymy zewnętrzną powierzchnię naczynia *PQ* z elektroskopem *E;* naczynie izolujemy, umieszczając je na parafinowej lub szklanej podstawie.



Rys. 10.

Wykonywamy kilka prostych doświadczeń: (I) Naczynie *P* i pokrywa *Q* są elektrycznie obojętne. Elektryzujemy kulę *C* dodatnio, poczem, nie dotykając nią ani *P* ani *Q*, umieszczamy *Q* wraz z *C* na *P*. Znanym z § 6-go sposobem przekonywamy się, że na zewnętrznej powierzchni naczynia *PQ* znajduje się ładunek dodatni; ładunek ten nie zmienia się, gdy poruszamy kulę *C* wewnątrz *PQ*, nie wprowadzając jej w zetknięcie ze ścianami. Wszystkie te fakty są objawami elektrostatycznej indukcji. Pod wpływem przyciągania, wywieranego przez dodatni ładunek kuli *C*, ładunek ujemny zawarty w ścianach *PQ* zgromadził się na wewnętrznej powierzchni naczynia; jego zewnętrzna powierzchnia jest zatem naładowana dodatnio. Wskazówka elektroskopu, odchyliwszy się, pozostaje w spoczynku; mówimy, że ładunki ciał *C* i *PQ* są *w równowadze.*

(II) Łączymy z ziemią zewnętrzną powierzchnię naczynia *PQ;* powierzchnia ta powraca do stanu obojętnego, jak ze wskazań elektroskopu natychmiast widzimy; dopłynął do niej widocznie z ziemi odpowiedni ujemny ładunek. Powiadamy, że kula naładowana, znajdując się we wnętrzu zamkniętej, przewodzącej, połączonej z ziemią osłony, nie wytwarza nazewnątrz pola elektrycznego.

(III) Naczynie *P* i wieko *Q* są znów obojętne. Elektryzujemy kulę *C* dodatnio, umieszczamy *Q* wraz z *C* na *P* i kulą *C* dotykamy wewnętrznej powierzchni *PQ*. Elektroskop wykazuje, że naelektryzowanie zewnętrznej powierzchni naczynia *PQ* nie zmieniło się skutkiem zetknięcia. I ten fakt rozumiemy bez trudności; nagromadzony na wewnętrznej powierzchni naczynia ujemny ładunek połączył się wprawdzie z dodatnim ładunkiem kuli *C*, ale na zewnętrznej powierzchni naczynia pozostał ten sam jak poprzednio ładunek dodatni. Otwórzmy naczynie i zbadajmy stan kuli *C;* okazuje się ona istotnie obojętna. Lecz przecież od chwili, gdy zetknęła się ze ścianami naczynia, kula stanowiła część składową, niejako zgrubienie tych ścian; wewnętrzna i zewnętrzna postać przewodnika *PQ* nie może mieć wpływu na wynik doświadczenia. Wnosimy zatem, że *ciało metaliczne może posiadać elektryczny ładunek w równowadze tylko na zewnętrznej swojej powierzchni.* Do tego wniosku doprowadziło nas badanie przewodnika wydrążonego; skoro jednak postać wydrążenia jest obojętna, możemy być pewni, że twierdzenie pozostaje prawdziwe, chociażby wydrążenia wcale nie było.

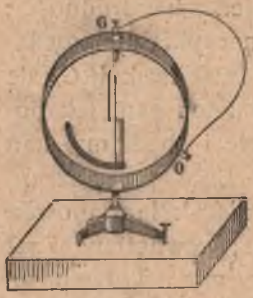
We wnętrzu przewodnika, w jego materjalnej substancji, niema zatem ładunków; czy niema również i pola? Zastąpmy poprzednią nieprzezroczystą osłonę *PQ* przez warstwę wody zakwaszonej, więc przewodzącej; do wnętrza wody zanurzamy elektroskop (rys. 11); jego listki nie rozchylają się, gdy wodę elektryzujemy. *Jeżeli we wnętrzu przewodnika niema ciał naelektryzowanych, niema tam pola; ładunek w równowadze znajduje się tylko na powierzchni przewodnika, pole zaś wypełnia całe zewnętrzne otoczenie, poczynając od tej powierzchni.*

Rys. 11.

W doświadczeniu, wyobrażonem na rys. 11, jest rzeczą obojętną, czy listki elektroskopu są czy nie są izolowane od wody, czy ścianki elektroskopu są całkowicie szklane, czy też po części szklane, po części metalowe. Wynik doświadczenia jest zawsze ten sam: pole nie tworzy się w elektroskopie.

Wykonajmy jeszcze doświadczenie następujące. Umieszczamy elektroskop na podstawie izolującej (rys. 12); metalową osłonę *O* elektroskopu łączymy metalowym drutem z główką *G*, wreszcie elektryzujemy osłonę *O* jak możemy najsilniej; wskazówka elektroskopu nie odchyla się. Na pierwszy rzut oka może

wydawać się, że wynik ten potwierdza tylko wnioski poprzedzające. Zważmy jednak, że wewnętrzna powierzchnia ścian osłony elektroskopu łączy się z ich zewnętrzną powierzchnią poprzez brzeg otworu, przez który przechodzi pręt elektroskopu; jedna powierzchnia jest oczywiście przedłużeniem drugiej; jeżeli zewnętrzna powierzchnia jest naelektryzowana, dlaczego wewnętrzna nie przybiera wówczas ładunku? Powinniśmy byli zadać sobie to samo pytanie w rozbiorze doświadczenia, wyobrażonego na rys. 11-ym, w razie, gdy listki elektroskopu nie są izolowane od otaczającego przewodzącego ośrodka. Mamy w obu razach naczynie *elektrycznie otwarte;* jeżeli jednak otwór takiego otwartego naczynia jest niewielki, na wewnętrznej powierzchni jego ścian znajduje się nieznaczny ładunek. Ażeby przekonać się o tem, spróbujmy elektryzować wysoki słój metalowy, otwarty, izolowany; na zewnętrznej powierzchni naczynia znajdujemy elektryczny ładunek, nie znajdujemy go natomiast na wewnętrznej powierzchni dna; w pobliżu dna, wewnątrz walca, nie konstatujemy pola. Odbierając nieco wody otaczającej elektroskop (rys. 11), nie dostrzegamy rozchylania się listków; lecz jeśli elektroskop np. do połowy wynurzy się z wody, pole wytworzy się w jego wnętrzu.



Rys. 12.

Na podstawie izolującej ustawiamy klatkę, sporządzoną z gęstej siatki metalowej; z siatką łączymy metalicznie dwie pary listków elektroskopowych; jedna wisi nazewnątrz klatki, druga gdziekolwiek nawewnątrz. Gdy elektryzujemy klatkę, listki pierwszej (zewnętrznej) pary rozchylają się, listki drugiej (wewnętrznej) pozostają w spoczynku. Doświadczenie to może jednak zawieść, zwłaszcza gdy siatka jest niedosyć gęsta; przez jej oczka mogą wówczas przeniknąć naelektryzowane cząstki unoszące się w powietrzu, podobnie jak do zwykłej drucianej klatki moglibyśmy przecież wrzucić jakąkolwiek naładowaną kuleczkę.

§ 9. Równowaga ładunku na powierzchni przewodnika.

Wyobraźmy sobie ciało metaliczne izolowane, znajdujące się w zetknięciu tylko z powietrzem lub innemi nieprzewodzącemi ciałami. Ładunek, którego udzielamy przewodnikowi, dąży natychmiast ku zewnętrznej powierzchni ale tam zatrzymuje się, ponieważ otoczenie nie pozwala mu dalej odpłynąć. Na każdą cząstkę ładunku zgromadzonego na zewnętrznej powierzchni działa siła elektryczna, która stara się cząstkę z metalu wypędzić; powiadamy, że zgromadzony na powierzchni przewodnika ładunek okazuje pewne *napięcie.*

Rys. 13.

Utwórzmy bańkę mydlaną u końca metalowej rurki *m*, osadzonej w innej, izolującej rurze *R* (rys. 13); gdy

elektryzujemy rurkę *m*, bańka mydlana rozdyma się pod wpływem napięcia swego elektrycznego ładunku. Podobnie zachowuje się kauczukowy balonik, jeśli pokryliśmy jego powierzchnię proszkiem przewodzącym, np. grafitowym lub metalicznym.

O ile sądzić możemy ze zjawisk, które poznaliśmy dotychczas, ładunki elektryczne w łonie metalu poruszają się zupełnie swobodnie. Dopóki zatem w łonie metalu istnieje pole elektryczne, równowaga elektrycznych ładunków jest niemożliwa; równowaga elektryczna w metalu może zapanować dopiero wówczas, gdy pole zniknie w całem wnętrzu metalu; innemi słowy, gdy wypadkowa sił, wywieranych w każdym wewnętrznym punkcie metalu przez zgromadzony na powierzchni ładunek, stanie się równa zeru. Jeżeli nie działają siły elektromotoryczne, które przeszkadzają ustanowieniu się elektrycznej równowagi, wytwarza się ona w mgnieniu oka w ciałach metalicznych, z któremi codziennie miewamy do czynienia.

Zwykłe metale, jak żelazo lub mosiądz, są dla materji trudno przenikliwe; przez gruby pancerz stalowy przebija się tylko pocisk armatni, wystrzelony z ogromną prędkością. Natomiast atmosferyczne powietrze, podobnie jak inne gazy tejże gęstości, stawia zazwyczaj słaby opór ruchowi zanurzonych w niem ciał. Zupełnie inaczej zachowują się te substancje wobec elektrycznych ładunków; metale są bardzo łatwo przenikliwe dla elektrycznych ładunków, powietrze jest dla nich trudno przenikliwe. Tworzymy pomimowoli obraz świata, sądząc go ze stanowiska materji; lecz gdy patrzymy z elektrycznego punktu widzenia, świat wygląda całkowicie na opak.

Nauka o prawach elektrycznej równowagi, t. zw. *elektrostatyka*, byłaby niemożliwa, gdyby nie istniały ciała izolujące. Z elektrycznego punktu widzenia, metale są niejako wydrążeniami, wyrwanemi z łona izolatorów. Dlatego każde ciało metaliczne jest pewną jednostką w elektrostatyce, pewną całością. W ciele metalicznem stan elektryczny każdego punktu zależy od stanu wszystkich innych punktów; w izolatorze, przeciwnie, stan elektryczny danego punktu nie zależy wcale od stanu innych punktów.

§ 10. Gęstość powierzchownego ładunku; ładunek ostrza.

Im znaczniejszy elektryczny ładunek jest nagromadzony na danej powierzchni, tem większa, jak mówimy, jest jego *gęstość*. Wyobraźmy sobie kulę metalową izolowaną, odległą od wszelkich innych ciał naelektryzowanych (por. § 6); w stanie równowagi, rozkład ładunku na powierzchni kuli jest równomierny, gęstość zatem ładunku jest jednostajna. Ale na powierzchni przewodnika walcowatego (jak *C* na rys. 7-ym, § 6) rozkład ładunku w stanie równowagi nie może być równomierny. Przy-

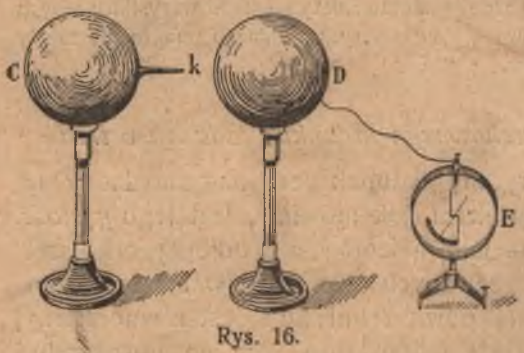
puśćmy istotnie, że elektryzujemy walcowaty przewodnik, np. ujemnie; odpychające się nawzajem cząstki ładunku, nie mając dostępu do wnętrza metalu, odpływają przeważnie ku zakończeniom, dopóki rosnące odpychanie gromadzących się tam ładunków nie powstrzyma dalszego dopływu; w stanie równowagi gęstość na końcach walca będzie zatem większa aniżeli w środkowej części powierzchni. Podobnie układają się ładunki w stanie równowagi na przewodniku mającym kształt gruszki. Jeszcze większe różnice gęstości powierzchownego ładunku znajdujemy na wierzchołku stożka, na końcu ostrza, kolca lub igły; gdziekolwiek na małej rozległości mieści się stosunkowo duży ładunek, jego gęstość musi być znaczna.

Rys. 14.

Sprawdzamy te wnioski, posługując się prostym wywiadowczym przyrządem; stanowi go mała metalowa płytka, umocowana u końca szklanego lub ebonitowego pręcika (rys. 14). Obojętną (wyładowaną) płytką dotykając różnych punktów powierzchni kuli, walca, gruszki, elipsoidy, wogóle przewodników dowolnej postaci, przekonywamy się, że ładunek uniesiony z miejsc wypuklejszych sprawia w elektroskopie więcej skutku niż zdjęty z części płaskich, tem bardziej niż zaczerpnięty z miejsc wklęsłych. Naelektryzujmy metaliczny przewodnik, wyobrażony na rys. 15-ym; z wierzchołka wystającego stożka zbieramy stosunkowo sporo ładunku; z lejkowatego wgłębienia po stronie przeciwnej niepodobna uzyskać ładunku, co zresztą, według § 8-go, mogliśmy *a priori* przewidzieć.

Rys. 15.

Ładunek elektryczny gromadzi się zatem stosunkowo najgęściej na ostrzach; stamtąd też najłatwiej ucieka, wypływając w otaczające powietrze. Wkręćmy, jak na rys. 16-ym, metalowy kołec *k* do izolowanej, metalowej kuli *C;* kuli tej wówczas, jak świadczy elektroskop, niemal niepodobna jest naładować; gdy wyjmiemy kolec, kula elektryzuje się bez trudności. Naprzeciwko kolca *k* kuli *C* umieśćmy drugą kulę metalową *D* (rys. 16), połączoną metalicznie z elektroskopem *E;* gdy próbujemy na-



Rys. 16.

elektryzować kulę *C*, przekonywamy się, że nie *C* ale *D* uzyskała ładunek; gdy usiłowaliśmy naelektryzować kulę *C*, ładunek, którego jej udzielaliśmy, wypływał z niej widocznie i przenosił się przez powietrze do kuli *D*. Ponieważ kula *C* nie okazuje niemal żadnego ładunku, kula *D* nie mogła naelektryzować się przez indukcję; usuwając *C*, przekonywamy się o tem natychmiast, albowiem ładunek kuli *D* nie zmienia się wówczas.

Przypuśćmy, że zaopatrzona w kolec *k* kula *C* (rys. 16) jest rozbrojona; połączmy ją metalicznie z elektroskopem *E*, kulę zaś *D*, odłączoną od elektroskopu, naładujmy dodatnio. Jeżeli, jak na rys. 16-ym, kolec *k* jest zwrócony do kuli *D*, kula *C* szybko elektryzuje się dodatnio, kula zaś *D* traci pierwotny ładunek. Wszystko odbyło się zatem tak, jak gdyby ostrze *k* było *wessało* ładunek kuli *D*; lecz w istocie zjawisko musiało mieć przebieg następujący: dodatni ładunek kuli *D* drogą indukcji wytworzył ujemny ładunek na ostrzu *k*, dodatni zaś na odwróconej od ostrza półkuli *C*; ujemny ładunek z ostrza *k* wypłynął w powietrze a docierając do *D*, zobojętnił się z pierwotnym (dodatnim) ładunkiem tej kuli; na kuli *C* pozostał wzbudzony przez indukcję ładunek dodatni. Przypuszczenie to sprawdzamy w następujący sposób. Naładujmy elektroskop; jego wskazówka odchyla się i bez zakłócenia zzewnątrz pozostaje długo odchylona; lecz jeśli zbliżymy zaostrzony drut stalowy, który trzymamy w ręku, wskazówka elektroskopu opada natychmiast. Pojmujemy teraz ssące działanie grzebieni, o którem była mowa w § 7-ym.

§ 11. Iskra elektryczna; błyskawica; piorunochrony.

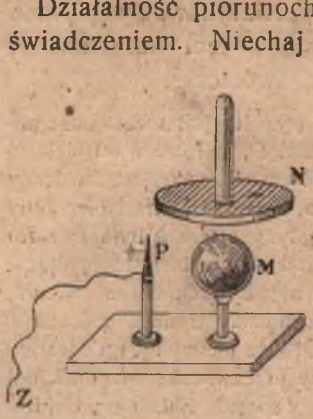
Przypuśćmy, że na powierzchni przewodnika *A* rozlany jest silny dodatni elektryczny ładunek, na powierzchni zaś pobliskiego przewodnika *B* silny ładunek ujemny; może wówczas wydarzyć się, że warstwa rozciągającego się między *A* i *B* powietrza zostanie przerwana, że między *A* i *B* przebije elektryczna *iskra*. Wspaniałym przykładem takiej iskry jest *błyskawica*, która podczas burzy bije w chmurach lub też bije niekiedy między chmurą a ziemią.

Iskra jest wąską kolumną gazu nagle przez wyładowanie rozżarzonego; domieszane w niej bywają pary metalu, z którego składają się wyładowujące się przewodniki. Suchy trzask iskry pochodzi od pulsu raptownego zgęszczenia, które gaz rozgrzany i rozszerzający się nagle wytwarza w otaczającym gazowym ośrodku (§§ 61, 73 i 96 tomu II-go); z tej samej przyczyny pochodzi grzmot, który nieraz, dzięki odbiciom, przeciąga się lub powtarza się kilkakrotnie.

Badaniu zjawisk elektrycznych, w połowie XVIII-go stulecia, oddawał się, między innymi, Benjamin Franklin w Filadelfji, za młodu drukarz i księgarz, niebawem mąż stanu i dyplomata (1706—1790); postanowił on dowieść, że błyskawica na niebie jest tylko potężną iskrą elektryczną. Podczas burzy, w czerwcu 1752 r., wypuścił pod chmury latawca; jego ostrze żelazne łączyło się konopnym

sznurem z kluczem, który okazał niebawem silny ładunek. Od tego (bardzo zresztą niebezpiecznego) doświadczenia był tylko krok do zbudowania dziś tak pospolitego *piorunochronu*. Słusznie zatem i pięknie streścił D'Alembert zasługi Franklina w hexametrze: *eripuit coelo fulmen, sceptrumque tyrannis*.

Działalność piorunochronu możemy objaśnić następującem doświadczeniem. Niechaj przewodnik *N* uzmysławia naładowaną chmurę, wiszącą ponad budynkiem *M* (rys. 17). Ażeby zapobiec grożącemu pomiędzy *M* a *N* wyładowaniu, umieszczamy metalowe ostrze *P* w pobliżu kuli *M* i łączymy je metalicznie z ziemią. Ujemny (przypuśćmy) ładunek przewodnika *N* indukuje na końcu ostrza *P* ładunek dodatni, ujemny zaś ładunek ostrza odpływa do ziemi. Ale dodatni ładunek ostrza wypływa zeń szybko, dociera do przewodnika *N* i zobojętnia jego ujemny ładunek.

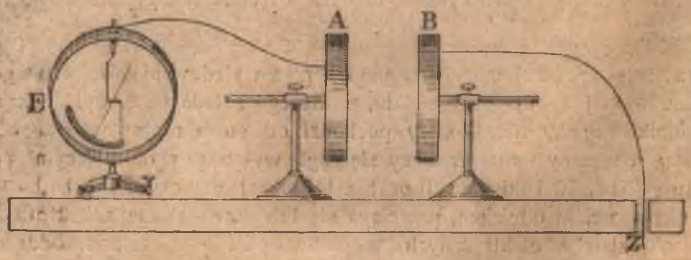


Rys. 17.

Zakończenie piorunochronu powinno być ostre i czyste (niezardzewiałe); piorunochron powinien łączyć się metalicznie (bez przerwy) ze strumieniem, studnią, wilgotnym gruntem, siecią rur żelaznych (np. wodociągowych, lecz *nie* gazowych). Rozmnażanie się przewodów elektrycznych w miastach spółczesnych chroni je raczej od niebezpieczeństw piorunu aniżeli na nie naraża (por. § 8); dokoła niektórych budynków, np. magazynów amunicyjnych, budowano nawet klatki metaliczne, celem ich skutecznej osłony od piorunu.

§ 12. Kondensatory; butelka lejdejska.

Ładujemy dodatnio przewodnik *A* (rys. 18), połączony metalicznie z elektroskopem *E*, zresztą izołowany; zauważmy podziałkę,

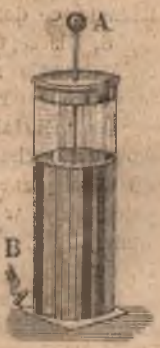


Rys. 18.

do której odchyliła się wskazówka elektroskopu. Do przewodnika *A* zbliżamy drugi przewodnik *B*, który dotychczas był

odległy od *A*; przewodnik *B* nie jest naładowany i łączy się metalicznie z ziemią. Im bliżej do *A* przysuwamy *B*, tem bardziej zmniejsza się odchylenie wskazówki elektroskopu *E* od normalnego jej położenia. Zgodnie z § 6-ym mówimy, że na przewodniku *B* przez indukcję utworzył się ładunek ujemny, dodatni zaś jego ładunek odpłynął do ziemi. Skoro jednak przy zbliżaniu *B* do *A* napięcie w elektroskopie *E* maleje, widocznie zatem ujemny ładunek przewodnika *B* wywabia swem przyciąganiem, niejako wyciąga dalsze dodatnie ładunki z *E* do *A*. Dopóki w pobliżu *A* znajduje się *B*, musielibyśmy udzielić przewodnikowi *A* wiele dodatniego ładunku, zanim skłonilibyśmy wskazówkę w *E*, by powróciła do pierwotnego położenia, które zajmowała przed zbliżeniem przewodnika *B*. Możemy więc opisać dość trafnie przebieg doświadczenia, mówiąc, że ładunek przewodnika *B* *wiąże* albo *zagęszcza* obecne na przewodniku *A* ładunki. Od takiego obrazu zjawiska (którym chętnie posługiwano się dawniej) pochodzi nazwa *kondensatora*, nadawana w fizyce każdemu układowi dwóch przewodników, oddzielonych od siebie warstwą ciała izolującego.

Badając działalność *powietrznego* kondensatora *AB* (rys. 18), przekonywamy się łatwo, że grubość przewodzących płyt *A* i *B* (t. zw. *okładek*) nie wywiera wpływu na jego elektryczną *pojemność;* pojemność ta zależy natomiast od rozległości zwróconych ku sobie powierzchni okładek a także od ich odległości wzajemnej, czyli od grubości warstwy izolującej, która oddziela od siebie okładki. Im większa jest rozległość wspomnianych powierzchni, im mniejszy ich odstęp, tem skuteczniej funkcjonuje kondensator, tem większą okazuje pojemność. Zmniejszając atoli grubość izolującej warstwy powietrznej, narażamy się na niebezpieczeństwo iskry, która, gdy między *A* i *B* przeskoczy, niweczy działanie przyrządu; zastępujemy więc warstwę powietrza przez (cienką) szklaną tafelkę, której iskra nie przebije łatwo ani nie okrąży. Prostym zatem *szklanym płaskim* kondensatorem jest tafla szklana, z dwóch stron oklejona (nie sięgającemi brzegów) arkuszami metalicznej folji (cynowej, aluminjowej); przyrząd ten, zwany *taflą Franklina* (niesłusznie, gdyż wynalazł go Bevis), jest prototypem rozmaitych płaskich kondensatorów, które znajdują częste zastosowania w przemyśle; za izolator w nich służy mika, parafinowany papier, niekiedy warstwa lakieru, w nowszych konstrukcjach nieraz warstwa oliwy lub innego ciekłego izolatora.



Rys. 19.

Od płaskiego kondensatora niczem istotnem nie różni się kondensator kulisty lub cylindryczny. Takim cylindrycznym szklanym kondensatorem jest powszechnie znana *butelka lejdejska*, sporządzona (nieumyślnie) po raz pierwszy przez von Kleista na Pomorzu i van Musschenbroeka w Lejdzie (1745); w postaci spółczesnej jest to szklany słój

cienkościenny, wyklejony wewnątrz i oklejony odzewnątrz metalową folją (rys. 19); z wewnętrzną okładką łączy się metalowy pręt *A*, od ścian izolowany; *A B* są *biegunami* butelki. Butelka lejdejska, a tem bardziej złożona z kilku butelek *batérja* ułatwia wykonywanie elektrostatycznych doświadczeń; dołączona do indukcyjnej maszyny, pozwala między jej biegunami otrzymywać iskry wprawdzie rzadsze, ale bezporównania świetniejsze.

Zadania.

1. Mamy do rozporządzenia: szklany pręt, kawałek jedwabiu, elektroskop; jak rozstrzygnąć o znaku pewnego elektrycznego ładunku?

2. Dwie metalowe płyty są ustawione poziomo nad sobą; dolna jest połączona z ziemią, górna jest silnie naelektryzowana; jak zachowają się drobne korkowe kuleczki umieszczone między płytami?

3. Blisko listków elektroskopu, nie dotykając ich jednak, znajdują się dwa słupki metalowe połączone z ziemią; czy elektroskop dzięki temu urządzeniu nie stanie się wrażliwszy? Dlaczego łączymy z ziemią metalową osłonę elektroskopu?

4. Czy na izolowanym przewodniku można wytworzyć jednocześnie dodatni i ujemny ładunek? Przy pomocy danej izolowanej kuli metalowej, naładowanej dodatnio, naelektryzować drugą kulę metalową ujemnie, trzecią dodatnio.

5. Jak możemy przekonać się o tem, czy gazy płomienne są dobrym czy złym przewodnikiem?

6. Na krążku elektroskopu umieszczamy nienaładowaną ebonitową płytkę; gdy pocieramy krążek płytką, czy listki elektroskopu rozchylą się wówczas? Co dostrzegamy, gdy oddalimy płytkę?

7. Elektryzujemy siatkę wyrobioną w postaci worka z nici bawełnianych lub konopnych; następnie badamy, zapomocą wywiadowczej płytki, stan zewnętrznej i wewnętrznej powierzchni worka; co dostrzegamy? Przywiązany do dna worka jedwabny sznurek pozwala go odwrócić nazewnątrz stroną wewnętrzną, bez rozbrojenia; odwróciwszy worek w taki sposób i powtarzając badanie, co dostrzegamy?

8. Dlaczego przewodniki metalowe, służące do elektrostatycznych doświadczeń, bywają zwykle zaokrąglone? Czy przewodnik pokryty metalicznym lub innym pyłem zachowuje się elektrycznie tak samo jak czysty?

9. Do krążka elektroskopu przytwierdzono metalowe ostrze; jak zmieni się wówczas zachowanie się elektroskopu? Jaki wpływ miałoby wkręcenie ostrza do wewnętrznej powierzchni metalowej osłony przyrządu? Dlaczego zginamy palec, gdy, w chęci wywołania iskierki, zbliżamy go do przewodnika naładowanego? Czy do tego celu nadaje się igła metalowa trzymana w ręku? czy izolowana igła byłaby odpowiednia?

10. Było podobno zwyczajem w starożytności, na widok groźnych chmur, rozpalać ogniska; czy sposób ten mógł rzeczywiście przyczyniać się do ułagodzenia Zeusa gromowładnego? Czy komin fabryczny jest bardziej czy mniej narażony na niebezpieczeństwo gromu, gdy uchodzą zeń duże ilości gazów płomiennych?

11. W maszynach Ramsdena, Wintera i innych (znajdujemy je w każdym zbiorze przyrządów fizycznych), okrągła tafla szklana, którą obracamy przy

pomocy korby, ociera się o skórzane poduszki (zwykle pokryte amalgamatem cynowo-cynkowym); tworzące się ładunki zbiera *kollektor* za pośrednictwem *grzebieni*, których ostrza są zwrócone ku tafli. Wyjaśnić działanie takiej maszyny (por. § 6). Jaką rolę spełniają grzebienie? Obmyśleć maszynę, która dostarczałaby zarówno dodatnich jak ujemnych ładunków. Jaki byłby skutek, gdybyśmy szklaną taflę maszyny zastąpili tarczą mosiężną? Wskazać źródło energji, której dostarcza działalność maszyny.

§ 13. *Ilościowe określenie elektrycznego ładunku.*

Opisywaliśmy dotychczas rozmaite elektryczne zjawiska; lecz w tych zjawiskach nic nie *mierzyliśmy*, nie badaliśmy ich zatem ściśle. Naukowe badanie otaczającego nas świata winno być *ilościowe*. Zawiłego splotu wydarzeń w naturze nie możemy rozgmatwać, dopóki poprzestajemy na ogólnikowym opisie. Tworząc pojęcia jasne, ilościowe, od wszelkiej dowolności i dwuznaczności dalekie, przenikamy głębiej i pod pozorami chaosu dostrzegamy *prawidłowość* w zjawiskach.

Wyobraźmy sobie metalową, zamkniętą osłonę *O*; może nią być naczynie *PQ*, którem posługiwaliśmy się w § 8-ym. Zewnętrzną powierzchnię osłony łączymy metalicznie z elektroskopem *E*. Do wnętrza osłony wprowadzamy rozmaite elektryczne ładunki; na jej zewnętrznej powierzchni wytwarzają się wówczas nowe ładunki, których obecność zdradza się zachowaniem się listków (lub wskazówki) elektroskopu. Przyjmujemy określenia następujące: (I) uznajemy, że dwa *jednoimienne* ładunki są sobie równe, gdy, po kolei wniesione do wnętrza osłony *O*, sprawiają te same wskazania w elektroskopie *E*. (II) Uznajemy, że bezwzględne wartości dwóch *różnoimiennych* ładunków są sobie równe, gdy ładunki te, równocześnie wniesione do wnętrza osłony *O*, nie wywołują wychylenia listków (lub odchylenia wskazówki) w elektroskopie *E*.

Pocieramy o siebie dwa różne ciała, np. szkło i jedwab, ebonit i futro, wogóle ciała *a* i *b*; lub też takie dwa ciała wprowadzamy ze sobą w zetknięcie. Po rozłączeniu, ciała *a* i *b* okazują się różnoimiennie naelektryzowane; wprowadzając je wówczas (równocześnie) do wnętrza osłony *O*, przekonywamy się, że nie wywołują wychylenia w elektroskopie; według określenia (II) wnosimy zatem, że ciała potarte albo ze sobą zetknięte otrzymują ładunki znaków przeciwnych, lecz bezwzględnych wartości jednakowych.

Wyobraźmy sobie dwa jednoimienne ładunki q_1 i q_2; przypuśćmy, że, gdy każdy zosobna był umieszczony we wnętrzu osłony *O*, wskazania elektroskopu były te same. Powiadamy, że $q_1 = q_2$; wspólną wartość tych ładunków oznaczamy przez q. Wprowadzając teraz q_1 i q_2 jednocześnie do wnętrza osłony, twierdzimy, że znajduje się tam ładunek $2q$. Jeżeli pewien ładunek Q jednoimienny z q_1 i q_2, znajdując się we wnętrzu osłony, wywołuje w elektroskopie te same wskazania, jakie w tych warunkach wytwarzają wspólnie q_1 i q_2, powiadamy, że $Q = 2q$. Podobnie rozstrzygamy, kiedy ładunek Q, jednoimienny z q_1 i q_2, wynosi $3q$, $4q$ i t. d. Wybierając q dostatecznie mały, możemy zmierzyć wystarczająco dokładnie każdy jednoimienny z q_1 i q_2 ładunek; odwołując się do określenia (II), rozciągamy sposób mierzenia do różnoimiennych względem q_1 i q_2 ładunków.

Kto zatem posiada osłonę metalową zamkniętą i elektroskop, może zmierzyć każdy elektryczny ładunek Q t. j. porównać go z pewnym ładunkiem q, uznanym za jednostkę ładunków. Ale wybór jednostki q jest dotychczas dowolny. Nasza metoda mierzenia ładunków jest wprawdzie ścisła, ale nie jest *powszechna*, podobnie jak metoda mierzenia ciężarów, polegająca na użyciu pewnej sprężyny, mogłaby być ścisła, ale nie byłaby powszechna. Musimy ustanowić jednostkę elektrycznego ładunku, którą każdy mógłby *odtworzyć*.

§ 14. Wektor elektryczny.

Przypominamy teraz, że dokoła każdego naelektryzowanego ciała *C* istnieje *pole elektryczne* (§ 2) czyli zakres przestrzenny, w którym objawiają się siły sprawiane przez ładunek ciała *C*. Takie siły nazywamy *elektrycznemi* ze względu na ich pochodzenie; ale mierzymy je według ogólnych zasad, które, celem pomiaru sił, ustanowiliśmy w dynamice. Przypuśćmy, iż mamy zbadać pole istniejące dokoła naładowanego ciała *C*. Wyobraźmy sobie bardzo drobne wahadełko (§ 2), zaopatrzone w nadzwyczaj słaby *dodatni* ładunek q; wyobraźmy sobie, iż wnosimy je do różnych miejsc pola i obserwujemy jego zachowanie się; znając masę wahadełka, moglibyśmy podać wartość siły F, która w każdym punkcie pola jest wywierana na ładunek q wahadełka.

Mała deszczułka, umieszczona na powierzchni wody, wskaże prawdziwie kierunek prądu w jeziorze lub rzece; ale kołysanie się dużego okrętu jest wy-

padkowym wynikiem mnóstwa impulsów, nie daje więc obrazu kierunków płynięcia. Porównanie to tłumaczy, dlaczego rozmiary wywiadowczego wahadełka powinny być małe; w przeciwnym razie z ruchu wahadełka nie moglibyśmy sądzić o sile działającej w danym punkcie pola. Ładunek q wahadełka powinien być znikomy; w przeciwnym razie jego wpływ zakłócałby pole, które mamy badać. Znak wywiadowczego ładunku możnaby wybrać dowolnie; na wybór dodatniego istnieje oddawna zgoda powszechna.

Badanie pola zapomocą wywiadowczego wahadełka jest doświadczeniem idealnem, które wykonywamy w wyobraźni; ma ono nam tylko dopomóc do utworzenia pojęć nadzwyczaj ważnych w nauce o elektrycznych zjawiskach.

Przypuśćmy, iż badamy pole, wytwarzane przez ładunek Q ciała C. Jeżeli natura i kształt ciała C oraz ładunek Q pozostają niezmienne, pole również pozostaje niezmienne. Ale siła F, której w różnych punktach pola doznaje wahadełko, zależy nietylko od pola, lecz również od ładunku q wahadełka; dlatego wartość siły F samej przez się *nie* daje należytej miary pola. Jeżeli na ładunek q w miejscu M działa siła F, wówczas na ładunek $\frac{1}{2}q$, $\frac{1}{3}q$ w temże miejscu działa siła $\frac{1}{2}F$, $\frac{1}{3}F$; innemi słowy: *siła F jest wprost proporcjonalna do ładunku q wahadełka.* Napiszmy

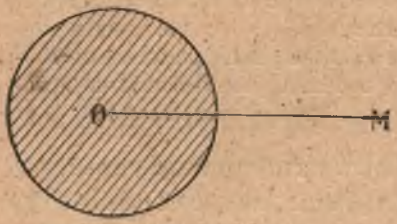
$$1. \qquad F = qE$$

Jakie własności ma wówczas wielkość E? Ponieważ siła F jest wektorem (§§ 11 i 35 tomu I-go), przeto E jest również wektorem; wektor E jest umiejscowiony w tej samej prostej, w której leży F, ma ten sam kierunek jak F i ten sam punkt przyłożenia. Ponieważ wartość wektora F jest proporcjonalna do ładunku q, zatem wartość wektora E nie zależy od q, zależy natomiast od miejsca, w którem E jest utworzony. W wektorze E znaleźliśmy zatem właściwą miarę stanu, panującego w danym punkcie pola; poznaliśmy pole, jeżeli dla każdego jego punktu możemy wskazać wartość i kierunek wektora E; dlatego wektor E nazywamy *zasadniczym elektrycznym wektorem.*

§ 15. *Prawo Coulomba.*

Wyobraźmy sobie kulę metalową pełną, której środek znajduje się w punkcie O (rys. 20) i przypuśćmy, że na powierzchni tej kuli rozlany jest jednostajnie ładunek Q. W punkcie M, którego odległość OM od środka kuli ma pozostawać niezmienna, umieszczamy wahadełko wywiadowcze obdarzone zni-

komo małym ładunkiem q; z ruchu lub równowagi wahadełka wnosimy o czynnej w miejscu M sile F; z obserwowanej w miejscu M siły F wyprowadzamy, podług wzoru (1) poprzedzającego artykułu, działający w tem miejscu wektor E. Przypuszczając, że ładunek wywiadowczego wahadełka jest tak słaby, że można zaniedbać zmiany, które mógłby wywołać przez indukcję w ładunku kuli, powiadamy: *wektor E, wytwarzany w danem miejscu M pola przez ładunek Q kuli, jest wprost proporcjonalny do ładunku Q.*



Rys. 20.

Oznaczając zatem przez f spółczynnik proporcjonalności, niezależny od q ani Q, zależny natomiast od wyboru miejsca M (t. j. od położenia wahadełka względem kuli), mamy

1. $$E = fQ$$

skąd wynika według (1), § 14:

2. $$F = fqQ.$$

Siła F, czynna w danem miejscu M, jest wprost proporcjonalna do iloczynu obu ładunków: q wywiadowczego oraz Q stwarzającego pole.

Twierdzenie (2) przypomina podobną zależność, jak wiemy, wielkiej wagi w naszej nauce: siła przyciągania czynna pomiędzy dwiema materjalnemi bryłami A i B, w danem położeniu tych ciał, jest wprost proporcjonalna do iloczynu obu mas, masy A i masy B. Może zatem i w innym względzie prawa sił elektrostatycznych są podobne do słynnej zasady mechaniki niebios, do prawa Newtona? Takie pytanie przewodniczyło Karolowi Augustowi Coulomb (1736—1806) w badaniach, które doprowadziły w r. 1785 do odkrycia prawa działania sił elektrostatycznych: *wzajemne siły, działające pomiędzy dwoma bardzo małemi (skupionemi w punktach) elektrycznemi ładunkami, są równe i przeciwne sobie, są umiejscowione w łączącej je prostej, są wprost proporcjonalne do iloczynu obu ładunków, odwrotnie proporcjonalne do kwadratu wzajemnej ich odległości.* Oznaczając zatem przez F każdą z dwóch sił, wywieranych przez ładunki q i Q na siebie wzajemnie, przez r odległość punktów,

w których q i Q są skupione, przez k stały spółczynnik, niezależny od q, Q ani r, mamy

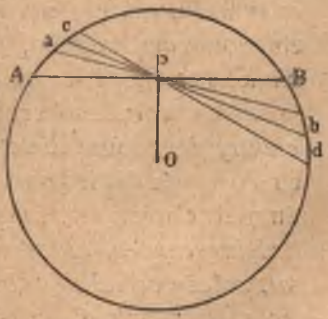
3. $$F = \frac{kqQ}{r^2}.$$

Elektrostatyczne siły działają więc według praw bardzo podobnych do zasady powszechnego ciążenia; odróżniają się jednak od ciążenia w niektórych względach, przedewszystkiem swą *dwoistością*. Ciała materjalne przyciągają się wszystkie wzajemnie; elektryczne ładunki przyciągają się, jak wiemy, gdy są różnoimienne, lecz odpychają się, gdy są jednoimienne. Taka dwoistość sił wiąże się z dwoistością ładunków, które dzielą się na dwa odmienne rodzaje, gdy tymczasem masy materjalne należą wszystkie do jednego tylko rodzaju.

Znane z § 53-go tomu I-go twierdzenie Newtona obowiązuje również w elektrostatyce: *kula mająca na swej powierzchni ładunek Q jednostajnej gęstości działa nazewnątrz, jak gdyby ładunek Q był skupiony w jej środku.* Rozumiejąc zatem przez r odległość OM (rys. 20) wahadełka, obdarzonego ładunkiem q, od środka kuli, mamy znów w miejscu M

4. $$F = \frac{kqQ}{r^2}.$$

Jak widzimy, siła F nie zależy od promienia kuli, na której znajduje się ładunek Q; gdy zatem, nie zmieniając wartości Q, zmniejszamy coraz bardziej ten promień, siła F pozostaje niezmienna. W tem znaczeniu możemy powiedzieć, że w metalowej, jednostajnie na powierzchni naładowanej kuli urzeczywistniona jest fikcja *punktowego* ładunku, którą posługujemy się w prawie Coulomba. Możemy więc sprawdzać prawo Coulomba, obserwując siły, działające pomiędzy naładowanemi metalowemi kulkami; ale spostrzeżenia te nie mogą być dokładne z powodu rozpraszania się ładunków, z powodu wpływu ładunków indukowanych, prądów powietrza i innych zakłóceń. Nieporównanie pewniejszem potwierdzeniem ścisłości prawa Coulomba są ważne prawdy, znane nam z § 8-go. Wyobraźmy sobie zamkniętą metalową powłokę kulistą, w której wnętrzu, w punkcie P (rys. 21), znajduje się znikomo mały, dodatni ładunek; na zewnętrznej powierzchni powłoki ma być jednostajnie rozlany również dodatni elektryczny ładunek. Ze środka O kuli prowadzimy do P prostą OP; przez P prowadzimy płaszczyznę AB, prostopadłą do OP. Ładunek rozlany na czaszy kulistej $AacB$ odpycha P w kierunku od P ku O; ładunek rozlany na czaszy przeciwległej $AdbB$ odpycha P w kierunku przeciwnym, od O ku P. Jeżeli prawo Coulomba jest ściśle prawdziwe, dwie



Rys. 21.

powyższe siły są sobie równe. Biorąc istotnie na uwagę dwa przeciwległe elementy *a*, *b* powierzchni (przyczem *a* leży nad płaszczyzną *AB*, *b* pod nią), widzimy, że ładunki Q_a i Q_b tych elementów mają się do siebie jak rozległości, powiedzmy S_a i S_b ich powierzchni. Lecz rozumiejąc przez α i β odległości elementów *a* i *b* od punktu *P*, mamy, jak wiadomo z geometrji

5. $$S_a : S_b = \alpha^2 : \beta^2$$

zatem również

6. $$Q_a : Q_b = \alpha^2 : \beta^2$$

skąd wynika, iż siły Q_a/α^2 oraz Q_b/β^2 są sobie równe. Ten sam sposób rozumowania stosuje się do innych par elementów uważanych czasz, np. *c* i *d* i t. d. Istotnie zatem punkt *P* nie doznaje żadnej siły od powierzchownego ładunku, rozlanego jednostajnie na zewnętrznej powierzchni powłoki. Wniosek ten można uzasadnić i w ogólniejszym przypadku, gdy zewnętrzna powierzchnia zamkniętej metalowej osłony ma postać dowolną. Gdyby prawo Coulomba nie było ściśle prawdziwe, wówczas, jak widzimy z wywodu, we wnętrzu naładowanej metalowej zamkniętej powłoki istniałoby pole elektryczne; wynik ten byłby sprzeczny ze znanemi z doświadczenia faktami (§ 8).

§ 16. Wpływ ośrodka; stała dielektryczna.

Szukając praw, rządzących elektrycznemi siłami, Coulomb wykonywał pomiary w zwykłem atmosferycznem powietrzu; w powietrzu Coulomb widział tylko bierny izolator, którego rola jest zupełnie podrzędna. Gdy cała uwaga Coulomba była zwrócona na działające na siebie z odległości ładunki, wynalazczy, przenikliwy wzrok Michała Faradaya (1791—1867) kierował się raczej ku ośrodkowi, który otacza i wzajemnie od siebie oddziela ładunki. Faraday niechętnie nazywał ośrodek *izolującym;* sądził, że nazwa ta powiada nam tylko, czego ośrodek *nie* czyni; otoczenie ciał naładowanych nazywał raczej *dielektrykiem* lub *dielektrycznym ośrodkiem.* Około r. 1837 Faraday już wiedział, że dielektryczny ośrodek nie jest bynajmniej obojętnym świadkiem działań elektrycznych; *wartość sił elektrycznych, które są czynne pomiędzy naładowanemi ciałami, zależy od natury obejmującego je dielektryka.* Uzupełniamy więc teraz prawo Coulomba wypowiedziane w artykule poprzednim; w tym celu drobna tylko zmiana sformułowania będzie potrzebna. Zakładamy, że stały spółczynnik *k*, występujący we wzorach (3) i (4) § 15-go, zależy od natury dielektrycznego ośrodka otaczającego ładunki *q* oraz *Q*. Doświadczenie uczy, jak zobaczymy niebawem, że *siły czynne pomiędzy dwoma danemi* (niezmiennemi) *ładunkami* (pozostającemi w odległości

niezmiennej) *są wówczas największe, gdy ładunki znajdują się w próżni;* gdy ładunki są zanurzone w jakimkolwiek innym (materjalnym) ośrodku, działające siły *caeteris paribus* są mniejsze niż w próżni. Ażeby dać wyraz temu faktowi, zastąpmy dotychczasowy stały spółczynnik k w formule prawa Coulomba przez stosunek A/ϵ; A ma być stałą *powszechną*, jednakową dla wszelkich ośrodków, natomiast ϵ ma być liczbą charakteryzującą dielektryczne własności uważanego ośrodka. Dla próżni przyjmujemy $\epsilon = 1$; dla każdego innego materjalnego ośrodka zakładamy $\epsilon > 1$; taką wielkość ϵ nazywamy *stałą dielektryczną* ośrodka. Formułę (3) lub (4) § 15-go przepisujemy teraz w następującej postaci

1. $$F = \frac{AqQ}{\epsilon r^2}.$$

Przekonamy się w dalszym ciągu niniejszego rozdziału, że doświadczenie zgadza się z tak uzupełnionem prawem Coulomba, że nawet takiego uzupełnienia niezbędnie wymaga.

Atmosferyczne powietrze i inne gazy równie małej gęstości są rozcieńczoną postacią materji, jak o tem wiemy z tomu II-go; takie gazy zachowują się, jako dielektryki, prawie tak samo jak próżnia; wartość ich stałej ϵ jest mało co większa od jedności. Natomiast dla ciekłych i stałych izolujących ośrodków (jak nafta, oliwa, szkło, siarka i t. p.) stała ϵ jest znacznie większa od jedności. Gdybyśmy umieli dokładnie zmierzyć siły czynne pomiędzy naelektryzowanemi ciałami, przekonalibyśmy się zatem, że siły te zmniejszają się znacznie, gdy ciała przenosimy np. z powietrza do nafty; ale niebawem poznamy dokładniejsze i dogodniejsze metody mierzenia stałej ϵ dielektrycznych ośrodków.

Dostrzegamy obecnie drugą ważną różnicę, zachodzącą między sposobami działania sił elektrostatycznych i grawitacyjnych (por. § 15). Siły elektryczne zależą od natury ośrodka, w którym rozwija się ich czynność; w przypadku grawitacji takiej zależności nie znamy. Przyciąganie czynne między dwiema danemi bryłami, znajdującemi się w danej odległości od siebie, jest jednakowe, o ile dotychczas wiadomo, bez względu na naturę oddzielającego je ośrodka.

§ 17. Elektrostatyczna jednostka ładunku.

Przypuśćmy, że ładunki q i Q znajdują się w próżni, w punktach leżących od siebie w odległości r; siła F czynna między niemi wynosi

1. $$F = \frac{AqQ}{r^2}.$$

Jakiemi jednostkami mamy mierzyć wchodzące do tego wzoru wielkości? Siłę F wyrażamy w dynach (§ 47 tomu I-go); od-

ległość r mierzymy centymetrami; nie ustanowiliśmy jednak dotychczas jednostki elektrycznego ładunku. Załóżmy, że spółczynnik A jest równy *oderwanej* (czyli niemianowanej) *jedności*; jednostkę ilości q i Q, która z takiego założenia wyniknie, nazwijmy *elektrostatyczną jednostką ładunku.* Zamiast równania (1) mamy wówczas wzór prostszy

2. $$F = \frac{qQ}{r^2}.$$

Jeżeli w tym wzorze przypuścimy, że

3. $r = 1$ cm; $q = Q =$ el.-stat. jednostce ładunku,

otrzymamy:

4. $F = 1$ dynie.

Elektrostatyczna jednostka ładunku, skupiona w punkcie, w odległości 1 *cm od innej, również w punkcie skupionej elektrostatycznej jednostki ładunku, wywiera na nią w próżni siłę* 1 *dyny i wzajemnie doznaje od niej w próżni siły* 1 *dyny.*

Wiemy, że 1 dyna $= 1$ gr cm/sek^2 (§ 47 tomu I-go); z równania (2) wynika zatem, że

el.-stat. jedn. ładunku $= 1$ gr$^{1/2}$ cm$^{3/2}$/sek.

Pocierając futrem szkło lub ebonit, możemy łatwo uzyskać ładunek wynoszący setki elektrostatycznych jednostek; w błyskawicy zobojętniają się nieraz miljardy. W elektrotechnice znajdujemy się codzień wobec zjawisk, w których występują ładunki ogromne w stosunku do elektrostatycznej jednostki; odwoływanie się do niej byłoby więc niedogodne. Na konferencjach międzynarodowych w Chicago (1893) i w Londynie (1908) ustanowiono inną, *praktyczną* jednostkę ładunku i ku czci Coulomba nazwano ją *kulombem;* określenie tej jednostki poznamy dopiero w IV-ym rozdziale.

Niezależna od umów ludzkich, wyższa nad względy praktyczne, fundamentalna jednostka elektrycznego ładunku jest nam dana w samem urządzeniu natury; jest nią (ujemny) ładunek jednego elektronu (§ 4). Według badań, które opiszemy w VIII-ym rozdziale, wartość e ładunku jednego elektronu jest następująca:

6. $e = 4{\cdot}774 \times 10^{-10}$ (ujemnych) el.-stat. jedn. ład.

Na jednę zatem ujemną el.-stat. jednostkę ładunku składa się 2095 miljonów elektronów. Jeżeli na metalowej kulce (której masa niechaj wynosi 250 gr) zgromadziliśmy 4774 el.-stat. jedn. ujemnego ładunku, mamy na niej 10^{13} swobodnych elektronów. Jak zobaczymy, masa elektronu wynosi $0{\cdot}9 \times 10^{-27}$ gr; masa rozlanego na kulce ładunku wynosi więc $0{\cdot}9 \times 10^{-14}$ gr, co wobec 250 gr jest ilością znikomą.

Zadania.

1. Dwie metalowe kulki, dodatnio naładowane, znajdują się w próżni; na każdej znajduje się 100 el.-stat. jedn. ładunku; odległość środków kulek wynosi 10 cm. Znaleźć wartość F czynnego między kulkami odpychania. Przypuszczając, że masa każdej kulki wynosi 0·5 gr, porównać F z ciężarem kulki, oraz z wzajemnem ciążeniem, działającem między kulkami w wymienionej odległości.

2. Dwie małe, metalowe, dodatnio naelektryzowane kulki wiszą na cienkich nitkach; masa każdej kulki wynosi m, ładunek każdej q, długość każdej nici l. Pod działaniem siły ciężkości, wzajemnego odpychania F oraz reakcyj nici, kulki znajdują się w równowadze; kąt odchylenia każdej nici od pionu wynosi θ; odległość środków kulek jest r. Dowieść, że spełnione są wówczas równania

$$r = 2l \sin\theta; \quad F = mg \operatorname{tang}\theta$$

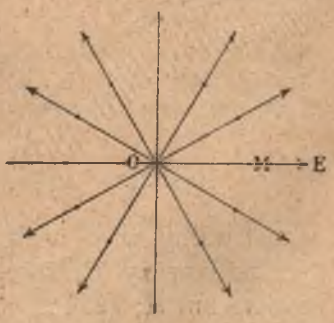
w których g jest przyśpieszeniem ciężkości. Zakładając $m = 0{\cdot}5$ gr, $l = 50$ cm, $q = 100$ el.-stat. jedn., obliczyć θ, r oraz F.

3. Sprawdzić, że 1 gram elektronów zawierałby ich $1{\cdot}11 \times 10^{27}$, że miałby $5{\cdot}3 \times 10^{17}$ el.-stat. jedn. ład. Udowodnić, że w próżni, w odległości 100 cm, gram elektronów odpychałby inny gram elektronów siłą $2{\cdot}81 \times 10^{31}$ dyn. Wykazać, że 1 gram materjalnej masy, w odległości również 100 cm, przyciąga inny 1 gram materjalnej masy siłą $6{\cdot}64 \times 10^{-12}$ dyn; że zatem elektryczne działanie między dwoma gramami elektryczności w próżni jest około 4×10^{42} razy silniejsze niż ciążenie ku sobie, z tej samej odległości, dwóch gramów materji.

4. Mamy dwie jednakowe metalowe kulki; dodatni ładunek pierwszej wynosi $+190$ el.-stat. jedn., ujemny drugiej -50 el.-stat. jedn. Kulkom pozwalamy zetknąć się ze sobą, poczem oddalamy je, odległość ich środków wynosi 7 cm. Sprawdzić, że będą wówczas odpychały się siłą 100 dyn.

§ 18. *Linje pola elektrycznego.*

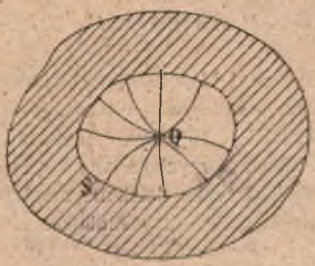
Wyobraźmy sobie, że w punkcie O (rys. 22) znajduje się dodatni elektryczny ładunek Q; dokoła, w próżni, istnieje pole wytworzone przez Q. Ażeby zbadać ustrój pola, postępujemy jak w § 14-ym. W miejscu M, gdzie chcemy znaleźć wartość i kierunek wektora E, umieszczamy drobne ciało, obdarzone małym dodatnim ładunkiem q. Wyrażając ładunki w elektrostatycznych jednostkach, powiadamy, że odpychanie F wywierane przez Q na q w odległości r wynosi qQ/r^2 i jest skierowane wzdłuż promienia r od Q do q; wektor E wynosi więc Q/r^2 i jest skierowany tak samo jak F. Poprowadźmy linje proste, wychodzące z Q jak promienie r; wyobrażają one w każdem miejscu kierunek



Rys. 22.

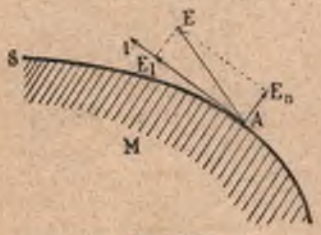
wektora E; ich rozmieszczenie dokoła Q przedstawia rys. 22. Linje, które w każdem miejscu pola biegną zgodnie z kierunkiem wektora elektrycznego E, nazywamy *linjami pola elektrycznego*. Jeżeli ładunek wytwarzający pole jest skupiony w punkcie, linje pola są proste (rys. 22); w innych razach linje pola mogą być krzywe; wektor E w każdem miejscu jest wówczas *styczny* do przebiegającej przez to miejsce linji; przykłady takich pól poznamy niebawem.

Powiedzieliśmy, że linje pola wybiegają z dodatniego ładunku Q (rys. 22); dokądże one dążą, dokąd dobiegają? Przypuśćmy, że Q znajduje się we wnętrzu zamkniętego metalowego naczynia (rys. 23); linje pola docierają wówczas do wewnętrznej powierzchni S naczynia, ale na tej powierzchni urywają się, giną; w łonie metalu niema pola, wektor E jest tam $= 0$; do metalu zatem linje pola nie wkraczają. Wiemy jednakowoż, że na wewnętrznej powierzchni S tworzy się przez indukcję ładunek ujemny (§ 8); zatem *linje pola łączą ze sobą przeciwne ładunki, wychodząc z dodatnich, wchodząc do ujemnych.*



Rys. 23.

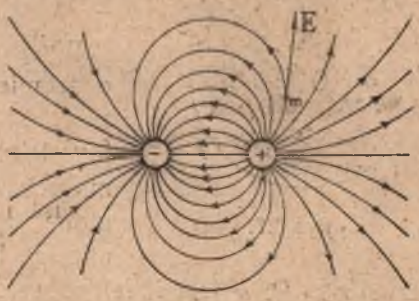
Wyobraźmy sobie ciało metaliczne M, którego powierzchnią jest S (rys. 24); przypuśćmy, że na powierzchni S znajduje się ładunek elektryczny w równowadze. Niechaj będzie l kierunkiem stycznym w miejscu A do powierzchni S; utwórzmy składową E_l (w kierunku l) wektora pola, wytworzonego przez ładunek powierzchni S. Gdyby składowa E_l nie była równa zeru, powierzchowny, na S rozlany ładunek poruszałby się pod jej wpływem po powierzchni S, nie pozostawałby więc w równowadze. Wektor E nie może zatem być skierowany ukośnie (jak na rys. 24-ym) do elementu A powierzchni S; jedyną składową wektora E, która w elektrostatycznem polu może być różna od zera, jest składowa *normalna* E_n. *W miejscu leżącem na powierzchni przewodnika wektor E elektrostatycznego pola jest normalny do powierzchni.* Linje pola elektrostatycznego wybiegają więc normalnie z do-



Rys. 24.

datnich powierzchownych ładunków i wkraczają normalnie do ładunków powierzchownych ujemnych.

Na rys. 25-ym widzimy przebieg linij pola elektrostatycznego, wytwarzanego przez dwa przeciwne, co do bezwzględnej wartości równe sobie ładunki. Wektor E pola jest w każdem miejscu styczny do przebiegającej przez to miejsce linji; mała bryłka, obdarzona znikomym (wywiadowczym) dodatnim ładunkiem, umieszczona nieruchomo w tem miejscu, zaczyna poruszać się w kierunku E. Przypuśćmy, że bryłka posunęła się, w tym kierunku, o maleńki łuk linji pola. Ponieważ bryłka jest bezwładna, dalszy jej ruch, według §§ 22 i 23-go tomu I-go, wynika z geometrycznego złożenia dwóch ruchów składowych: ruchu nabytego oraz nowego, wywołanego przez nowy, nieco już odchylony wektor E. Linja pola wskazuje więc wszędzie kierunek *rozpoczynającego się* ruchu bryłki, lecz nie wyobraża całkowitego jej toru.



Rys. 25.

Wyobraźmy sobie pole, którego linje biegną wszystkie pionowo ku dołowi; wpoprzek tych linij, prostopadle do nich, umieszczamy kratę, złożoną z prętów metalowych. Na rys. 26-ym widzimy poprzeczne przecięcia prętów; należy

Rys. 26.

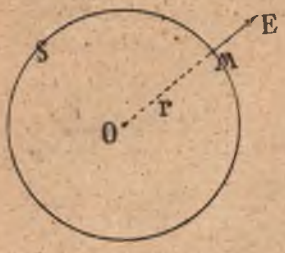
wyobrazić sobie, że pręty biegną prostopadle do płaszczyzny rysunku. Rysunek okazuje, jak krata pochłania idące z góry linje pola; pozwala on zrozumieć ochronne działanie metalicznych siatek i klatek, o którem była mowa w § 8-ym.

§ 19. Twierdzenie Gaussa.

Rozważmy jeszcze raz ustrój pola elektrostatycznego, wytwarzanego w próżni przez ładunek dodatni Q, skupiony w punkcie O (rys. 27). Dokoła punktu O jako środka zbudujmy promieniem r (idealną) powierzchnię kulistą S. W miejscu M leżącem na S wektor E wynosi Q/r^2; rozumiejąc przez S rozległość powierzchni S, mamy $S = 4\pi r^2$, zatem

1. $$E = 4\pi Q/S.$$

Ładunek Q znajduje się w punkcie O; lecz gdybyśmy zgodzili się rozlać go w wyobraźni na powierzchni S jednostajnie, jego gęstość wynosiłaby tam Q/S. Oznaczmy przez σ tę idealną gęstość; mamy



Rys. 27.

$$2. \qquad E = 4\pi\sigma.$$

Wyobraźmy sobie w O środek kuli o promieniu R; na jej powierzchni rozlany jest jednostajnie ładunek Q; gęstość tego ładunku wynosi $Q/4\pi R^2$. W każdem miejscu M pola otaczającego kulę spełnione są równania (1) i (2). Jeżeli to miejsce leży w próżni tak, iż jego promień $r > R$, σ jest idealną gęstością ładunku Q przeniesionego na powierzchnię $4\pi r^2$, jest więc mniejsza w stosunku $R^2 : r^2$ od prawdziwej gęstości. Lecz jeżeli miejsce M leży na samej powierzchni kuli, tak iż $r = R$, gęstość σ jest rzeczywistą gęstością ładunku Q, wartość zaś, dana przez (2), jest graniczną wartością, do której dąży wektor E, gdy coraz bardziej zbliżamy się do powierzchni kuli od strony próżni.

Nietylko na powierzchni jednostajnie naładowanej kuli spełnione jest równanie (2). Wyobraźmy sobie w próżni przewodnik dowolnej postaci; ładunek, jakkolwiekbądź rozlany na powierzchni przewodnika, wytwarza pole w otaczającej próżni. Na powierzchni przewodnika wybieramy punkt M i dokoła tego punktu wyobrażamy sobie niezmiernie mały element powierzchowny s. Przez σ rozumiemy gęstość ładunku w elemencie s, przez E, jak wyżej, graniczną wartość, do której dąży wektor pola, gdy zbliżamy się do punktu M od strony próżni. Pomiędzy E a σ mamy związek

$$3. \qquad E = 4\pi\sigma.$$

Element s różni się mało od elementu powierzchni kulistej; graniczna w miejscu M wartość E zależy tylko od gęstości σ w najbliższem otoczeniu s tego miejsca; to nam tłumaczy, dlaczego związek (2) pozostaje w mocy bez względu na kształt powierzchni i na rozkład na niej ładunku. Rozumie się samo przez się, że równanie (3) stosuje się również, gdy powierzchnia przewodnika jest *płaska*.

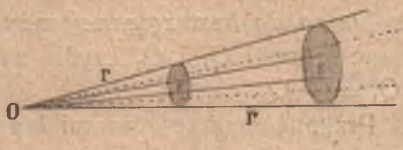
Wiemy, że linje pola wychodzą z dodatnio naelektryzowanych, wchodzą zaś do ujemnie naelektryzowanych powierzchni. Równanie (3) możemy więc zastosować zarówno do przypadku do-

datnich jak ujemnych wartości σ; gdy $\sigma > 0$, wektorowi E mamy nadawać kierunek z metalu nazewnątrz, w próżnię; gdy $\sigma < 0$, mamy rozumieć, że E kieruje się, przeciwnie, z próżni w metal. W obu razach E jest skierowany normalnie do elementu powierzchni, przez który przebiega.

Twierdzenia, które poznaliśmy w artykule niniejszym, zawdzięczamy odkryciom dwóch znakomitych badaczy: Jerzego Greena (1828) oraz Karola Fryderyka Gaussa (1840).

§ 20. *Wiązki pola elektrycznego.*

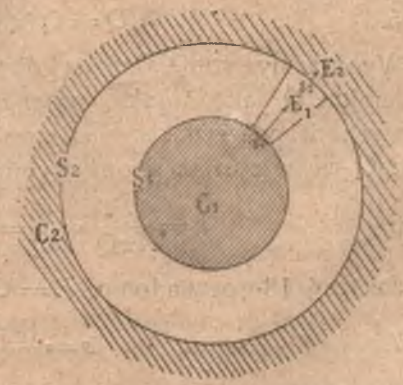
Bierzemy jeszcze raz na uwagę pole elektrostatyczne, wytwarzane w próżni przez ładunek dodatni Q, skupiony w punkcie O (rys. 28); w każdem miejscu pola wyobrażamy sobie utworzony wektor E. Z punktu O prowadzimy nadzwyczaj ostry stożek, którego tworzącemi są linje pola wychodzące z O; taki stożek nazywamy *wiązką pola* (wytwarzanego przez ładunek punktowy). Zbudowawszy dokoła O, jako środka, powierzchnie kuliste o coraz dłuższych promieniach r, widzimy, że wiązka wycina z tych powierzchni elementy coraz większej rozległości s. Wartość wektora E jest odwrotnie proporcjonalna do r^2, rozległość s wprost proporcjonalna do r^2, zatem E jest odwrotnie proporcjonalny do s:



Rys. 28.

1. $Es =$ stałej.

Im bardziej w danem miejscu pola rozszerza się wiązka, tem słabsze panuje tam pole; im wiązka jest węższa, tem pole jest silniejsze.



Rys. 29.

Przypuśćmy, że kula metalowa C_1 znajduje się spółśrodkowo w kulistem wydrążeniu ciała metalowego C_2 (rys. 29). Oznaczmy przez S_1 zewnętrzną powierzchnię kuli C_1, przez S_2 wewnętrzną powierzchnię wydrążenia; przypuśćmy, że na S_1

znajduje się w równowadze ładunek dodatni, na S_2 indukowany ujemny; pomiędzy S_1 a S_2 mamy próżnię. Wiązka pola wybiega promieniście z S_1, wbiega promieniście do S_2. Jeżeli s_1 i s_2 są rozległości elementów, które wiązka wycina z S_1 i S_2 i jeżeli E_1 i E_2 są graniczne wartości elektrycznego wektora w miejscach tych elementów, mamy, jak wyżej:

2. $$E_1 s_1 = E_2 s_2.$$

Rozumiejąc przez q_1 i q_2 ładunki elementów s_1 i s_2, piszemy podług twierdzenia Gaussa

3. $$E_1 = 4\pi q_1/s_1; \quad E_2 = -4\pi q_2/s_2;$$

ze związku (2) zatem wypada

4. $$q_1 = -q_2.$$

Wiązka łączy ze sobą ładunki przeciwne co do znaku, równe sobie co do bezwzględnej wartości. Całkowite na S_1 i S_2 rozlane ładunki Q_1 i Q_2 czynią zadosyć analogicznemu warunkowi $Q_1 = -Q_2$.

Przypuśćmy, że dodatni ładunek Q, skupiony w punkcie O, znajduje się w próżni; z punktu O lub, jak często mawiamy, z ładunku Q wychodzą linje oraz wiązki pola. Możemy wyprowadzać dowolną liczbę wiązek z ładunku Q; umówmy się, że będziemy z Q wyprowadzali $4\pi Q$ wiązek, gdzie Q jest *liczbową wartością* Q t. j. liczbą oderwaną, wskazującą, ile jednostek ładunku zawiera się w Q. Mamy więc

5. $$Q = Q \times (\text{jedn. ład.}).$$

Wyobraźmy sobie kulistą powierzchnię S, zatoczoną dokoła punktu O jako środka, promieniem r. Każda z O (czyli z Q) wychodząca wiązka wycina z powierzchni S element s; ponieważ z Q we wszystkie strony wybiegło $4\pi Q$ wiązek, zatem

6. $$s = \frac{S}{4\pi Q} = \frac{r^2}{Q} = \frac{r^2 \times (\text{jedn. ład.})}{Q}.$$

Jak z § 18-go wiadomo, $E = Q/r^2$, więc z równania (6) wynika

7. $$s = \frac{(\text{jedn. ład.})}{E}.$$

Przypuśćmy, że N wiązek przebiega normalnie przez każdy cm² powierzchni kuli S; mamy $N.s = 1\ \text{cm}^2$, zatem z (7) wyprowadzamy

8. $$N = \frac{1\ \text{cm}^2}{s} = \frac{1\ \text{cm}^2 \times E}{(\text{jedn. ład.})}.$$

Lecz skoro $E = Q/r^2$, zatem

9. jednostka wektora $E =$ (jedn. ład.)/1 cm^2.

Rozumiejąc przeto przez E liczbową wartość elektrycznego wektora czyli liczbę oderwaną, wskazującą, ile jednostek zawiera się w wartości wektora E, dochodzimy do wniosku

10. $$N = \frac{E}{\text{jedn. } E} = \text{E}.$$

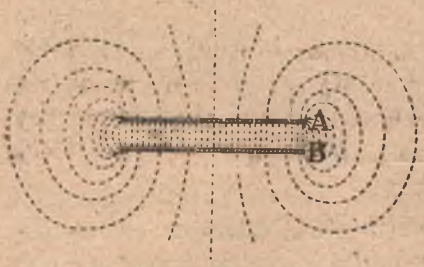
Jeżeli z ładunku Q każemy wybiegać $4\pi Q$ *wiązkom, wówczas liczba N wiązek, przecinających normalnie* 1 cm^2 *w danem miejscu pola, wyraża liczbową wartość* E *panującego w tem miejscu wektora E.* W taki właśnie sposób będziemy budowali w wyobraźni wiązki pól elektrycznych.

Przypuśćmy, że przewodniki C_1 i C_2, kształtów dowolnych, znajdują się naprzeciw siebie w próżni; na powierzchni S_1 przewodnika C_1 znajduje się ładunek dodatni, na powierzchni S_2 przewodnika C_2 znajduje się ujemny; obadwa są w równowadze. Na powierzchni S_1, dokoła upatrzonego punktu M_1, wyobrażamy sobie nadzwyczaj mały element s_1 (rys. 30); poprowadźmy wszystkie linje pola, które wychodzą z obwodu elementu s_1; przypuśćmy, że one kończą się wszystkie na S_2, wycinając na niej element s_2. Wzięte wspólnie, linje te tworzą pobocznicę pewnej *wiązki pola,* która wychodzi z powierzchni S_1, wchodzi do S_2. Dla takiej wiązki wszystkie poprzednie twierdzenia pozostają w mocy: wiązka wybiega z S_1 normalnie, wbiega do S_2 normalnie; rozszerza się poprzecznie, gdzie pole jest słabe, kurczy się poprzecznie czyli zwęża, gdzie pole jest silne; łączy ze sobą ładunki co do znaku przeciwne, co do bezwzględnej wartości równe. Liczba wiązek, przecinających 1 cm^2 normalnie, wyraża liczbową wartość panującego w danem miejscu elektrycznego wektora; z ładunku Q wybiega $4\pi Q$ wiązek, gdzie Q jest liczbową wartością ładunku Q.

Rys. 30.

Z pośród rozmaitych elektrostatycznych pól najprostszym ustrojem odznacza się pole *jednorodne,* w którem wektor E ma wszędzie wartość jednakową i jednakowy kierunek. Linje takiego pola są wszędzie równoległemi do siebie prostemi; wiązki są walcami prostemi, ich osi są równoległe, liczba wiązek przebiegających normalnie przez 1 cm^2 jest wszędzie ta sama; por. § 65 tomu I-go.

W jaki sposób moglibyśmy urzeczywistnić jednorodne pole elektryczne? Wyobraźmy sobie dwie płyty A i B płaskie, rozległe, metalowe, izolowane, ustawione równolegle do siebie w odstępie nieznacznym (rys. 31). Przypuśćmy, że płytę A naelektryzowaliśmy dodatnio, płytę B połączyliśmy z ziemią; na B znajduje się wówczas ładunek ujemny, wartości zaś bezwzględne ładunków rozlanych na A i B są identyczne. Niemal cały ładunek każdej płyty znajduje się na płaszczyznie zwróconej ku drugiej płycie; ładunki, zabłąkane po zewnętrznych, odwróconych od siebie stronach płyt, można zaniedbać. Ograniczając się do środkowej części płyt, oddalonej od brzegów oraz do pola zawartego pomiędzy temi częściami, powiadamy: po wewnętrznych stronach środkowych części płyt ładunek jest rozlany jednostajnie, jego gęstość jest stała; z twierdzenia Gaussa wynika, że wektor E ma tam wartość stałą. W tej części pola jego linje biegną prostopadle do płaszczyzn płyt. W dostatecznej odległości od obwodu płyt pole jest więc zbliżone do pola jednorodnego; w okolicy przybrzeżnej pole nie jest jednorodne.



Rys. 31.

Zadania.

1. Czy dwie różne (przecinające się) linje pola mogą przebiegać przez dany punkt elektrostatycznego pola? Czy wiązka pola może kończyć się w próżni spiczasto? Czy linje elektrostatycznego pola mogą być zamkniętemi obwodami, powracającemi do punktu wyjścia?

2. Naprzeciwko dodatnio naelektryzowanej, płaskiej, rozległej powierzchni przewodnika umieściliśmy ostrą igłę metalową, naładowaną ujemnie; narysować przebieg linij i wiązek pola; wytłumaczyć, dlaczego na ostrzu igły gęstość ładunku musi być znaczna. Metalowa butelka, o wąskiej szyjce, jest naelektryzowana; objaśnić, dlaczego na wewnętrznej powierzchni ścian może znajdować się tylko nieznaczny ładunek (§ 8).

3. Nieskończenie długi walec prosty, kołowy, wyrobiony z metalu, jest na swej pobocznicy naelektryzowany dodatnio; przypadający na jednostkę długości walca powierzchowny ładunek oznaczamy przez k. Narysować linje pola wychodzące z pobocznicy; udowodnić, że w odległości r od osi walca mamy $E = 2k/r$.

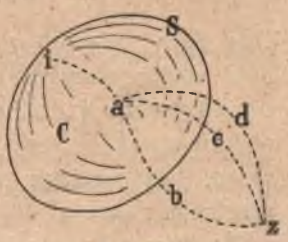
4. W punkcie A znajduje się ładunek dodatni $4Q$, w punkcie B ujemny $-Q$. Dowieść, że jedynem miejscem równowagi wywiadowczego ładunku q w wytworzonem polu jest miejsce C leżące na prostej AB w odległości $BC = AB$. Narysować linje pola; jak one przebiegają w pobliżu punktu C?

§ 21. Pole elektrostatyczne jest zachowawcze.

W otaczającym nas świecie zjawisk możemy nieraz dostrzec prawidłowości proste i ogólne, gdy posługujemy się pojęciami

pracy i *energji*. Spróbujmy odwołać się do pomocy tych pojęć w badaniu pól elektrycznych; dotychczas rozważaliśmy tylko *siły*, które są w nich czynne.

Wyobraźmy sobie w próżni przewodnik C izolowany (rys. 32), na którego powierzchni S znajduje się w równowadze ładunek elektryczny dodatni; dokoła przewodnika rozciąga się pole. Przypuśćmy, że mała kulka metalowa, znajdując się w zetknięciu z powierzchnią S w punkcie a, przybrała słaby dodatni ładunek q. Pozwalamy kulce oddalać się od S, bardzo powoli, dopóki nie osiągnie położenia z; przypuśćmy, że zatoczyła orbitę abz. Oznaczając przez E wektor pola w danym punkcie, powiadamy, że pole działa w tym punkcie na ładunek q siłą qE; w przejściu abz pole wykonało więc pewną pracę, przypuśćmy W_{abz}. Jeżeli kulka była swobodna, szła wszędzie za nakazem pola, zatoczyła więc tor np. abz, przepisany przez ustrój tego pola. Ale ruchem kulki możemy (bez pracy) kierować; podobnie nić wahadła, nie łożąc pracy, krępuje ruch jego ciężkiego punktu (§ 63 tomu I-go); podobnie szyny wiodą pociąg, ale go nie popychają. Wyobraźmy sobie, że, sterując ale nie pracując, zmuszamy kulkę do przebieżenia nowej orbity. Zaczynając od poprzedniego położenia początkowego a, kulka, po nowym torze acz, ruchem znów bardzo powolnym, dochodzi do poprzedniego końcowego położenia z; przypuśćmy, że pole wykonywa przytem pracę W_{acz}. Załóżmy na chwilę, że $W_{acz} > W_{abz}$; rozumujmy jak w § 83-im tomu I-go. Pozwalamy kulce odbyć drogę acz; pole wykonało pracę W_{acz}. Zmuszamy kulkę, ażeby z położenia z powróciła do a po torze zba t. j. ażeby przebiegła dawny tor abz w kierunku przeciwnym; ponieważ siła qE w każdym punkcie dróg abz i zba jest jednakowa, przemieszczenia zaś kulki są przeciwne, zatem praca wykonana przez pole na drodze zba jest $= -W_{abz}$ (§ 70 tomu I-go); innemi słowy, na drodze zba wykonywamy pracę W_{abz} przeciwko siłom pola. Wyruszywszy więc z a, kulka powróciła do a, odbyła drogę kołową $aczba$; jakkolwiek nie zmieniło się nic w położeniu kulki względem ciała C, ani w stanie tego ciała, ani w polu elektrycznem zmiana nie zaszła, pozostał nam w zysku nadmiar



Rys. 32.

1. $$W_{acz} - W_{abz} > 0$$

uzyskanej pracy. Gdyby ten nadmiar był rzeczywiście dodatni, tedy, powtarzając obiegi kołowe, urzeczywistnilibyśmy *perpetuum mobile;* gdyby był ujemny, zniewalalibyśmy kulkę do obiegów kołowych w sensie przeciwnym; osiągnęlibyśmy wówczas znów *perpetuum mobile.* Możliwości tej zaprzeczamy; powiadamy: *elektrostatyczne pole jest zachowawcze;* twierdzimy, iż

2. $$W_{ab_1} = W_{ab_2} = W_{ab_3} = \ldots\ldots$$

Gdy dany ładunek q porusza się (niezmiernie powoli) w danem polu elektrostatycznem, wychodząc z tego samego położenia początkowego i dochodząc do tego samego końcowego, *praca* wykonywana w tem przejściu przez siły pola jest *zawsze ta sama,* bez względu na postać toru, po którym dokonywa się przejście.

Wyobraźmy sobie inne przejście, nieco odmienne. Przypuśćmy, że kulka obdarzona ładunkiem q znajdowała się początkowo w zetknięciu z powierzchnią S przewodnika C w punkcie i (rys. 32), że poruszała się najprzód po krzywej ia leżącej na powierzchni S i dopiero w a opuściła S, biegnąc dalej po abz aż do z. Powiadamy, że

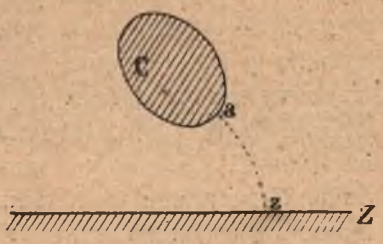
3. $$W_{iab_1} = W_{ab_1}$$

innemi słowy, mówimy, że $W_{ia} = 0$. Wiemy istotnie, że na powierzchni przewodnika wektor E jest normalny do tej powierzchni (§ 18); styczna do powierzchni składowa wektora E jest $= 0$; stąd wynika, że w części ia toru pole nie wykonywa pracy. Gdy zatem ładunek q porusza się w polu, wychodząc z dowolnego punktu powierzchni przewodnika i dochodząc do tego samego końcowego położenia, *praca pola* jest zawsze *ta sama,* bez względu na położenie początkowe i na kształt toru przejścia.

§ 22. Potencjał przewodnika względem ziemi.

Wyobraźmy sobie ponownie przewodnik C w próżni; na jego powierzchni znajduje się dodatni ładunek w równowadze. W sąsiedztwie przewodnika znajduje się ziemia Z (rys. 33), od której C jest izolowany. Jak w § 21-ym, przypuśćmy, że maleńka metalowa kulka, która była pierwotnie w zetknięciu z przewodnikiem C, oddala się od niego następnie bardzo powoli, unosząc znikomo mały dodatni ładunek q; przypuśćmy, że kulka porusza

się, dopóki nie dotknie powierzchni ziemi *Z*. Ładunkowi *q* pozwalamy tym sposobem spłynąć do ziemi; pole elektryczne wykonywa wówczas pracę, którą oznaczmy przez *W*. Praca *W* nie zależy od wyboru punktu *a* na powierzchni *C*, w którym kulka była z przewodnikiem w zetknięciu ani od wyboru punktu *z*, w którym dotknęła ziemi, ani również od postaci toru przejścia *az*; dla danego przewodnika *C*, znajdującego się w danem położeniu względem ziemi, praca *W* zależy tylko od ładunku *Q* rozlanego na powierzchni *C* oraz od ładunku *q* konwekcyjnie przeniesionego przez kulkę. Pracy *W* dostarcza pole; wykonywa ją siła *qE* wywierana na *q*. Jeżeli postać, położenie i ładunek przewodnika *C* pozostają niezmienne, wektor *E* jest określony; siła wywierana na ładunek *q* jest wówczas proporcjonalna do wartości *q*; zatem praca *W* również jest proporcjonalna do *q*. Pisząc



Rys. 33.

$$W = qV \tag{1}$$

możemy powiedzieć, że wielkość *V*, niezależna od *q*, zależy tylko od postaci przewodnika *C*, od jego położenia względem ziemi, wreszcie od znajdującego się na jego powierzchni ładunku. Wielkość *V*, określoną przez równanie (1), nazywamy *potencjałem przewodnika C względem ziemi.*

Przypuśćmy na chwilę, że przewodnik *C* jest połączony metalicznie z ziemią (§ 5); stanowi on wówczas z ziemią jednę całość, nowy wspólny przewodnik; według § 21-go mamy więc $W = 0$; według (1) mamy $V = 0$. *Gdy przewodnik jest metalicznie połączony z ziemią, jego potencjał względem ziemi jest zerem.*

Zakładaliśmy dotychczas, że przewodnik *C* jest naelektryzowany *dodatnio;* pomiędzy dodatnim ładunkiem przewodnika *C* a dodatnim wywiadowczym ładunkiem *q* działa odpychanie, pole sprzyja oddalaniu się ładunku *q* do ziemi, praca *W* jest dodatnia. *Potencjał dodatnio naładowanego przewodnika C jest dodatni.* Rozważmy teraz przypadek przeciwny, w którym ładunek przewodnika *C* jest *ujemny.* Wywiadowczy ładunek *q*, według umowy

§ 14-go, poczytujemy zawsze za dodatni. Wyobrażamy sobie zatem w obecnym przypadku, że kulka otrzymała ładunek q (dodatni) nie z ładunku ciała C, lecz z jakiegokolwiekbądź innego źródła; skoro idzie tylko o wartość pracy W, pochodzenie ładunku q jest obojętne. Przypuszczamy jednocześnie, że początkowy punkt a (rys. 33), od którego rozpoczyna się ruch ładunku q ku ziemi, leży niezmiernie blisko powierzchni przewodnika C, ale nie na samej powierzchni. Ładunek przewodnika C przyciąga teraz ładunek q, pole sprzeciwia się ruchowi ładunku q ku ziemi, pracę W musimy *my* wykonywać przeciwko siłom pola; wartość W jest ujemna. Ponieważ wartość q jest dodatnia, *potencjał ujemnie naładowanego przewodnika C jest ujemny.*

Streszczając się, powiadamy: *potencjałem przewodnika C względem ziemi, w danem jego położeniu i przy danem naelektryzowaniu, nazywamy stosunek W/q dwóch wielkości: pracy W związanej z przeniesieniem z przewodnika C do ziemi ładunku q oraz (dodatniej) wartości q przeniesionego ładunku. Wykonaną przez pole pracę W uważamy za dodatnią, wykonaną przeciwko polu uważamy za ujemną.*

§ 23. *Elektrostatyczna jednostka potencjału.*

Zapoznawszy się z nową wielkością, zadajemy sobie pytanie, jaką *jednostką* wypada ją mierzyć; odpowiedź znajdziemy zawsze w określeniu wielkości, do której stosuje się zapytanie. Potencjał przewodnika, według poprzedzającego artykułu, jest stosunkiem pewnej pracy do pewnego ładunku. Ponieważ pracę mierzymy ergiem (§ 71 tomu I-go), ładunki zaś mierzymy elektrostatyczną jednostką ładunku (§ 17), zatem elektrostatyczna jednostka potencjału jest następująca:

1. el.-stat. jedn. potencjału = 1 erg/1 el.-stat. jedn. ładunku.

Jeżeli dla przeniesienia z przewodnika C do ziemi 1 el.-stat. jednostki ładunku pole wykonywa pracę 1 erga, potencjał przewodnika C względem ziemi jest równy + 1 el.-stat. jednostce potencjału. Jeżeli dla przeniesienia z przewodnika C do ziemi 1 el.-stat. jednostki ładunku wykonywamy pracę 1 erga przeciwko siłom pola, potencjał przewodnika C względem ziemi jest równy — 1 el.-stat. jednostce potencjału. W pierwszym razie potencjał przewodnika C jest wyższy, w drugim jest niższy o 1 el.-stat. jednostkę potencjału od potencjału ziemi.

Wiemy, że erg = 1 gr cm²/sek² (§ 71 tomu I-go); wiemy, że

2. el.-stat. jedn. ładunku = 1 $gr^{1/2} cm^{3/2}/sek$

(§ 17); z (1) wyprowadzamy zatem, że

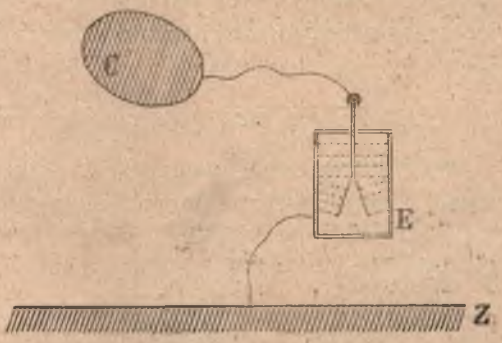
3. el.-stat. jedn. potencjału = 1 $gr^{1/2} cm^{1/2}/sek$.

W praktyce naukowych i technicznych pomiarów el.-statyczna jednostka potencjału nie byłaby dogodna; za *praktyczną* jednostkę potencjału przyjęto więc inną jednostkę, którą nazwano *woltem;* poznamy jej określenie w IV-ym rozdziale.

§ 24. *Od czego zależą wskazania elektroskopu.*

W § 5-ym poznaliśmy prosty przyrząd zwany *elektroskopem;* pozwalając wykrywać obecność i stwierdzać znak elektrycznych ładunków, elektroskop oddawał nam wielkie usługi w badaniu pól elektrycznych.

Przypuśćmy, że dodatnio naładowany przewodnik *C* połączyliśmy metalowym drutem z prętem elektroskopu *E* (rys 34); metalowa osłona przyrządu jest połączona z ziemią *Z*. Drobna część rozlanego na powierzchni przewodnika *C* ładunku przepływa do pręta i do listków elektroskopu; uzyskawszy zatem słabe jednoimienne (dodatnie) ładunki, listki rozchylają się. Ładunki pręta i listków wytwarzają ładunek indukowany ujemny na wewnętrznej powierzchni osłony; ładunek indukowany dodatni spływa do ziemi. Wewnątrz elektroskopu tworzy się pole, którego linje wybiegają z pręta i listków, wbiegają do wewnętrznej powierzchni osłony; to wewnętrzne pole jest zupełnie różne od zewnętrznego, istniejącego poza osłoną; metal osłony odgranicza, odcina od siebie owe dwa pola. Lecz skoro tak jest, czy rozchylenie listków elektroskopu ma jakibądź związek z elektrycznym stanem przewodnika *C*? Jakkolwiek wewnętrzne i zewnętrzne pole są odmienne, mają jednę cechę wspólną. Pręt i listki elektroskopu łączą się metalicznie z przewodnikiem *C*; zatem potencjał pręta i listków jest równy po-



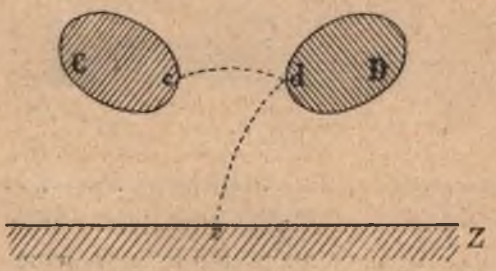
Rys. 34.

tencjałowi przewodnika *C*; dopóki nie stanie się zadosyć temu warunkowi, ładunki płyną z *C* do pręta i listków *E*. Gdy równość potencjałów jest osiągnięta, wychylenie listków, zależąc bezpośrednio od potencjału pręta i listków względem osłony, zależy tem samem pośrednio od potencjału przewodnika *C* względem ziemi.

Powiedzieliśmy, że wychylenie listków zależy od potencjału złączonego z niemi przewodnika; nie powiedzieliśmy, ażeby było do tego potencjału proporcjonalne; zależność wychylenia od potencjału, naogół zawiła, jest w każdym przyrządzie odmienna. Przypuśćmy, że możemy naelektryzować przewodnik *C* do rozmaitych potencjałów; zobaczymy później, jakim sposobem możemy zmierzyć te potencjały, wyrazić je np. w elektrostatycznych jednostkach. Połączony z elektroskopem przewodnik *C* wywołuje w nim wówczas pewne wychylenia; obserwując je, możemy zastąpić dowolną skalę przyrządu przez skalę *bezwzględną*, wyrażoną w el.-statycznych jednostkach. Mówimy, że elektroskop jest wówczas *skalibrowany;* wolno wówczas nazwać go *elektrometrem*.

§ 25. Różnica potencjałów dwóch przewodników.

Wyobraźmy sobie dwa przewodniki *C* i *D*, wyrobione z tej samej chemicznie substancji i znajdujące się w tym samym fizycznym stanie; przypuśćmy, że są izolowane i naelektryzowane dodatnio (rys. 35); ładunki na nich rozlane są w równowadze. Przenosimy niezmiernie mały dodatni ładunek *q* z przewodnika *C* do *D* po orbicie *cd*. Pole tworzone przez ładunki przewodników wykonywa pewną dodatnią lub ujemną pracę W_{cd} na orbicie *cd*; W_{cd} nie zależy od wyboru krańcowych punktów *c* i *d* na powierzchni przewodników ani od postaci orbity (§ 21). Przypuśćmy, że, doszedłszy do powierzchni przewodnika *D*, ładunek *q* oddala się następnie niezmiernie powoli do ziemi po torze *dz*;



Rys. 35.

pole wykonywa wówczas pracę W_{ze}. Praca wyłożona przez pole na przeniesienie ładunku q z C do ziemi Z wynosi

1. $$W_{cz} = W_{cd} + W_{dz}$$

mamy zatem

2. $$W_{cd} = W_{cz} - W_{dz} = q\,(V_C - V_D).$$

Różnicą potencjałów przewodników C i D, w danem ich wzajemnem położeniu i przy danem ich naelektryzowaniu, nazywamy więc stosunek W_{cd}/q dwóch wielkości: pracy W_{cd} związanej z przeniesieniem ładunku q z C do D oraz (dodatniej) wartości q przeniesionego ładunku. Wzór ten stosuje się zarówno gdy $V_C > V_D$ (praca W_{cd} jest wówczas wykonywana przez pole), jakoteż gdy $V_C < V_D$ (praca W_{cd} jest wykonywana przeciwko polu). Ładunki przewodników C i D mogą być obadwa dodatnie lub obadwa ujemne; jeden ładunek może być dodatni, drugi ujemny; twierdzenie (2) pozostaje prawdziwe we wszystkich przypadkach.

Za przewodnik D w powyższym wywodzie moglibyśmy poczytać ziemię; zakładamy wówczas $V_D = 0$ i powracamy tym sposobem do twierdzeń § 22-go. Potencjał ziemi uznaliśmy konwencjonalnie za *zero* potencjałów.

Przypuśćmy na chwilę, że przewodnik C jest metalicznie połączony z przewodnikiem D; stanowią one wówczas *jeden* jednolity przewodnik. Podług § 21-go mamy wówczas $W_{cd} = 0$, zatem $V_C = V_D$. *We wszystkich punktach danego (jednolitego) przewodnika wartość potencjału, w razie elektrycznej równowagi, jest jednakowa.*

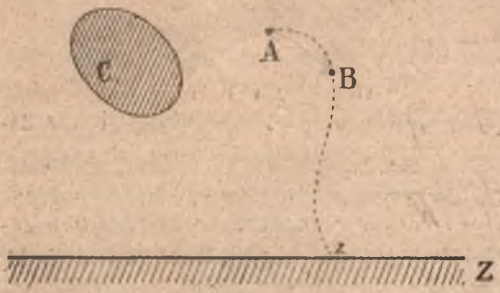
Jak kilkakrotnie w artykule niniejszym wspomnieliśmy, mówiąc o przewodniku, mamy na myśli ciało przewodzące, chemicznie i fizycznie jednolite; mówiąc o dwóch przewodnikach, przypuszczamy, że są chemicznie i fizycznie jednakowe. Przekonamy się w rozdziale następującym, że obecne twierdzenia nie stosowałyby się bez zastrzeżeń do niejednolitych przewodników lub układów przewodników.

Przypuśćmy, że przewodnik C łączy się z listkami lub wskazówką elektroskopu, przewodnik zaś D z metalową osłoną przyrządu. Wychylenie listków lub wskazówki zależy wówczas od różnicy potencjałów $V_C - V_D$; gdyby ta różnica była równa zeru, nie byłoby wychylenia.

§ 26. Potencjał w dowolnym punkcie pola.

Wyobraźmy sobie w próżni przewodnik C, dodatnio lub ujemnie naelektryzowany (rys. 36); ładunek przewodnika tworzy w oto-

czeniu pole elektryczne. Wybierzmy w polu dwa punkty *A*, *B*. Gdyby niezmiernie słaby dodatni ładunek *q* posuwał się z *A* do *B* bardzo powoli, siły pola wykonałyby dodatnią lub ujemną pracę



Rys. 36.

1. $W_{AB} = q\,(V_A - V_B)$.

Położenie punktów *A* i *B* jest dowolne; mogą one znajdować się na powierzchniach pewnych przewodników; powracamy wówczas do twierdzeń, znanych z § 25-go. Możemy również przypuścić, że *B* leży na powierzchni ziemi *Z*, np. w miejscu *z*; kładziemy wówczas $V_B = 0$ i otrzymujemy

2. $$W_{Az} = qV_A,$$

twierdzenie, w którem punkt *A* jest zupełnie dowolny; w analogicznem twierdzeniu (1) § 22-go zakładaliśmy, iż *A* znajduje się na powierzchni przewodnika. Wielkość V_A, określoną przez równanie (2), nazywamy *potencjałem pola* (względem ziemi), *utworzonym w punkcie A*; nazwę tę nadajemy więc stosunkowi W_{Az}/q dwóch wielkości: pracy W_{Az} związanej z przeniesieniem ładunku *q* z punktu *A* do ziemi oraz (dodatniej) wartości *q* przeniesionego ładunku; wykonaną przez pole pracę uważamy za dodatnią, wykonaną przeciwko polu uważamy za ujemną.

Wybieramy w polu dowolny punkt *A*; na linji pola przebiegającej przez *A* wybieramy drugi punkt *B* niezmiernie bliski. Jeżeli nadzwyczaj słaby dodatni ładunek *q* posuwa się wzdłuż linji pola, o niezmiernie małą odległość $l = AB$, porusza się wówczas zgodnie z kierunkiem wektora *E* panującego pomiędzy *A* i *B* pola elektrycznego. Niechaj potencjał pola w punktach *A* i *B* wynosi V_A i V_B. Na ładunek *q* pole działa siłą *qE*; wykonana na drodze *AB* praca jest

3. $$W_{AB} = qEl$$

skąd, przy pomocy równania (1), wyprowadzamy

4. $$E = (V_A - V_B)/l.$$

Jeżeli A i B są niezmiernie siebie bliskie, lecz zresztą dowolne punkty pola (jeżeli B nie leży koniecznie na tej samej linji pola, na której znajduje się A), otrzymujemy, podług twierdzenia (2) § 70-go tomu I-go, wzór ogólniejszy

5. $$E_l = (V_A - V_B)/l$$

gdzie E_l jest przypadającą w kierunku przemieszczenia l (czyli AB) składową wektora E pola, które pomiędzy punktami A i B panuje.

Możnaby zapytać, jak dalece małe powinno być przemieszczenie AB, jeżeli powyższe twierdzenie ma być poczytane za ważne. Znajdujemy się tutaj widocznie wobec zapytania podobnego do rozważonych w §§ 14 i 21 tomu I-go zagadnień. Drogą do ówczesnej analogiczną dochodzimy do odpowiedzi następującej: *prawdziwą* wartością składowej E_l wektora E w kierunku przemieszczenia l jest *granica*, do której dąży stosunek różnicy potencjału $V_A - V_B$ w przemieszczeniu AB do długości l tego przemieszczenia, gdy zarówno przemieszczenie jak odpowiadająca mu różnica potencjału dążą jednocześnie do zera.

Jeżeli ładunek dodatni q posuwa się zgodnie z kierunkiem wektora E, wówczas, jak widzimy z równań (4) i (5), mamy $V_A > V_B$. *Płynąc zgodnie z kierunkiem działania pola, ładunek dodatni przenosi się z miejsca wyższego do miejsca niższego potencjału;* ładunek ujemny, w tych samych okolicznościach, porusza się przeciwnie, z miejsca niższego do miejsca wyższego potencjału.

§ 27. *Powierzchnie ekwipotencjalne.*

Wyobraźmy sobie pole elektryczne; w różnych jego punktach A, B, C utwórzmy wartości V_A, V_B, V_C potencjału. Jeżeli te wartości są sobie równe, powiadamy, że punkty A, B, C leżą na tej samej *ekwipotencjalnej powierzchni* czyli na powierzchni równych potencjałów.

Przypuśćmy, że, posuwając się po ekwipotencjalnej powierzchni, ładunek q doznaje na niej nadzwyczaj drobnego przemieszczenia l lub AB. Mamy wówczas

1. $$V_A = V_B$$

zatem, według równania (5) § 26-go

2. $$E_l = 0.$$

Wektor elektryczny E utworzony w dowolnym punkcie pola jest normalny do ekwipotencjalnej powierzchni, która przechodzi przez punkt uważany. Porównajmy ten wniosek z twierdzeniami § 18-go; widzimy, że, *jeżeli na powierzchni przewodnika ładunek jest*

w równowadze, powierzchnia ta jest ekwipotencjalna. Do tego samego wyniku dochodzimy, zasadzając się na wywodach §§ 21 i 25-go. Spostrzegamy zarazem, że powierzchnia kuli ziemskiej jest również ekwipotencjalną powierzchnią.

§ 28. Pojemność; jednostka pojemności.

Wyobraźmy sobie przewodnik w próżni, na którego powierzchni znajduje się w równowadze ładunek Q; potencjał przewodnika względem ziemi, w danem jego położeniu i przy danem naładowaniu, wynosi V. Nie zmieniając postaci ani położenia przewodnika względem ziemi, zwiększamy rozlany na nim ładunek Q. Rośnie wówczas gęstość σ powierzchownego ładunku; w tym samym stosunku rośnie wektor E pola w sąsiedztwie powierzchni oraz potencjał V (por. §§ 19 i 22). Jeżeli postać i położenie przewodnika względem ziemi pozostają niezmienne, wartości Q i V rosną proporcjonalnie do siebie. Rozumiejąc przez C spółczynnik niezależny od wartości zmiennych V i Q, zależny zaś od postaci przewodnika i od jego położenia względem ziemi, piszemy

$$1. \qquad Q = CV.$$

Spółczynnik C nazywa się *pojemnością* przewodnika względem ziemi w danem jego (względem niej) położeniu.

Przypuśćmy, że na powierzchni przewodnika znajduje się w równowadze ładunek dodatni, równy 1 el.-stat. jednostce ładunku i że potencjał przewodnika względem ziemi wynosi 1 el.-stat. jednostkę potencjału; zgodnie z równaniem (1) powiadamy, że pojemność takiego przewodnika względem ziemi jest *elektrostatyczną jednostką pojemności:*

$$2. \qquad 1 \text{ el.-stat. jedn. pojemności} = \frac{1 \text{ el.-stat. jedn. ładunku}}{1 \text{ el.-stat. jedn. potencjału}}.$$

Wiemy z §§ 17 i 23-go, że

$$3. \qquad \text{el.-stat. jedn. ładunku} = 1 \text{ gr}^{1/2} \text{ cm}^{3/2}/\text{sek}$$

$$4. \qquad \text{el.-stat. jedn. potencjału} = 1 \text{ gr}^{1/2} \text{ cm}^{1/2}/\text{sek}$$

Stosownie do wzoru (2) wnosimy zatem, że elektrostatyczną jednostką pojemności jest 1 cm. Praktyczną jednostkę pojemności poznamy w IV-ym rozdziale.

§ 29. *Pojemność płaskiego kondensatora.*

W § 12-ym zajmowaliśmy się już kondensatorem płaskim; opisaliśmy działanie przyrządu, utworzyliśmy nawet jakościowe pojęcie jego elektrycznej pojemności. Możemy teraz podać dokładniejszy, ilościowy rozbiór tych samych zagadnień.

Jak w § 20-ym, wyobraźmy sobie dwie rozległe, płaskie, metalowe płyty A i B (rys. 31), ustawione równolegle do siebie, w odstępie nieznacznym. Przypuśćmy, że płyta A, izolowana, jest dodatnio naładowana, B zaś metalicznie połączona z ziemią. Załóżmy, że ładunek Q płyty A znajduje się całkowicie na jej ku B zwróconej płaszczyznie, że ładunek $-Q$ płyty B znajduje się całkowicie na jej ku A zwróconej płaszczyznie. Przypuśćmy, że pole istniejące między płytami jest jednorodne; wektor E pola jest zatem wszędzie prostopadły do płyt i ma wartość stałą; gęstość ładunków Q i $-Q$ jest stała. Rozumiejąc przez h prostopadle mierzony odstęp między zwróconemi ku sobie płaszczyznami płyt, otrzymujemy z (4) § 26-go:

1. $$E = V/h$$

przyczem przez V oznaczamy potencjał płyty A względem ziemi, płycie zaś B, według założenia, przypisujemy potencjał zero. Gęstość σ dodatniego ładunku, rozlanego na zwróconej ku B płaszczyznie płyty A, według twierdzenia (3), § 19, wynosi $E/4\pi$; jeżeli więc S jest rozległością płaszczyzny, znajduje się na niej ładunek dodatni

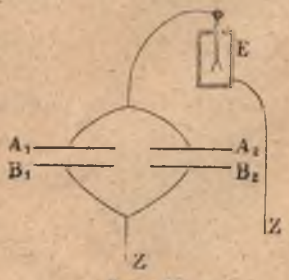
2. $$Q = \sigma S = \frac{S}{4\pi} E = \frac{S}{4\pi h} V.$$

Stąd wynika, że pojemność C kondensatora płaskiego wynosi

3. $$C = \frac{S}{4\pi h}$$

jest więc odwrotnie proporcjonalna do odstępu płyt; gdy odstęp ten h jest bardzo mały, pojemność kondensatora jest bardzo znaczna.

Wyobraźmy sobie dwa płaskie kondensatory połączone *równolegle* (rys. 37); izolowane płyty A_1 i A_2 są połączone ze sobą, ewentualnie połączone z elektrometrem E (rys. 37), pozostałe dwie płyty B_1 i B_2 są połączone z ziemią. Oznaczmy przez V wspólną wartość potencjałów płyt A_1 i A_2, przez Q_1 i Q_2 ładunki na tych płytach zebrane, przez C_1 i C_2 pojemności kondensatorów. Mamy



Rys. 37.

4. $$Q_1 = C_1 V; \quad Q_2 = C_2 V$$

zatem

5. $$Q_1 + Q_2 = (C_1 + C_2) V.$$

Pojemność kondensatora złożonego z dwóch równolegle połączonych kondensatorów jest zatem sumą pojemności kondensatorów składowych. Twierdzenie to znajduje zastosowanie w praktyce pomiarów elek-

trycznych. Przypuśćmy, że pojemność C_1 jest znana; powiadamy, że kondensator $A_1 B_1$ jest *wzorcem* pojemności, służącym do porównań. Łącząc płytę A_1 tego kondensatora z elektrometrem, mierzymy potencjał V_1, który przybiera A_1, gdy otrzymała ładunek Q:

6. $$Q = C_1 V_1.$$

Przyłączamy $A_2 B_2$ równolegle do $A_1 B_1$; ładunek Q rozpływa się po A_1 i A_2, potencjał spada do V_2; mamy

7. $$Q = (C_1 + C_2) V_2.$$

Znając C_1, zmierzywszy V_1 i V_2 i wyrugowawszy obojętną Q, obliczamy C_2 z równań (6) i (7).

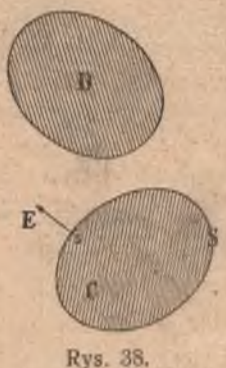
Zadania.

1. Z przewodnika, którego potencjał względem ziemi wynosi + 10 el.-stat. jednostek, pozwalamy spłynąć do ziemi ładunkowi 418 el.-stat. jednostek, co jest maleńką cząstką rozlanego na przewodniku ładunku. Uzyskaną pracę przeobrażamy w cieplną energję; ile kaloryj otrzymaliśmy? Ilu gramom musimy pozwolić opuścić się o 1 cm, ażeby osiągnąć tę samą pracę?

2. Płyty kondensatora są płaskie, kwadratowe; bok każdej ma 40 cm długości; odstęp płyt = 5 mm. Obliczyć pojemność kondensatora. Jakiego ładunku potrzeba, ażeby izolowaną płytę naładować do potencjału + 1 el.-stat. jednostki względem ziemi?

§ 30. Elektrometr bezwzględny Kelvina.

Wyobraźmy sobie jeszcze raz kondensator płaski; przypuśćmy, że składa się z dwóch płaskich metalowych krążków, ustawionych poziomo; górny krążek jest naładowany dodatnio, dolny łączy się metalicznie z ziemią. Na jednem z ramion belki równoramiennej wagi, zamiast szalki, zawieszamy górny krążek kondensatora. Dodatni ładunek górnego krążka jest przyciągany ku dołowi przez ujemny ładunek dolnego; górny zatem krążek po naelektryzowaniu wyda nam się cięższy; różnica pomiędzy ciężarem naładowanego a ciężarem nienaładowanego krążka jest równa przyciąganiu, wywieranemu przez ujemny ładunek dolnego krążka na dodatni górnego.



Rys. 38.

Podaliśmy tylko ogólnikową myśl doświadczenia; ażeby zrozumieć jego wykonanie, rozważmy najprzód zagadnienie następujące. Przypuśćmy, że w pobliżu przewodnika C znajduje się inny przewodnik D; ładunki na obu przewodnikach są w równowadze (rys. 38). Wektor E pola, utworzony nazewnątrz przewodnika C, niezmiernie blisko elementu s jego powierzchni S, jest skiero-

wany normalnie do s. Rozłóżmy wektor E na dwie części: na część E_s, pochodzącą od działania elementu s i na resztę E_0, wywieraną przez pozostałą część powierzchni przewodnika C tudzież przez powierzchnię przewodnika D. Nazewnątrz S, niezmiernie blisko elementu s, mamy

1. $$E_s + E_0 = E.$$

Powtórzmy to samo twierdzenie dla drugiego punktu leżącego wewnątrz S, również niezmiernie blisko elementu s. Część E_s ma tutaj przeciwny niż przed chwilą kierunek, E_0 jest niezmieniona, całość zaś E musi znikać; mamy zatem

2. $$-E_s + E_0 = 0.$$

Z równań (1) i (2) wypada, że

3. $$E_0 = \tfrac{1}{2}E.$$

Oznaczając przez σ gęstość ładunku w miejscu s, mamy $E = 4\pi\sigma$, przeto

4. $$E_0 = 2\pi\sigma.$$

Na elemencie s znajduje się ładunek σs; ponieważ element s sam na siebie działać nie może, pole działa nań wektorem E_0, nie E; pole wywiera zatem na ładunek σs siłę

5. $$E_0 \sigma s = 2\pi\sigma^2 s.$$

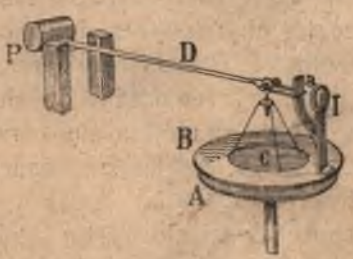
Rozumiejąc przez p ciśnienie wynikające, w miejscu s, z działania siły (5) czyli t. zw. *elektryczne ciśnienie*, otrzymujemy (§ 4 tomu II-go)

6. $$p = 2\pi\sigma^2 = E^2/8\pi.$$

Powróćmy do kondensatora, którego górny, ruchomy krążek jest zawieszony na wadze. Przypuśćmy, że dolna płaszczyzna tego ruchomego krążka ma rozległość S; przyciąganie, wywierane nań przez ładunek dolnego krążka, wynosi $E^2S/8\pi$, co podług równania (1) § 29-go przepisujemy w postaci $V^2S/8\pi h^2$, rozumiejąc jak dawniej przez V potencjał górnego krążka względem ziemi, przez h prostopadły odstęp krążków od siebie. Oznaczając jeszcze przez R różnicę między ciężarem naelektryzowanego a ciężarem nienaelektryzowanego górnego krążka, otrzymujemy

7. $$V^2S = 8\pi h^2 R.$$

Zmierzywszy h w cm, R w dynach, S w cm², możemy stąd wyliczyć potencjał V w el.-stat. jednostkach potencjału. Przyrząd nasz jest *elektrometrem bezwzględnym* (por. § 24).



Rys. 39.

Przypuszczaliśmy w powyższym rachunku, że pole istniejące pomiędzy krążkami kondensatora jest jednorodne; lecz to przypuszczenie jest słuszne tylko w środkowej części pola, oddalonej od obwodu (§ 20), byłoby więc dostateczne tylko wówczas, gdyby krążki były bardzo rozległe, co znów w doświadczeniu jest niewykonalne. Trudność, którą tu spotykamy, przezwyciężył Lord Kelvin w r. 1860 prostym sposobem. Krążek c (rys. 39) jest zawieszony w pośrodku *ochronnego pierścienia* B, który otacza go zbliska, nigdzie nie

dotykając. Gdy c znajduje się w poziomie pierścienia B, obadwa razem stanowią rozległy, niemal nieprzerwany krążek Bc; B i c są przytem złączone giętkim drucikiem, znajdują się zatem na jednakowym potencjale. Poniżej Bc widzimy połączony z ziemią, pełny krążek A, który możemy podnosić lub zniżać; c zaś wisi u końca dźwigni D, zaopatrzonej w przeciwwagę P. Ładujemy B i c; dzięki działaniu pierścienia, możemy uważać pole istniejące pod c za jednorodne, możemy zasadzać się zatem na równaniu (7). Gdy B i c są naładowane, powinniśmy powiększyć masę P celem przywrócenia równowagi; możemy również zwiększyć odstęp h, tak, żeby c, znajdując się w poziomie B, był w równowadze.

Zadania.

1. Przypuśćmy $S = 25\ \text{cm}^2$, $h = 5\ \text{mm}$ w elektrometrze Kelvina; na wadze możemy wyznaczyć $R = 10\ \text{mgr}$. Wykazać, że możemy zmierzyć potencjał 1·57 el.-stat. jednostek.

2. W sąsiedztwie powierzchni S przewodnika istnieje pole, którego E wynosi 100 el.-stat. jedn. Dowieść, że na powierzchni S panuje ciśnienie elektryczne 398 dyn/cm², mniejsze 2547 razy niż normalne atmosferyczne ciśnienie.

3. Przez rozwalcowanie sporządzono złotą blaszkę tak cienką, że jej 1 m² okazuje masę 1 gr. Ciśnienie elektryczne 0·0981 dyny/cm² panowałoby na powierzchni blaszki, gdyby zgromadzono na niej ładunek gęstości 0·125 el.-stat. jedn. na 1 cm². Gdyby zatem 1 el.-stat. jednostka ładunku przypadała na 8 cm² powierzchni S, listek, wycięty ze wspomnianej blaszki i ułożony na S, zachowywałby się, jak gdyby był pozbawiony ciężaru.

§ 31. Energja elektryczna naładowanego przewodnika.

Wyobraźmy sobie ponownie w próżni przewodnik, na którego powierzchni znajduje się dodatni ładunek Q w równowadze; potencjał przewodnika względem ziemi wynosi V. Jeżeli maleńka cząstka q ładunku Q spływa do ziemi, możemy uzyskać pracę qV; ale wzór ten tylko wówczas jest ważny, gdy q jest tak drobna, że jej ubytek nie zmienia ocenialnie wartości V potencjału przewodnika. Przypuśćmy teraz, że nie jedna tylko cząstka q przepływa z przewodnika do ziemi, lecz całe ich tłumy; ładunek Q wówczas zmniejsza się coraz bardziej, zatem, według § 28-go, zmniejsza się także potencjał przewodnika; z pierwotnej wartości V potencjał opada coraz niżej i dochodzi do zera, gdy suma przeniesionych q dosięga całkowitego ładunku Q. Przy takim przebiegu zjawiska średnia wartość potencjału wynosi $\frac{1}{2}V$; stąd wynika, że, pozwalając całemu ładunkowi Q stopniowo uchodzić i ujść wreszcie do ziemi, możemy ostatecznie uzyskać pracę $\frac{1}{2}QV$. W układzie składającym się z przewodnika i z ziemi

nagromadzony jest więc taki zasób pracy, zwany elektryczną energją $\mathcal{E}$ przewodnika względem ziemi:

1. $$\mathcal{E} = \tfrac{1}{2}QV.$$

Przy pomocy wzoru (1) § 28-go formułę tę przepisujemy w postaci

2. $$\mathcal{E} = \tfrac{1}{2}CV^2.$$

Gdy zatem położenie przewodnika (względem ziemi) pozostaje niezmienione, jego elektryczna energja (względem ziemi) zmienia się proporcjonalnie do kwadratu potencjału (odniesionego do ziemi).

Dla fizyka jednostką pracy i energji jest erg; energję elektryczną w równaniach (1) i (2) wyobrażamy sobie zatem zmierzoną w ergach. Stąd wynika, że elektrostatyczne jednostki ładunku, potencjału i pojemności winny spełniać związki następujące:

3. (1 el.-stat. jedn. ład.) $\times$ (1 el.-stat. jedn. pot.) = 1 erg

4. (1 el.-stat. jedn. poj.) $\times$ (1 el.-stat. jedn. pot.)^2 = 1 erg.

Powracając do określeń, podanych w §§ 17, 23 i 28-ym, sprawdzamy bez trudności, że powyższe jednostki czynią zadosyć warunkom (3) i (4).

Z twierdzeń niniejszego artykułu jasno wynika, że elektryczny ładunek *nie* jest energją. Jeżeli potencjał przewodnika jest wyższy lub niższy od potencjału ziemi (lub innych przewodników sąsiednich), obecność ładunku na powierzchni przewodnika łączy się z istnieniem pewnej energji; jej zapas zależy nietylko od ładunków zgromadzonych w układzie, lecz również od istniejących w nim różnic potencjału.

W tomie II-im poznaliśmy prawa sprężystości ciał stałych. Widzieliśmy, że, jeżeli ciało stałe (doskonale sprężyste) zostało odkształcone, istnieje w niem pewna energja, której nie posiada ciało nieodkształcone. Dopóki trwa odkształcenie, energja ta przechowywa się bez uszczerbku; odkształcenie jest stanem statycznym, ciało doskonale sprężyste jest układem zachowawczym. Pole elektryczne, wytworzone w układzie przewodników izolowanych, jest również statyczne; układ przewodników izolowanych jest zachowawczy (§ 21). Dopóki na przewodnikach zgromadzone są ładunki, dopóki istnieją pomiędzy niemi różnice potencjału, energja elektryczna układu trwa bez zmiany, bez straty; zamienia się w cieplną, w mechaniczną lub w inne postaci energji, gdy układ zostanie wyładowany.

Zadania.

1. Płyty płaskiego kondensatora są kwadratowe; bok każdej ma 20 cm długości; odstęp płyt wynosi 1 mm; potencjał izolowanej płyty względem drugiej, połączonej z ziemią, wynosi 0·3 el.-stat. jednostki. Ile ergów możemy uzyskać, rozbrajając kondensator?

2. Pojemność kondensatora wynosi 100 el.-stat. jednostek; czynna w nim różnica potencjałów wynosi 50 el.-stat. jednostek. Porównać elektryczną energję

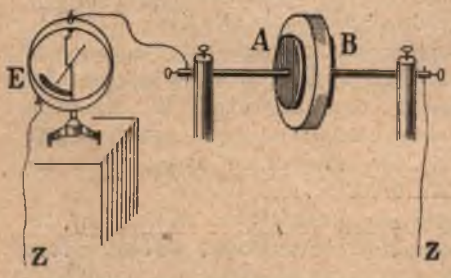
kondensatora z kinetyczną energją masy 100 gr, poruszającej się z prędkością 50 cm/sek.

3. Zamiast jednostek: gram, centymetr, sekunda przyjmujemy kilogram, metr oraz minutę za jednostki zasadnicze układu miar elektrostatycznych; jak zmienią się wówczas elektrostatyczne jednostki ładunku, potencjału, pojemności, energji?

4. Dla ilustracji wzoru (1) niniejszego artykułu przypuśćmy, że V_1 jest pierwotną wartością potencjału, przy której pierwsza cząstka q ładunku Q spłynęła do ziemi; że V_2 jest wartością, przy której spłynęła druga i t. d. Przypuszczając, że $V_1, V_2, \ldots\ldots V_n$ tworzą postęp arytmetyczny, że $nq = Q$ i że $V_n = 0$, otrzymać ponownie równanie wspomniane (1). Rozumowanie to objaśnić metodą graficzną (por. § 17 tomu I-go).

§ 32. Wpływ dielektryka na pojemność kondensatora.

Powracamy jeszcze raz do zagadnień, któremi w §§ 12, 20, 29-ym byliśmy zajęci. Wyobraźmy sobie kondensator płaski, którego płyta A jest metalicznie połączona z listkami lub wskazówką elektroskopu E, druga zaś B łączy się z ziemią (rys. 40).



Rys. 40.

Gdy płycie A udzieliliśmy ładunku, w elektroskopie E spostrzegamy wychylenie, z którego możemy wyprowadzić wartość potencjału płyty A względem B oraz ziemi (§ 24); wartość ta, jak wiemy, zależy od ładunku płyty A i od pojemności kondensatora (§§ 28 i 29). Nie zmieniając wzajemnej odległości ani ładunku płyt, wprowadzamy pomiędzy nie taflę sporządzoną ze szkła, z ebonitu, z parafiny lub siarki (rys. 40); wychylenie w elektroskopie zmniejsza się; zatem wartość potencjału płyty A (względem B i ziemi) zmniejszyła się również. Musielibyśmy znacznie powiększyć ładunek płyty A, ażeby otrzymać w elektroskopie wychylenie poprzednie, ażeby przywrócić pierwotną wartość potencjałowi płyty A względem B i ziemi. Pojemność kondensatora zależy zatem od obecnego między jego płytami dielektryka (§ 16); gdy tym dielektrykiem jest szkło, ebonit, parafina lub siarka, pojemność kondensatora jest ***większa*** niż pojemność (geometrycznie identycznego) powietrznego kondensatora.

W § 16-ym poznaliśmy uogólnioną postać prawa Coulomba, w której ono stosuje się do sił elektrycznych, działających poprzez dielektryk dowolny. Zasadzając się na ówczesnem twierdzeniu (1), powtórzmy rozumowanie, które doprowadziło nas w § 19-ym do wniosku, zwanego twierdzeniem Gaussa; dochodzimy bez trudności do następującego wyniku: jeśli pole istnieje w dielektryku, którego stała dielektryczna jest ϵ, graniczna wartość (od strony dielektryka) wektora E w bezpośredniem sąsiedztwie powierzchni przewodnika, na której znajduje się ładunek gęstości σ, jest dana przez równanie

1. $$\epsilon E = 4\pi\sigma.$$

Twierdzenie to pozwala obliczyć pojemność C kondensatora płaskiego, w którym płyty są oddzielone od siebie przez warstwę dielektryka o stałej dielektrycznej ϵ. Powtarzając rozumowanie § 29-go, otrzymujemy w oznaczeniach ówczesnych

2. $$C = \frac{\epsilon S}{4\pi h}.$$

Rozumiejąc zatem przez C pojemność kondensatora, którego dielektryk ma stałą dielektryczną ϵ, przez C_0 pojemność geometrycznie identycznego kondensatora, w którym dielektrykiem jest próżnia, mamy

3. $$C : C_0 = \epsilon : 1$$

Na zasadzie tego twierdzenia wyznaczamy wartość stałej ϵ badanego dielektryka; niektóre wartości przytaczamy w następującej tablicy:

Parafina:	2·3	Nafta:	2·1
Ebonit:	2·9	Siarczek węgla:	2·6
Siarka (st.):	4·0	Oliwa:	3·2
Szkło: od 3·7 do 7·6		Woda:	około 80

Powietrze atmosferyczne: 1·0006.

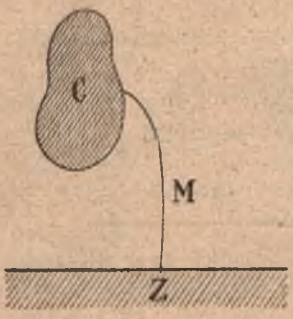
Stała dielektryczna powietrza różni się tak mało od jedności, że w większości przypadków możemy utożsamiać jego dielektryczne własności z własnościami próżni.

ROZDZIAŁ DRUGI.

Prąd elektryczny.

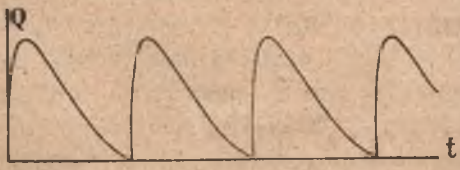
§ 33. Zjawisko prądu elektrycznego.

Przypuśćmy, że ciało C przewodzące, izolowane, jest naładowane dodatnio, że posiada ładunek Q i że jego (dodatni) potencjał wynosi V. W układzie ciał C, Z panuje elektryczna równowaga. W chwili $t = 0$ połączmy nagle ciało C z ziemią Z przez drut metalowy M (rys. 41); od tej chwili ciała C, M, Z stanowią jeden przewodzący układ; ale ten układ *nie* jest w równowadze. W chwili $t = 0$ potencjał ciała C jest wyższy niż potencjał ziemi Z; poczynając zatem od tej chwili równowaga w układzie jest niemożliwa. Spostrzegamy rzeczywiście, że od chwili $t = 0$ ładunek Q ciała C zmniejsza się, potencjał V opada, co trwa dopóty, dopóki V nie wyrówna się z potencjałem ziemi; wówczas dopiero zniknie ładunek Q, zapas zaś elektrycznej energji przeobrazi się w inne postaci energji. Takie wydarzenia wychodzą poza ramy elektrostatyki; nazywamy je zjawiskami *prądu elektrycznego*.



Rys. 41.

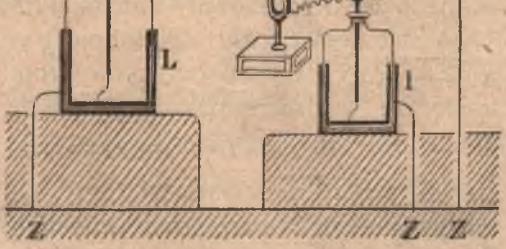
Prąd w układzie C, M, Z jest krótkotrwały, przejściowy w opisanym przypadku; potencjał ciała C nadzwyczaj szybko opada do zera. Weźmy na uwagę zjawisko nieco odmienne. Przypuśćmy, że nie możemy wykryć ładunku Q ciała C, gdy od chwili $t = 0$ upłynął krótki okres τ; po czasie τ ciało C praktycznie jest



Rys. 42.

rozbrojone. W chwili $t = \tau$ ładujemy C nowym ładunkiem Q; od $t = \tau$ do $t = 2\tau$ płynie w C, M, Z nowy prąd, znów przemijający, do pierwszego podobny. Ładując ciało C w chwilach $t = 2\tau$, 3τ i t. d., otrzymujemy w C, M, Z prąd *perjodycznie zmienny* albo *falisty* (por. § 62 tomu II-go), złożony z nagłych podskoków wartości Q i V oraz z ich szybkich omdlewań (rys. 42). Rozumiejmy przez n odwrotność okresu τ, tak iż $n\tau = 1$ sek; na sekundę przypada wówczas n podskoków i n opadań, n okresów prądu. Taki prąd możemy rzeczywiście wytworzyć rozmaitemi sposobami; poniżej opisujemy urządzenie, które pozwala cel ten łatwo osiągnąć.

Wyobraźmy sobie dwie butelki lejdejskie L i l (rys. 43), których zewnętrzne okładki są metalicznie połączone z ziemią. Wewnętrzna okładka butelki L łączy się metalicznie z dodatnim biegunem A maszyny elektrycznej E; od bieguna A do ziemi Z biegnie drut metalowy, który w miejscu pq jest przerwany. Pomiędzy p a q drga blaszka metalowa r, osadzona na jednem z ramion widełek strojowych (kamertonu) K (por. § 85 tomu II-go); uczestnicząc w drganiach pobudzonego kamertonu, blaszka r dotyka kolejno kontaktów p oraz q. Jak widzimy z rysunku, wewnętrzna okładka butelki l łączy się metalicznie z K oraz r; gdy zatem r dotyka kontaktu p, bieguny A i a przez chwilę są połączone; gdy r dotyka q, wewnętrzna okładka butelki l drogą $aKrq$ łączy się z ziemią. Możemy teraz łatwo zdać sobie sprawę z przebiegu zjawiska. Gdy drgająca blaszka r przez chwilę dotyka p, wewnętrzna okładka butelki l otrzymuje pewien ładunek Q. Lecz wkrótce blaszka r, dotykając q, łączy wewnętrzną okładkę butelki l z ziemią; ładunek Q tej okładki odpływa wówczas do ziemi. W każdym okresie drgania ładunek Q odpływa przez drut qZ do ziemi; jeżeli więc n jest liczbą drgań kamertonu w sekundzie, powiadamy, że ładunek dodatni nQ przepływa w ciągu sekundy przez każde poprzeczne przecięcie drutu qZ.



Rys. 43.

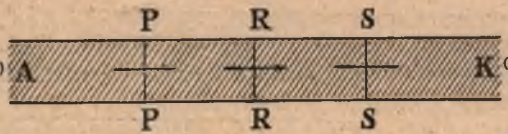
§ 34. *Natężenie i kierunek prądu.*

Przypuśćmy, że przez drut metalowy AK (rys. 44) płynie prąd elektryczny; niechaj PP, RR, SS będą poprzecznemi przecięciami drutu w miejscach P, R, S. Badajmy prąd w miejscu P

od chwili t_1 do późniejszej t_2; oznaczmy przez τ odstęp czasu, który między temi chwilami upływa. Przypuśćmy, że w czasie od t_1 do t_2 prąd przeniósł dodatni ładunek Q przez przecięcie PP w kierunku od A do K; powiadamy wówczas, że *średnie natężenie prądu* i_P w miejscu P pomiędzy chwilami t_1 a t_2 wynosiło

1. $$i_P = Q/\tau.$$

W miejscach R, S tworzymy podobnie średnie wartości i_R, i_S natężenia prądu pomiędzy t_1 a t_2. Jeżeli te wartości okażą się równe sobie, mówimy, że w drucie AK płynie prąd *trwały* lub *jednostajny*. Dana część drutu, np. $PPRR$, traci wówczas w czasie τ tyle ładunku przez przecięcie RR, ile go w tymże czasie zyskuje przez PP; ładunek odcinka $PPRR$ pozostaje niezmienny, jego stan jest *trwały*. Podobnie trwały jest wówczas stan odcinka $RRSS$ i innych odcinków drutu. Powiadamy krótko w tym razie, że w drucie panuje natężenie i niezależne od miejsca:



Rys. 44.

2. $$i = i_P = i_R = i_S = \ldots\ldots$$

Jeżeli, przeciwnie, wartości i_P, i_R, i_S i t. d. nie są równe sobie, nazywamy prąd *nietrwałym, niejednostajnym* lub *zmiennym*. Ładunek każdego odcinka, np. $PPRR$, zmienia się wówczas z biegiem czasu. Pragniemy teraz utworzyć pojęcie *prawdziwej* albo *chwilowej* wartości natężenia prądu, w danem miejscu drutu, w danej chwili; rozumujemy w tym celu podobnie, jak rozumowaliśmy w §§ 14 i 21 tomu I-go. *Prawdziwem* albo *chwilowem natężeniem i prądu* w miejscu P, w chwili t, nazywamy granicę, do której dąży wartość średnia Q/τ natężenia, utworzona w miejscu P w odstępie τ (zawierającym chwilę t), gdy zarówno odstęp τ jak odpowiadający mu ładunek Q dążą jednocześnie do zera.

W powyższym wywodzie wyrażamy się w taki sposób, jak gdyby prąd elektryczny polegał na płynięciu *dodatnich* elektrycznych ładunków; prądowi elektrycznemu nadajemy kierunek zmierzający od miejsc drutu połączonych z *dodatnim* biegunem źródła ładunków (np. maszyny elektrycznej) do miejsc połączonych z biegunem *ujemnym*. Innemi słowy, prądowi w drucie AK nadajemy

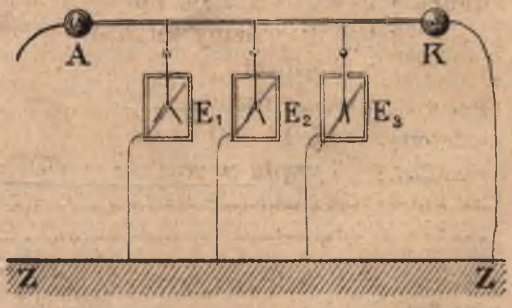
kierunek, zmierzający od miejsc, w których potencjał jest *wyższy*, do miejsc, w których potencjał jest *niższy*. Na rys. 44-ym zatem A jest miejscem połączonem z dodatnim biegunem źródła ładunków, K jest miejscem połączonem z ziemią (rys. 41). W tem rozumieniu zakończenie A przewodnika nazywamy niekiedy jego *anodą*, zakończenie K nazywamy *katodą*.

Nazwy przytoczone pochodzą od greckich wyrazów ἄνω (do góry), κατά (ku dołowi) i ὁδός (droga); po raz pierwszy zostały użyte przez Faradaya w znaczeniu (jak sam to tłumaczy) *wrót, przez które wpływa lub wypływa prąd elektryczny.*

Ustanawiając pojęcie kierunku prądu elektrycznego, zastosowaliśmy się do umowy, która obowiązuje oddawna za zgodą powszechną i umocniła się przyzwyczajeniem. Musimy jednak o tem pamiętać, że żadna umowa nie może rozstrzygać ani przesądzać, jak w drucie wiodącym prąd elektryczny poruszają się rzeczywiście elektryczne ładunki. Według dziś panujących poglądów, przez taki drut płyną w istocie *ujemne* ładunki, w kierunku *przeciwnym* temu, który dowolnie nazwaliśmy kierunkiem prądu. Pomiędzy językiem naszym a hypotezą istnieje więc tutaj sprzeczność pozorna; lecz przecież umowy i określenia wyrazów pozostają zawsze dowolne i nie mogą mieć wpływu na właściwą treść prawd naukowych.

§ 35. *Wzdłuż drogi prądu potencjał opada.*

Umowę przyjętą w poprzedzającym artykule objaśniamy prostem doświadczeniem. Wyobraźmy sobie długi (około 1 m mający), dość gruby (2—3 mm średnicy), mocno zwilżony sznur bawełniany AK (rys. 45); taki sznur przewodzi dosyć dobrze prąd elektryczny. Kula A jest dodatnim biegunem maszyny elektrycznej, zarazem anodą przewodnika AK, którego katodę K łączymy metalicznie z ziemią. W kilku punktach sznura odgałęziają się (identyczne) elektroskopy E_1, E_2, E_3, których osłony łączymy również z ziemią. Przypuśćmy, że połączenie katody K z ziemią jest przerwane; sznur AK wraz z elektroskopami stanowi wówczas dalszy ciąg dodatniego przewodnika maszyny, izolowany od jej ujemnego bieguna; działal-



Rys. 45.

ność maszyny może zatem ładować sznur elektrycznie, ale nie może wytwarzać w nim prądu. Spostrzegamy wówczas rzeczywiście, że listki rozchylają się jednakowo w elektroskopach; skąd wnosimy, że ładunek przewodnika AK znajduje się na nim w równowadze. Zmieńmy warunki doświadczenia; przywróćmy połączenie katody K z ziemią, tarcze zaś maszyny wprowadźmy w ruch obrotowy, o ile podobna jednostajny. Stan rzeczy w sznurze jest teraz odmienny; listki elektroskopu E_1 rozchylają się (niemal tak samo, jak rozchylały się poprzednio), listki w E_2 są mniej rozchylone, jeszcze mniej listki w E_3; łącząc elektroskop z katodą K, nie możemy dostrzec rozchylenia. Powtarzamy więc krótko: *prąd w przewodniku płynie w kierunku, w którym potencjał opada.*

Tarcze elektrycznej maszyny trudno jest wprawić w ruch obrotowy ściśle jednostajny; dlatego wskazania elektroskopów w opisanem doświadczeniu bywają chwiejne. Jako równoległą do sznura odnogę, możemy między A i K włączyć butelkę lejdejską, której jednę okładkę łączymy z A, drugą z K; butelka ujednostajnia prąd w sznurze płynący, działając podobnie jak zbiornik wód w sieci wodociągowej.

Określiliśmy prąd w drucie jako płynięcie przezeń elektrycznych ładunków. Lecz jeżeli w drucie płynie prąd trwały, ładunek każdego odcinka drutu pozostaje niezmienny; niepodobna wówczas dowieść, że przez kolejne przecięcia drutu rzeczywiście przebiegają ładunki. Opadanie potencjału wzdłuż drogi prądu, wprost przeciwnie, jest *faktem*; gdziekolwiek prąd płynie, możemy wykazać naocznie, że potencjał maleje w kierunku płynięcia.

Z rozdziału I-go jest nam wiadomo, że, gdziekolwiek opada potencjał, tam elektryczne pole istnieje (§ 26). Wektor pola przecina zawsze normalnie ekwipotencjalne powierzchnie, kierując się od miejsc wyższego do miejsc niższego potencjału (§ 27). A zatem siły, których istnienie i skierowanie zdradza się w opadaniu potencjału wzdłuż drogi prądu, wprawiają tu w ruch elektryczne ładunki, one są *elektromotorycznemi* siłami, wzniecającemi w przewodniku prąd elektryczny.

Energja cieplna może poruszać się wspólnie z cząstkami materjalnemi, w których jest zawarta; takie zjawiska nazywamy *konwekcją*; natomiast w zjawiskach *przewodzenia* energja cieplna płynie sama przez się, bez udziału materji. Gdy czerpiemy wodę konewką, gdy opuszczamy ją w kuble, poruszamy wodę konwekcyjnie; woda sama przepływa, gdy pchamy ją rurą lub gdy się przez piasek przesącza. Ładunki elektryczne mogą poruszać się również dwoma sposobami: przez konwekcję i przez przewodnictwo. Jak zobaczymy w niniejszym i VIII-ym rozdziale, ładunki mogą poruszać się wraz z maleńkiemi materjalnemi odrobinami, do których są przywiązane, więc konwekcyjnie. Gdy jednak ładunki płyną przez metal, cząstki metalu nie uczestniczą w ich ruchu; słusznie więc powiadamy, że metale *przewodzą* prąd elektryczny.

Spokojny staw, na którego powierzchni woda układa się płasko i poziomo, może służyć za obraz naelektryzowanego izolowanego przewodnika, którego

ładunek jest w równowadze; w stawie ciśnienie jest wszędzie na powierzchni to samo (§ 37 tomu II-go), w przewodniku izolowanym, w razie równowagi, potencjał jest wszędzie jednakowy (§ 25). W rzece woda płynie, stosując się do spadku ciśnienia wzdłuż drogi płynięcia; rzekę możemy więc poczytywać za model drutu, w którym płynie prąd elektryczny; ciśnieniu wody odpowiada tu znowu elektryczny potencjał.

§ 36. Jednostka natężenia prądu.

Według § 34-go natężenie prądu trwałego płynącego przez przewodnik jest stosunkiem elektrycznego ładunku, przenoszonego przez dowolne przecięcie w pewnym okresie czasu, do długości tego okresu. *Elektrostatyczną jednostką natężenia prądu* jest zatem natężenie prądu trwałego, który przez dowolne przecięcie przewodnika przenosi 1 elektrostatyczną jednostkę ładunku (§ 17) w przeciągu 1 sekundy. Możemy powiedzieć:

1. el.-stat. jedn. natężenia prądu = 1 el.-stat. jedn. ładunku/1 sek.

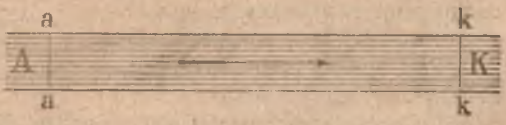
Elektrostatyczną jednostką natężenia prądu fizycy posługują się rzadko, technicy nigdy; w codziennem natomiast użyciu w naukowej i przemysłowej pracowni jest jednostka praktyczna, zwana *amperem*; jej określenie poznamy w IV-ym rozdziale.

Z podanego w § 17-ym twierdzenia (5) i z obecnego (1) wyprowadzamy, że

2. el.-stat. jedn. natęż. prądu = 1 $gr^{1/2}\,cm^{3/2}/sek^2$.

§ 37. Praca wydawana na wytwarzanie prądu; jednostka tej pracy.

Wyobraźmy sobie metalowy drut AK (rys. 46), przez który płynie prąd trwały, o natężeniu i, w kierunku od anody A do katody K. Przez V_a i V_k oznaczmy potencjały panujące w poprzecznych przecięciach aa i kk; wartości te nie zmieniają się z czasem, mimo iż prąd przez aa i kk nieustannie przepływa. Mamy $V_a > V_k$; skąd wnosimy, że w drucie AK niema elektrycznej równowagi, że czynne w nim jest pole elektryczne; posłuszne siłom tego pola, ładunki poruszają się w drucie; wszystko dzieje się tak, jak gdyby w czasie τ przez każde poprzeczne przecięcie przepływał w kierunku od A do K ładunek dodatni



Rys. 46.

1. $$Q = i\tau.$$

Ażeby przenieść ładunek Q z *aa* do *kk*, z miejsca, gdzie panuje potencjał V_a, do miejsca, gdzie wartość potencjału wynosi V_k, siły pola działające w drucie muszą wyłożyć pracę

2. $$W = Q(V_a - V_k) = i(V_a - V_k)\tau.$$

Naukową jednostką pracy jest erg (§ 71 tomu I-go); z równania (2) przeto wynika, że

3. 1 el.-stat. jedn. nat. prądu × 1 el.-stat. jedn. pot. × 1 sek = 1 ergowi;

wstawiając istotnie do związku (3) twierdzenia: (1) § 36-go oraz (1) § 23-go, przekonywamy się łatwo, że związek (3) jest prawdziwy.

Pojęcie *dzielności* źródła pracy poznaliśmy w § 72-im tomu I-go; stosownie do przyjętych wówczas określeń nazywamy obecnie stosunek W/τ dzielnością D źródła wytwarzającego prąd elektryczny; mamy zatem

4. $$D = i(V_a - V_k).$$

Elektrostatyczną jednostką dzielności jest 1 erg na sekundę; według twierdzenia (3):

5. 1 el.-stat. jedn. dzielności =
= (1 el.-stat. jedn. nat. prądu) × (1 el.-stat. jedn. pot.).

Zadania.

1. Kondensator o pojemności 750 el.-stat. jedn. naładowano do potencjału 100 el.-stat. jedn. Przez jak krótki czas wystarczyłby nagromadzony ładunek do wytwarzania prądu o natężeniu 3×10^6 el.-stat. jedn.?

2. Maszyna Wimshursta dostarcza prądu o natężeniu 150000 el.-stat. jedn.; jak długo musiałaby być czynna, ażeby przepchnąć 3×10^6 el.-stat. jedn. ładunku przez zamykający ją obwód?

3. Dzielność konia parowego wyrazić w jednostkach elektrostatycznych.

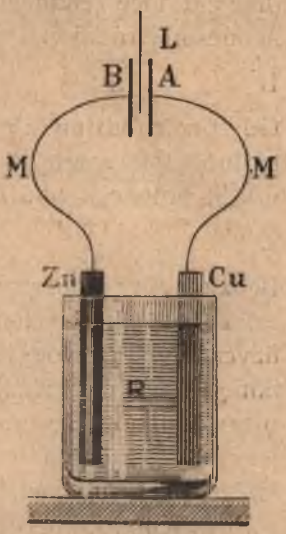
4. Przy pomocy twierdzeń (3) § 23-go oraz (2) § 36-go przekonać się o słuszności formuły (3) § 37-go.

5. Prąd o natężeniu 10^{10} el.-stat. jednostek płynie przez drut przez przeciąg czasu 12·54 sek.; między anodą a katodą istnieje różnica potencjału 1 el.-stat. jedn. Ile otrzymalibyśmy kaloryj, gdybyśmy przeobrazili w ciepło całą pracę wyłożoną na wytworzenie prądu? Jaka jest dzielność pracującego tu źródła energji?

§ 38. Ogniwo; siła elektromotoryczna ogniwa.

Wyobraźmy sobie, że w rozcieńczonym roztworze wodnym kwasu siarkowego zanurzyliśmy dwie płyty; jednę miedzianą *Cu*, drugą cynkową *Zn* (rys. 47); taki przyrząd nazywamy *elektrycznem*

ogniwem. Połączmy miedzianą płytę ogniwa z płytką *A* jednolistkowego (heterostatycznego) elektroskopu (§ 6), cynkową płytę ogniwa z płytką *B* tego przyrządu; dla uproszczenia przypuśćmy, że płytki *A* i *B* są sporządzone z tego samego metalu, powiedzmy z metalu *M*, z którego składają się druty, łączące płyty ogniwa z płytkami elektroskopu. Jeśli ruchomy listek *L* jest naładowany dodatnio, odchyla się ku płycie *B*; jeśli jest naładowany ujemnie, odchyla się ku *A*; bezwzględna wartość potencjału listka musi być w obu razach dostatecznie wysoka. Powiadamy, że płyta *A* jest dodatnio naelektryzowana, płyta *B* ujemnie; mówimy, że pomiędzy *A* i *B* istnieje pewna (dodatnia) różnica potencjałów.



Rys. 47.

Wykonaliśmy doświadczenie elektrostatyczne; niema tu prądu, w powietrzu pomiędzy płytkami *A* i *B* istnieje pole elektryczne statyczne. Doświadczenie to uczy nas jednak prawd nowych, których nie poznaliśmy w wykładzie elektrostatyki. W poprzedzającym rozdziale zajmowaliśmy się równowagą elektryczną w przewodniku *jednolitym*; pominęliśmy z umysłu przypadek, w którym układ składa się z przewodników różnych, niejednakowych. Dostrzegamy obecnie, że twierdzenia § 25-go wymagają uzupełnienia. W razie równowagi elektrycznej wartość potencjału, w obrębie tego samego, jednolitego przewodnika jest jednakowa. Gdy jednak, jak w ogniwie, różne (niejednakowe) przewodniki znajdują się ze sobą w zetknięciu, wartość potencjału, jednakowa w obrębie jednego przewodnika, dla każdego przewodnika bywa naogół inna. Gdyby np. układ zawierał przewodniki *A, B, C* we wzajemnem zetknięciu, w zakresie przewodnika *A* panowałby jednostajny potencjał V_A, w zakresie *B* podobnie V_B, w zakresie *C* podobnie V_C, ale wartości V_A, V_B, V_C mogą być *różne.*

Wyobraźmy sobie dwa przewodniki *A* i *B* w zetknięciu wzajemnem, w równowadze cieplnej (t. j. w temperaturze jednakowej) i w równowadze elektrycznej. Dopóki poruszamy się w obrębie przewodnika *A*, potencjał ma wartość stałą V_A; dopóki poruszamy

się w obrębie przewodnika B, potencjał ma wartość stałą V_B; gdy jednak przechodzimy z A do B lub z B przeciwnie do A, przez granicę zetknięcia, potencjał podskakuje lub spada o pewną skończoną różnicę. Przypuśćmy, że $V_A > V_B$ i napiszmy

1. $$V_A - V_B = B/A.$$

Gdy przechodzimy z przewodnika B do przewodnika A, potencjał podnosi się nagle o B/A; gdy przechodzimy przeciwnie z A do B, potencjał obniża się o B/A; mamy oczywiście

2. $$A/B = -B/A.$$

Będziemy przypuszczali, że *różnica* czyli *skok potencjału* B/A zależy od jakości chemicznej, od temperatury i wogóle od stanu fizycznego przewodników A i B znajdujących się ze sobą w zetknięciu; że nie zależy natomiast od rozmiarów ani postaci tych przewodników, że nie zależy również od wartości samych potencjałów, których jest różnicą; gdy obadwa potencjały jednakowo rosną lub maleją, skok B/A nie zmienia się.

Powróćmy do doświadczenia, od którego rozpoczęliśmy obecne wywody; jego schemat jest dany przez rys. 47. W płytce B oraz w drucie M, który łączy B z cynkową płytą ogniwa, panuje jednostajnie potencjał V_B; gdy z drutu M przechodzimy do cynku Zn, potencjał zmienia się nagle o $V_{Zn} - V_B$; gdy z cynku Zn przechodzimy do roztworu R kwasu siarkowego w wodzie, potencjał zmienia się o $V_R - V_{Zn}$; gdy z roztworu R przechodzimy do miedzi Cu, potencjał zmienia się o $V_{Cu} - V_R$; gdy z miedzi Cu przechodzimy do drutu M, łączącego miedzianą płytę ogniwa z płytką A elektroskopu, potencjał zmienia się o $V_A - V_{Cu}$; po odbyciu tych skoków, bądź do góry bądź na dół, potencjał osiąga wreszcie poziom V_A:

3 $$V_B + (V_{Zn} - V_B) + (V_R - V_{Zn}) + (V_{Cu} - V_R) + (V_A - V_{Cu}) = V_A.$$

Posługując się symbolem, który przed chwilą przyjęliśmy, piszemy

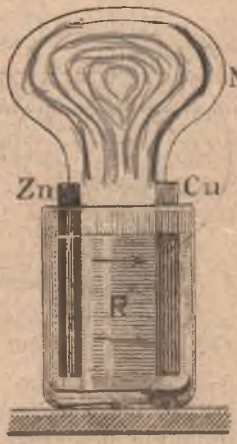
4. $$V_A - V_B = M/Zn + Zn/R + R/Cu + Cu/M.$$

Różnicę $V_A - V_B$ nazywamy *elektromotoryczną siłą* ogniwa; według równania (4) zależy ona od chemicznej jakości wchodzących w grę przewodników, od ich fizycznego stanu, zwłaszcza temperatury; nie zależy jednak od rozmiarów ani postaci przewodników, ani też od bezwzględnych wartości V_A i V_B samych przez się wziętych.

Nadawana różnicy (4) nazwa *siły* elektromotorycznej oczywiście nie jest poprawna. Różnica dwóch potencjałów nie jest siła i nie mierzy się jednostkami siły, lecz jednostkami potencjału; nie możemy wyrazić jej w dynach, możemy podać ją w el.-stat. jednostkach potencjału. Ale nazwa ta jest oddawna zakorzeniona i byłoby rzeczą próżną próbować z nią walczyć.

§ 39. *Prawo Volty.*

Opuszczając elektroskop *ALB* z układu doświadczenia przedstawionego na rys. 47-ym, połączmy bezpośrednio ze sobą końce drutów *M*, *M* wiodących od cynkowej i od miedzianej płyty ogniwa (rys. 48). W drucie *M* mamy wówczas prąd elektryczny, ale mamy go nietylko w tym drucie; w obu płytach ogniwa, w roztworze *R*, w całym wogóle obwodzie *CuMZnRCu* krąży prąd elektryczny w kierunku, na rycinie wskazanym przez strzałki; w drucie *M* prąd płynie od miedzi do cynku, w roztworze *R* powraca od cynku do miedzi. Własności tego prądu (lub prądów podobnych) będziemy rozważali w obecnym i w kilku dalszych rozdziałach.

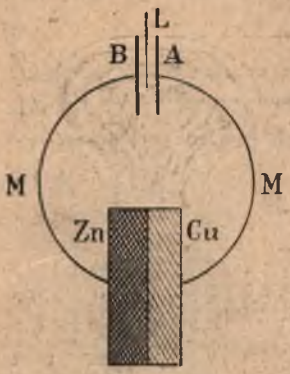


Rys. 48.

Doświadczenie, które tu opisaliśmy, napozór tak proste, otworzyło nową epokę w dziejach nauki o elektrycznych zjawiskach, zaważyło zatem na intellektualnej i materjalnej historji XIX-go stulecia. Pragnąc uzyskać elektryczne ładunki, fizycy XVIII-go wieku uciekali się do pomocy maszyn elektrycznych (§ 12); jakkolwiek budowano niekiedy machiny ogromne, prądy te, wytwarzając wielkie napięcia, bardzo przecież skąpo dostarczały ładunków. Ze zdziwieniem dowiedzieli się nagle, w r. 1791, europejscy uczeni, że istnieje nieoczekiwane źródło, które, przy bardzo słabem napięciu, może ładunki strumieniem w nieprzebranej obfitości wylewać. Źródło to odkrył Alojzy Galvani w Bolonji; z tego powodu prąd elektryczny nazywano przez długi czas *galwanizmem*. Dopiero jednak Aleksander Volta w Pawji (1745—1827), badacz wytrawny, myśliciel głęboki, zrozumiał prawidłowość poznanych zjawisk i poddawszy je tym sposobem pod panowanie ludzkiego umysłu, utorował drogę późniejszemu rozkwitowi nauki o prądzie elektrycznym.

W nauce elektrostatyki dzieliliśmy ciała natury na dwie wielkie klasy: na izolatory i na przewodniki. Pójdziemy obecnie dalej; ciała przewodzące podzielimy na dwie podklasy: na ciała metalicznie przewodzące lub, jak dla zwięzłości powiemy, *metale* oraz na ciała elektrolitycznie przewodzące czyli *elektrolity*. Prze-

wodząc prąd elektryczny, metale nie zmieniają się chemicznie; żelazo, cynk, miedź, srebro, rtęć, mosiądz, mimo przepływu ładunków, nie tracą dawnych i nie nabywają nowych chemicznych własności. Inaczej, jak zobaczymy, zachowują się elektrolity t. j. przedewszystkiem wodne roztwory kwasów, zasad i soli; ich przewodnictwo jest nieodłączne od głębokiej przebudowy wewnętrznej, której ulegają, przewodząc prąd elektryczny; jeśli taka przebudowa (jak w nafcie, oliwie, parafinie, benzolu) jest niemożliwa, ciało jest izolatorem. Typowym elektrolitem jest roztwór kwasu siarkowego w wodzie, tenże sam, którym posłużyliśmy się do budowy ogniwa. Jaką rolę gra ów roztwór w działalności ogniwa? czy rola ta jest istotna? Spróbujmy roztwór z ogniwa wypuścić. Przyłóżmy do siebie dwie suche płyty: cynkową i miedzianą; drutami *M*, jak w artykule poprzednim (rys. 47), połączmy płytę cynkową z płytką *B*, płytę miedzianą z płytką *A* jednolistkowego elektroskopu (rys. 49). W najwrażliwszym, w najbardziej udoskonalonym elektroskopie nie dostrzeżemy wychylenia listka z położenia równowagi, z położenia *zero*; musimy uznać, że różnica potencjałów płytek *A* i *B*, czyli wielkość $V_A - V_B$, jak pisaliśmy w § 38-ym, tutaj jest równa zeru. Postępując jak wyżej, otrzymujemy



Rys. 49.

1. $$V_A - V_B = M/Zn + Zn/Cu + Cu/M = 0.$$

Ażeby uchwycić właściwe znaczenie tego równania, wyobraźmy sobie, że z metali *Zn, Cu, M* utworzyliśmy obwód nieprzerwany, zamknięty (rys. 50); w takim obwodzie, mimo granicznych skoków potencjału, panowałaby równowaga elektryczna, *nie* byłoby prądu. W przypadku, który tu roztrząsamy, równanie (1) wyraża t. zw. *prawo Volty*.

Rys. 50

Możemy wypowiedzieć to samo prawo w ogólniejszej postaci. Przypuśćmy, że mamy obwód nieprzerwany zamknięty, złożony z dowolnych metalicznych przewodników (nie elektrolitów) $A, B, C, \ldots . X, Y, Z$ w równowadze cieplnej; mamy wówczas

2. $$A/B + B/C + \ldots . + X/Y + Y/Z + Z/A = 0;$$

w takim obwodzie, mimo granicznych skoków potencjału, panowałaby równowaga elektryczna, prąd nie krążyłby w nim w żadnym kierunku.

Przypuśćmy na chwilę, że w obwodzie nieprzerwanym zamkniętym *Zn Cu M Zn* lub też *ABC ... XYZA* krąży prąd, sam przez się nie kończący się nigdy. Do wytwarzania prądu potrzebna jest praca (§ 37); skąd zatem obwód metali czerpałby pracę niezbędną do wywoływania elektrycznego obiegu? mógłby pożyczać jej tylko od zapasu wewnętrznej (cieplnej) energji metali. Gdyby takie zjawisko odbywało się w metalicznym obwodzie, byłoby ściśle *kołowe*, jak wnosimy z określenia metalu, które przed chwilą przyjęliśmy (§ 83 tomu I-go, §§ 112 i 113 tomu II-go); byłoby zatem sprzeczne z aksjomatem Kelvina, z twierdzeniem orzekającem, iż zamiana ciepła na pracę nie bywa nigdy jedynym wynikiem kołowego, perjodycznie powracającego zjawiska. Prawo Volty jest więc następstwem zasad termodynamiki. Lecz gdyby choć jeden z pomiędzy przewodników, składających obwód, był elektrolitem, krążenie prądu w obwodzie nie byłoby zjawiskiem kołowem; prawo Volty nie mogłoby być zastosowane.

Z równania (1) łatwo wyprowadzamy

3. $$Cu/Zn = Cu/M + M/Zn.$$

Różnica potencjału istniejąca pomiędzy miedzią a cynkiem nie zmienia się, gdy pomiędzy nie włączymy trzeci, dowolny, metaliczny przewodnik. Posługując się twierdzeniem (3), powróćmy teraz do wzoru (4) § 38-go; otrzymujemy:

4. $$V_A - V_B = Cu/Zn + Zn/R + R/Cu.$$

Elektromotoryczna siła ogniwa, złożonego z miedzi, z elektrolitu R i z cynku, zależy od skoków Cu/Zn, Zn/R i R/Cu potencjału, ale nie zależy od jakości metalu M, z którego sporządzone są elektrody A, B oraz druty, łączące miedź i cynk ogniwa z temi elektrodami (rys. 47). Elektromotoryczną siłę ogniwa będziemy odtąd oznaczali przez $\mathcal{E}$.

Ażeby należycie zrozumieć znaczenie równania (4), przypuśćmy, że drut M zamykający obwód ogniwa (rys. 48) jest wyrobiony z miedzi; nieprzerwany zamknięty obwód, utworzony z przewodników *Zn, Cu, R* (rys. 51), możemy wówczas uznać za schemat ogniwa. W takim obwodzie panuje trwała dążność wprawiająca w ruch elektryczne ładunki czyli elektromotoryczna siła

Rys. 51.

5. $$Cu/Zn + Zn/R + R/Cu = \mathcal{E} \gtrless 0.$$

Lecz gdybyśmy elektrolit R zastąpili przez metal M, zamiast obwodu rys. 51 go mielibyśmy obwód rys. 50-go, zamiast równania (5) mielibyśmy (1) t. j.

6. $$Cu/Zn + Zn/M + M/Cu = 0.$$

Istotna różnica pomiędzy obwodami rys. 51-go i 50-go, pomiędzy elektrycznem ogniwem a metalicznym obwodem spoczywa więc w elektrolicie R, w jego stosunku do graniczących z nim metali *Cu* i *Zn*.

§ 40. *Typy ogniw; składanie bateryj.*

Ogniwo *Zn*, H^2SO^4 *aq.*, *Cu*, którem zajmowaliśmy się wyżej, pamiętne w dziejach fizyki, nie ma dziś praktycznego znaczenia; wytwarzając prąd elektryczny, ogniwo to, skutkiem chemicznych w niem zmian, wyczerpuje się szybko; siła elektromotoryczna spada niebawem do nieużytecznej wartości. Trwalsze ogniwa otrzymujemy, składając je z dwóch metali A, B i z dwóch elektrolitów R_1, R_2; dla takiego ogniwa:

1. $$\varepsilon = B/A + A/R_1 + R_1/R_2 + R_2/B.$$

Ażeby o ile podobna utrudnić mieszanie się ze sobą elektrolitów R_1 i R_2, oddzielamy je od siebie ściankami sporządzonemi z niewypalonej porowatej glinki; R_1 i R_2 graniczą wówczas ze sobą w kanalikach ścianek, co umożliwia płynięcie prądu a przewleka dyfuzję.

W ogniwie Daniella płyta cynkowa jest otoczona rozcieńczonym roztworem wodnym siarczanu cynkowego $ZnSO^4$, płyta miedziana nasyconym roztworem wodnym siarczanu miedziowego $CuSO^4$. W ogniwie Leclanchégo płyta cynkowa znajduje się w nasyconym roztworze wodnym salmjaku NH^4Cl; druga elektroda, węglowa, tkwi w mieszaninie złożonej z tlenku manganu MnO^2 i ze sproszkowanego węgla. W ogniwie Greneta cynk i węgiel są zanurzone w roztworze składu: H^2SO^4, $K^2Cr^2O^7$ aq. W *normalnem* ogniwie Westona jedna elektroda, złożona z kadmowego amalgamatu, znajduje się w nasyconym roztworze $CdSO^4$ aq., druga, rtęciowa, jest w zetknięciu z pastą Hg^2SO^4; ogniwo to służy często za wzorzec siły elektromotorycznej, która zależy w niem mało od temperatury. Ogniwa *suche* są naogół odmianą typu Leclanchégo; elektrolitami bywają w nich ciastowate masy, np. mieszanina NH^4Cl, MnO^2, $ZnCl^2$ i sproszkowanego grafitu.

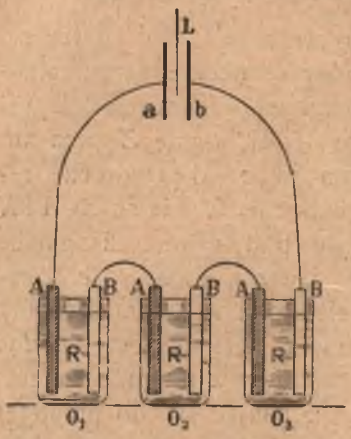
Na szczególną uwagę zasługują *akumulatory*. Dwie ołowiane płyty, zanurzone w rozcieńczonym roztworze H^2SO^4 lub elektroda, złożona ze sproszkowanego żelaza i druga z tlenku niklowego, zanurzone w wodnym roztworze KOH lub NaOH, stanowią akumulator. Ładujemy akumulator, przepuszczając przezeń prąd elektryczny; naładowany akumulator zachowuje się jak ogniwo; wytwarzając prąd, wyczerpuje się, ale możemy go odrodzić, przesyłając przezeń ponownie prąd elektryczny.

Uważajmy ogniwo typu A, R, B, gdzie przez A i B rozumiemy metale, przez R elektrolit. Przypuśćmy, że podnieśliśmy

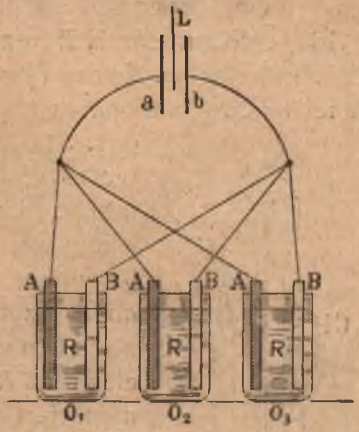
wartości potencjałów ciał A, R i B, we wszystkich ich punktach, o jednakową wielkość; skoki B/A, A/R i R/B nie zmienią się wówczas, ich suma

2. $$\mathcal{E} = B/A + A/R + R/B$$

nie zmienia się również. Połączmy płytę B pierwszego ogniwa O_1 (rys. 52) z płytą A drugiego O_2, płytę B drugiego ogniwa z płytą A trzeciego O_3; elektromotoryczna siła $\mathcal{E}$ każdego ogniwa zachowa wartość przypadającą pojedynczemu ogniwu; na elektrodach a, b otwartego szeregu otrzymamy różnicę potencjału $3\mathcal{E}$. Taki sposób łączenia nazywamy spinaniem ogniw *w szereg*; powiadamy więc, że elektromotoryczna siła baterji spiętych



Rys. 52.



Rys. 53.

w szereg ogniw jest równa sumie ich sił elektromotorycznych. Wyobraźmy sobie, przeciwnie, że połączyliśmy ze sobą płyty A ogniw, że połączyliśmy podobnie płyty ich B, że ogół pierwszych połączyliśmy z a, ogół drugich z elektrodą b elektrometru (rys. 53); spiąwszy tym sposobem ogniwa (jak powiadamy *równolegle*), zwiększyliśmy tylko rozmiary płyt A i B, co nie wywiera wpływu na siłę elektromotoryczną. Na elektrodach baterji otwartej, złożonej z ogniw równolegle spiętych, otrzymujemy więc poprzednią różnicę potencjału $\mathcal{E}$.

Różnica potencjałów na biegunach maszyny Wimshursta wynosi nieraz kilkaset el.-stat. jednostek; elektromotoryczna siła zwykłego ogniwa nie dochodzi jednej setnej części el.-stat. jednostki. Napięcie maszyny przewyższa zatem ogromnie napięcie ogniwa; należałoby spiąć w szereg setki tysięcy ogniw, ażeby

uzyskać różnicę potencjałów, którą potężna maszyna elektryczna oddaje na nasze usługi. Dlatego zazwyczaj nie izolujemy drutów idących od ogniwa lub posługujemy się w tym celu pomocą miernych izolatorów jak drewno, papier, tektura; dlatego takich drutów dotykamy rękoma bezkarnie.

Lecz jeśli elektromotoryczne siły czynne w ogniwie są słabe, ładunki, które one w ruch wprawiają, są przeciwnie bardzo obfite; w tym znowu względzie ogniwo znacznie przewyższa elektryczną maszynę. Ogniwo nadzwyczaj szybko odnawia wydalony ładunek; dlatego jest tak hojnem źródłem ładunków. Gdy maszyna (np. przez rozbrojenie między biegunami) wyładowała się, ładuje się napowrót stosunkowo powoli; głównie z tego powodu maszyna tak skąpo dostarcza ładunków. Molekularny mechanizm ogniwa działa nieporównanie zręczniej i sprawniej aniżeli stosunkowo gruby, nieskładny ustrój elektrycznej maszyny.

§ 41. *Zjawisko elektrolizy: iony.*

Gdy chlorowodór HCl rozpuszcza się w wodzie, tworzy się t. zw. kwas solny. Takim (stężonym) kwasem napełniamy całkowicie obadwa ramiona rury szklanej zgiętej w kształcie litery U (rys. 54), przyczem trzecie ramię *Z* oraz kureczki szklane, zamykające dwa główne ramiona, są bardzo pomocne. W miejscach *A* i *K* wlutowane są druty platynowe, dźwigające platynowe również blaszki, które są *elektrodami* przyrządu; elektroda *A*, którą łączymy z dodatnim biegunem baterji, jest *anodą*; elektroda *K*, którą łączymy z biegunem ujemnym, jest *katodą*. Stosując się do przyjętej w § 34-ym umowy, mówimy, że prąd elektryczny z dodatniego bieguna baterji wpływa do *A*, z *A* przez roztwór, czyli przez *elektrolit*, płynie do *K*, wreszcie z *K* powraca do ujemnego bieguna baterji. Całe urządzenie, za Faradayem, nazywamy *woltametrem*.

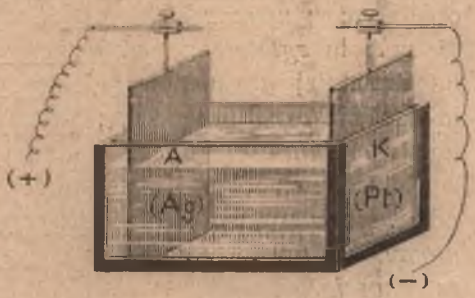
Rys. 54.

Skoro ustanowiliśmy wskazane połączenia, spostrzegamy, iż około blaszek *A* i *K* poczynają ukazywać się banieczki gazowe; odrywając się od elektrod, bańki podnoszą się wkrótce i zbierają się w górnych częściach ramion przyrządu; przekonywamy się łatwo, że dokoła *A* wytwarza się *chlor*, że dokoła *K* pojawia się *wodór*. Związek HCl zdaje się zatem rozkładać się tutaj na swe składniki, które jednak nie pojawiają się razem: chlor ukazuje się na jednej, wodór

na drugiej elektrodzie, chociażby one były od siebie bardzo odległe. Okoliczność ta może nas słusznie zadziwić. Jeżeli rozkładają się cząsteczki HCl znajdujące się w pobliżu anody, jakże może pochodzący z nich wodór niepostrzeżenie przeskakiwać do katody? Gdy w sąsiedztwie katody rozpadają się cząsteczki HCl, uwolniony z nich chlor, zanim ukaże się naszemu wzrokowi, ma do anody drogę daleką: jakże zataja się w tej podróży? *Elektroliza*, czyli rozkład związków chemicznych odbywający się pod wpływem prądu elektrycznego, ma więc cechy osobliwe, któremi różni się od zwykłych chemicznych reakcyj.

W opisanem doświadczeniu należy posłużyć się kwasem solnym zawierającym od 20 do 30 gr HCl na 100 gr roztworu; gęstość takiego kwasu wynosi od 1·10 do 1·15 gr/cm³. Gdy roztwór jest zbyt rozcieńczony, na anodzie wraz z chlorem wydziela się pochodzący z wody tlen. Możemy zabarwić roztworem indyga kwas solny, który elektrolizujemy; wydzielający się na katodzie wodór nie zmienia niebieskiego zabarwienia cieczy; około anody zabarwienie znika szybko pod wpływem uwalnianego tam chloru.

Wykonajmy doświadczenie następujące. Do szklanego naczynia, zawierającego wodny roztwór azotanu srebrowego $AgNO^3$, wprowadzamy dwie płyty: jednę srebrną Ag, drugą platynową Pt (rys. 55). Płytę srebrną wybieramy za anodę woltametru, łączymy ją zatem z dodatnim biegunem baterji (o dostatecznej sile elektromotorycznej); platynowa służyć nam będzie za katodę, łączymy ją z biegunem ujemnym; gdy uskuteczniliśmy te połączenia, prąd płynie przez roztwór, jak zawsze, od anody do katody. Przekonywamy się po pewnym czasie, że masa srebrnej anody zmniejszyła się; im dłużej prąd płynie, tem ów ubytek jest większy. Jednocześnie na platynowej katodzie osadza się metaliczne srebro; naniesiona na katodę masa srebra jest dokładnie równa stracie anody. Roztwór elektrolityczny, przynajmniej napozór, nie zmienia się podczas zjawiska; masa rozpuszczonej soli jest wciąż taka sama, jaką mieliśmy w roztworze przed wszczęciem elektrolizy. Doświadczenie to jest pouczające;



Rys. 55.

widzimy, że oderwane od anody cząstki srebra *wędrują* pod wpływem prądu aż do katody przez roztwór; rozpuszczony w elektrolicie azotan, jako pośrednik, jak pomost, pomaga im w tej wędrówce zapewne.

Będziemy odtąd nazywali *ionami* najmniejsze cząstki, atomy lub zbiory i grupy atomów, które wędrują przez roztwór, pod wpływem prądu elektrycznego, w zjawisku elektrolizy. Iony, które płyną ku anodzie, nazwiemy *anionami*; dążące ku katodzie iony nazwiemy *kationami*. Jak widzieliśmy, atomy chloru są anionami; atomy wodoru, atomy srebra są kationami. Podobnie anionami są atomy bromu lub jodu; niektóre grupy atomów, np. grupa OH (hydroksyl), grupa NO^3, grupa SO^4, zachowują się jak aniony. Atomy potasu lub sodu, atomy miedzi, cynku, rtęci są kationami; jak kation zachowuje się grupa amonowa NH^4.

Wyobraźmy sobie elektrolit, w którym, pod wpływem prądu, ciągnie ku elektrodom podwójny korowód: aniony ku anodzie zmierzają, kationy ku katodzie. Między anodą a katodą w elektrolicie, jak wszędzie, którędy prąd płynie, istnieje pole elektryczne. *Aniony* w tem polu poruszają się *przeciwko* elektrycznemu prądowi, w kierunku od ujemnej do dodatniej elektrody, od miejsc niższego do miejsc wyższego potencjału; wnosimy, że są zaopatrzone w *ujemne* elektryczne ładunki (§ 26). *Kationy* kierują się w polu *zgodnie* z elektrycznym prądem; posuwają się one od dodatniej do ujemnej elektrody, od miejsc wyższego do miejsc niższego potencjału; zachowują się zatem, jak gdyby niosły *dodatnie* elektryczne ładunki. Przepływ materjalnych mas w elektrolizie, pochód materjalnych atomów, łączy się więc nieodzownie z transportem elektrycznych ładunków; ionami są *atomy*, lub grupy atomów, w jakowyś sposób *związane z elektrycznością*.

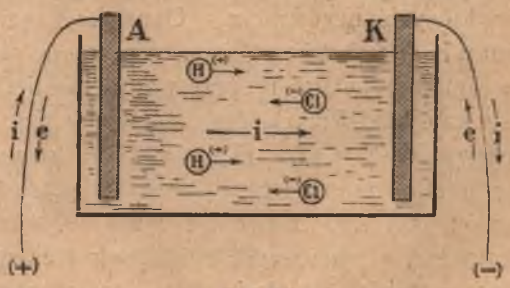
§ 42. Elektrony i jądra dodatnie atomów. Obraz elektrolizy.

Fizycy wyobrażają sobie obecnie, że elektryczność, podobnie jak pospolita materja, ma budowę atomistyczną. Przypuszczają, że istnieją niezmiernie małe, niepodzielne, ujemne elementarne ładunki, zwane *elektronami*. Wszystkie elektrony mają być jednakowe, ich ładunki identyczne. Jak w § 17-ym, oznaczmy przez e bezwzględną wartość ładunku elektronu; ładunek ten jest zatem — e. Atomy chemiczne (np. atomy H, He, O, N, Cl, Hg i t. p.)

bywają zazwyczaj elektrycznie obojętne czyli *neutralne*; jeśli tak jest, mówimy, że atom jest w stanie *normalnym*. Przypuśćmy, że neutralny atom chemiczny zawiera n elektronów; pozostała reszta atomu musi być elektrycznie dodatnia; resztę tę za Rutherfordem nazywamy *dodatniem jądrem* atomu.

Elektrony łatwo uciekają z atomu; wydarza się także, że swobodny elektron przyłącza się do neutralnego atomu. Przypuśćmy, że do neutralnego atomu zawierającego n elektronów przyłączył się jeden elektron; atom zawiera odtąd $n+1$ elektronów, ma zatem ujemny ładunek $-e$. Jeżeli atom zawiera $n+2$ elektrony, posiada ujemny ładunek $-2e$. W zjawisku elektrolizy takie atomy są anionami. Kationami są przeciwnie atomy, które utraciły pewną liczbę elektronów i mają ich mniej aniżeli w stanie normalnym. Atom zawierający $n-1$ elektronów ma ładunek dodatni e; atom zawierający $n-2$ elektronów okazuje ładunek dodatni $2e$.

Powróćmy do elektrolizy kwasu solnego (§ 41). W chlorowodorze gazowym istnieją z pewnością cząsteczki HCl; poznajemy je dzięki pomocy, której w badaniu gazów użycza nam ich kinetyczna teorja (§ 53 tomu II-go). Lecz w kwasie solnym, t. j. w wodnym roztworze chlorowodoru, cząsteczki HCl, jak chemicy oddawna wiedzą, jako takie już nie istnieją; śród tłumu wodnych molekuł błąkają się zosobna atomy chloru i atomy wodoru. Obadwa atomy nie są neutralne. Gdy odłącza się od atomu wodoru, z którym w cząsteczce HCl był sprzężony, atom chloru zabiera jeden elektron; każdy więc atom chloru ma $n+1$ elektronów, każdy atom wodoru ma ich $n-1$. Wyobraźmy sobie pole elektryczne istniejące między anodą A a katodą K woltametru (rys. 56); aniony Cl przepychają się przez ciecz ku anodzie, kationy H torują sobie drogę ku katodzie. Dopłynąwszy anody, aniony oddają jej elektrony, które przywłaszczyły sobie nad normę; stają się wówczas zwykłemi, neutralnemi atomami chloru; utworzywszy molekuły Cl^2, wydzielają się na anodzie



Rys. 56.

w postaci pospolitego chloru. Anoda, jako metaliczna zapora, zatrzymuje atomy; ale nie stanowi przegrody dla elektronów. Uwolnione z chlorowych anionów elektrony płyną dalej przez metal anody i drutów, w kierunku strzałek *e* (rys. 56); w kierunku przeciwnym strzałek *i* płynie prąd. Opłynąwszy obwód, w nim także ogniwa baterji, elektrony zjawiają się na katodzie *K*, gdzie spotykają się z kationami H; wypełniają wówczas ich luki, zobojętniają ich ładunki dodatnie; kationy H powracają do roli neutralnych atomów wodoru, które, złączywszy się w molekuły H^2, wydzielają się na katodzie jako zwyczajny wodór. Tym sposobem prąd krąży przez elektrolit i obwód, dopóki nie wyczerpie się zapas istniejących w roztworze ionów H i Cl.

§ 43. Faradaya pierwsze prawo elektrolizy.

Teorja oddaje nieocenione usługi poznawaniu natury; jeśli ich nie oddaje, staje się wkrótce zbyteczna. Pociągając za sobą pewne następstwa, teorja domaga się istnienia pewnych zależności, pewnych ilościowych związków lub praw. Spróbujmy i my wyprowadzić wnioski z hypotez, które przed chwilą przyjęliśmy. Wyobraźmy sobie zjawisko elektrolizy kwasu solnego, schematycznie przedstawione na rys. 56-ym. Wodorowy kation H w tej elektrolizie ma ładunek dodatni $+e$, co do bezwzględnej wartości równy ładunkowi jednego elektronu; kationy H mają taki pojedynczy ładunek $+e$ we wszystkich procesach elektrolizy, w których uczestniczą. Oznaczmy przez *m* masę jednego kationu H. Wyobraźmy sobie, że przebieg elektrolizy już się utrwalił; weźmy na uwagę nieprzerwany strumień kationów H ciągnących ku katodzie. Przypuśćmy, że w przeciągu czasu *t* do katody dopływa *Nt* kationów H; symbol *N* oznacza więc odniesioną do jednostki czasu liczbę dopływających kationów. W czasie *t* dzieją się dwa zjawiska: masa wodoru *mNt* wydziela się na katodzie, katoda zyskuje ładunek elektryczny dodatni *eNt*; obadwa zjawiska wynikają z tej samej przyczyny, z pochodu kationów, są zatem nierozłącznie ze sobą związane. Rozumiejąc przez *M* wydzieloną na katodzie w czasie *t* masę wodoru, przez *Q* uzyskany przez katodę w tymże czasie dodatni ładunek, mamy

1. $M = mNt$ 2. $Q = eNt$

skąd wynika, że

3. $$\frac{M}{Q} = \frac{m}{e} = \text{wielkości stałej } A,$$

niezależnej od t, od M lub Q, zależnej tylko od jakości ionów; stałą tę A będziemy nazywali *elektrochemicznym równoważnikiem* substancji, o której mówimy; w obecnym przykładzie wodoru. Powiadamy, że z *biegiem elektrolizy wydzielona masa M i przeniesiony ładunek Q rosną, pozostając wzajemnie proporcjonalne do siebie:*

4. $$M = AQ.$$

Twierdzenie to wyraża pierwsze z pomiędzy praw elektrolizy, ustanowionych w r. 1834-ym przez Michała Faradaya.

Jak z § 34-go wiadomo, stosunek Q/t jest charakterystyczną cechą prądu trwałego, którą nazywamy jego natężeniem i; z (1) i (2) wyprowadzamy

5. $$i = eN$$ 6. $$M = Ait.$$

Jeżeli natężenie prądu pozostaje niezmienne, wydzielona masa M rośnie proporcjonalnie do czasu trwania elektrolizy; masa wydzielona w jednostce czasu jest proporcjonalna do natężenia prądu. Zarówno poprzednie pierwsze twierdzenie jak obecnie przytoczone stosują się do wszelkich kationów; ze zmianą oczywistą znaków wielkości e oraz Q stosują się one również do wszelkich anionów; zgadzają się one ściśle ze wszystkiemi spostrzeżeniami, do tego stopnia, że nie istnieje dzisiaj wątpliwość co do ich prawdziwości.

Ogólniej niż przed chwilą, przypuśćmy, że każdy kation niesie w sobie ładunek dodatni ke; utraciwszy k elektronów z liczby normalnej n, którą jako neutralny atom posiada, taki kation zawiera $n - k$ elektronów. Dwuwartościowy atom miedzi Cu, wchodzący w skład cząsteczki $CuSO^4$ siarczanu miedziowego, tworzy naprzykład kation obdarzony dodatnim ładunkiem $2e$; tu zatem $k = 2$. Mamy ogólnie

7. $$M = mNt$$ 8. $$Q = keNt.$$

Otrzymujemy zatem, jak wyżej

9. $$M = AQ = Ait$$

lecz elektrochemiczny równoważnik A ma tutaj wartość

10. $$A = m/ke.$$

Jak zobaczymy w IV-ym rozdziale, natężenie prądu krążącego w danym obwodzie możemy mierzyć sposobami niezależnemi

od zjawisk elektrolizy. Przepuszczając zatem przez stosowny elektrolit prąd znanego natężenia i oraz mierząc masę M kationów lub anionów, która wydziela się wówczas w czasie t, możemy poznać, podług równania (6), wartość równoważnika elektrochemicznego A substancji, której iony obserwowaliśmy. Przytaczamy niektóre wyniki, które tą drogą znaleziono; wartości A są podane w jednostce 10^{-15} gr/el.-stat. jedn. ładunku.

Wodór: 3·482; Srebro: 372·67; Miedź (dwuwart.): 109·8.

Jeżeli elektrochemiczny równoważnik pewnej substancji jest nam znany, odwracamy wówczas postępowanie: posługujemy się woltametrem, ażeby mierzyć natężenie przepływającego przezeń prądu; z wiadomych wartości A, M oraz t obliczamy wartość i podług równania (6). Do takich pomiarów posługujemy się zazwyczaj woltametrami, zawierającemi roztwory wodne soli srebra lub miedzi.

§ 44. Drugie prawo elektrolizy.

Porównajmy własności dwóch różnych ionów, np. kationu wodoru H i kationu srebra Ag; obadwa mają ładunek jednakowy, mianowicie ładunek e, co do bezwzględnej wartości identyczny z ładunkiem elektronu. Oznaczając zatem elektrochemiczne równoważniki wodoru i srebra przez A_H i A_{Ag}, wnosimy z równania (3) § 43-go, że

1. $$A_H : A_{Ag} = m_H : m_{Ag}.$$

Do tego związku wchodzi tylko *stosunek mas* kationów H i Ag lub, co niemal dokładnie na to samo wypada, stosunek mas neutralnych atomów H i Ag. Takie stosunki, według zasadniczych praw chemji, wyrażają się przez t. zw. *ciężary atomowe* (czyli przez *stosunkowe masy atomowe*, jak stałe te właściwie nazywać się powinny). Wiemy naprzykład, że

2. $$m_H : m_{Ag} = 1{\cdot}008 : 107{\cdot}88;$$

w tym zatem stosunku, jeżeli formuła (1) jest słuszna, pozostawać do siebie powinny wartości A_H i A_{Ag}. Doświadczenie potwierdza to oczekiwanie; przytoczone w § 43-im wartości elektrochemicznych równoważników spełniają warunek

3. $$A_H : A_{Ag} = 1{\cdot}008 : 107{\cdot}88.$$

Na tym przykładzie poznajemy treść t. zw. *drugiego prawa* Faraday a: *elektrochemiczne równoważniki ionów niosących jedna-*

kowe elementarne ładunki (czyli, mówiąc chemicznym językiem, obdarzonych tą samą *wartościowością*), *są proporcjonalne do mas atomowych.*

Wypowiadamy niekiedy inaczej drugie prawo Faradaya. Wyobraźmy sobie dwa elektrolity: w pierwszym niechaj wydzielają się kationy H przy elektrolizie, w drugim kationy Ag; przypuśćmy, że prąd elektryczny przeniósł równe sobie ładunki Q przez obadwa elektrolity. Według równania (4) § 43-go mamy wówczas

4. $$M_{\mathrm{H}} = A_{\mathrm{H}} Q; \quad M_{\mathrm{Ag}} = A_{\mathrm{Ag}} Q$$

otrzymujemy zatem przy pomocy twierdzenia (1):

5. $$M_{\mathrm{H}} : M_{\mathrm{Ag}} = m_{\mathrm{H}} : m_{\mathrm{Ag}}.$$

Jeżeli różne rodzaje ionów są obdarzone jednakowemi elementarnemi ładunkami (czyli mają wartościowość tę samą), *ich masy, wydzielane z elektrolitów przez jednakowe ładunki, są proporcjonalne do mas atomowych.*

Jak powiedzieliśmy, w elektrolizie roztworu siarczanu miedziowego kation Cu jest dwuwartościowy, ma więc ładunek dodatni $2e$; w tym razie $k = 2$. Stosunek mas atomowych wynosi

6. $$m_{\mathrm{Cu}} : m_{\mathrm{Ag}} = 63{\cdot}57 : 107{\cdot}88$$

podług równania (10) § 43-go powinniśmy zatem oczekiwać, iż

7. $$A_{\mathrm{Cu}} : A_{\mathrm{Ag}} = \tfrac{1}{2}(63{\cdot}57) : 107{\cdot}88.$$

Przytoczone w § 43-im wartości równoważników A_{Cu} i A_{Ag} czynią istotnie zadosyć warunkowi (7). W uogólnionej zatem postaci drugie prawo Faradaya brzmi jak następuje: elektrochemiczne równoważniki są proporcjonalne nie do samych mas m, lecz do stosunków m/k; masy ionów, wydzielane z elektrolitów przez jednakowe ładunki, są proporcjonalne do mas atomowych, dzielonych przez liczby elementarnych w ionach ładunków czyli przez ich wartościowość.

Gram-atomem μ pierwiastka nazywamy jego masę liczącą tyle gramów, ile jednostek zawiera ciężar atomowy pierwiastka; naprzykład 1·008 gr wodoru, 107·88 gr srebra, 63·57 gr miedzi, 35·46 gr chloru i t. d. Innemi słowy, oznaczając przez $\mathfrak{N}$ liczbę atomów zawartych w gram-atomie, powiadamy

8. $$\mu = m\mathfrak{N}$$

przyczem, jak z określenia wynika, $\mathfrak{N}$ jest liczbą *powszechną*, jednakową dla wszystkich pierwiastków. Posługując się pojęciem gram-atomu, przepisujemy zatem, dla ionów jednowartościowych

Arrhenius

(czyli mających ładunek $+e$ lub $-e$), równanie (3) § 43-go w postaci następującej:

9. $$A = \mu/e\mathfrak{N}.$$

Stałą Faradaya nazywamy iloczyn $e\mathfrak{N}$, ku czci wielkiego odkrywcy, któremu nauka tyle zawdzięcza; jest to oczywiście również stała powszechna, dla wszystkich gatunków ionów jednakowa. Oznaczając przez F stałą Faradaya, mamy

10. $\mu = AF$ 11. $M:\mu = Q:F$

Gdy $Q = F, 2F, 3F$, wówczas $M = \mu, 2\mu, 3\mu$; *przepływając przez elektrolit, każdy ładunek F wydziela 1 gram-atom dowolnego jednowartościowego* (niosącego jeden elementarny ładunek) *ionu.*

Podług (10) § 43-go mamy ogólniej $A = m/ke$; zatem

12. $\mu = AkF$ 13. $M:\mu = Q:kF$

Przepływając przez elektrolit, każdy ładunek kF wydziela 1 gram-atom dowolnego k-wartościowego (niosącego k elementarnych ładunków) ionu.

Ażeby obliczyć wartość stałej Faradaya, kładziemy w równaniu (10)

14. $\mu_{Ag} = 107{\cdot}88$ gr, $A_{Ag} = 372{\cdot}67 \times 10^{-15}$ $\frac{\text{gr}}{\text{el.-stat. j. ład.}}$

otrzymujemy:

15. $F = 2{\cdot}89478 \times 10^{14}$ el.-stat. jedn. ład.

Stosownie do określenia stałej Faradaya, wartość (15) stosuje się jednakowo do wszelkich gatunków ionów.

§ 45. Wartość niektórych zasadniczych stałych.

Za określenie stałej Faradaya przyjęliśmy związek

1. $$F = e\mathfrak{N}.$$

Zobaczymy jednak w VIII-ym rozdziale, że wartość e ładunku elektronu jest już dzisiaj znana dokładnie; mamy

2. $$e = 4{\cdot}774 \times 10^{-10}$$ el.-stat. jedn. ład.

(por. § 17). Wstawiając znaną wartość F oraz niniejszą e do równania (1), otrzymujemy

3. $$\mathfrak{N} = 6{\cdot}064 \times 10^{23}$$

tyle więc atomów dowolnego pierwiastka zawiera się w jego 1 gram-atomie. Znając liczbę $\mathcal{N}$, obliczamy rzeczywistą masę atomu któregokolwiek pierwiastka z równania (8) § 44-go; np. dla wodoru

$$4. \qquad m_H = \frac{1{\cdot}008 \text{ gr}}{6{\cdot}064 \times 10^{23}} = 1{\cdot}662 \times 10^{-24} \text{ gr}.$$

Przypuśćmy, że w 0°C, pod ciśnieniem 1 atmosfery normalnej, 1 cm³ wodoru zawiera N cząsteczek (molekuł), zatem $2N$ atomów. Ponieważ w wymienionych warunkach temperatury i ciśnienia 1 cm³ wodoru okazuje masę $9{\cdot}004 \times 10^{-5}$ gr, mamy zatem

$$5. \qquad 2N : \mathcal{N} = 9{\cdot}004 \times 10^{-5} : 1{\cdot}008$$

skąd wyprowadzamy

$$6. \qquad N = 2{\cdot}71 \times 10^{19}.$$

Według znanego z chemji, fundamentalnego prawa Avogadra, jednakowe objętości gazów doskonałych, w tej samej temperaturze i pod tem samem ciśnieniem, zawierają liczby molekuł jednakowe; znaleziona wartość N stosuje się przeto nietylko do wodoru, lecz do wszystkich gazów, które w 0°C i pod ciśnieniem 1 atmosfery, w dostatecznym stopniu przybliżenia możemy uważać za doskonałe. Liczba N jest zatem stałą *powszechną*, którą nazywamy *liczbą Avogadra*.

Odbiegliśmy napozór daleko od obecnego naszego przedmiotu. Może nas to zdziwić, iż, ważąc osad srebra, wydzielany w elektrolizie roztworu soli $AgNO^3$, fizycy wnoszą z wyniku, ile cząsteczek zawiera się w centymetrze sześciennym wodoru, w temperaturze 0°C i pod ciśnieniem 1 atmosfery. Mamy tu przykład na prawdę głęboką, że w naturze niema szczegółów luźnych, odosobnionych, że w niej wszystko łączy się, splata nićmi ukrytych powiązań. Iść śladem tych związków jest właśnie zadaniem nauki.

Zadania.

1. Przepłynąwszy przez roztwór soli $AgNO^3$, ile srebra wydziela na katodzie ładunek 10^{12} el.-stat. jedn.? Przez jak długi czas musi przepływać przez ten elektrolit prąd o natężeniu 10^{12} el.-stat. jedn., ażeby wydzielił się 1 gr srebra?

2. W przeciągu 30 minut prąd wydzielił 11·858 gr dwuwartościowej miedzi z roztworu soli tego pierwiastka. Sprawdzić, że natężenie prądu wynosiło 6×10^{10} el.-stat. jednostek.

3. W pewnej elektrolizie wydziela się na katodzie wodór; na każdy wydzielony gram wodoru ile dostarczyliśmy katodzie el.-stat. jednostek ładunku? Ile el.-stat. jednostek ładunku musi otrzymać katoda na każdy gram dwuwartościowej miedzi wydzielony w elektrolizie roztworu soli tego pierwiastka?

4. Elektrolizując kwas solny, otrzymaliśmy 0·1662 gr wodoru na katodzie; ile przepłynęło przez elektrolit wodorowych kationów?

5. Ile atomów miedzi zawiera się w 63·57 gr tego pierwiastka? Ile atomów srebra zawiera się w 1 gr srebra? W 100 cm^3 wodoru, w temperaturze 100°C. pod ciśnieniem 380 mm Hg, ile zawiera się molekuł wodoru?

ROZDZIAŁ TRZECI.

Pole magnetyczne statyczne.

§ 46. Zjawiska magnetyczne.

Od najdawniejszych lat jest już wiadomo, że niektóre żelaziste rudy przyciągają opiłki żelazne, gwoździe i inne drobne żelazne przedmioty. Lukrecjusz wspomina, że *magnesy* mogą nietylko przyciągać, lecz niekiedy także odpychać; spostrzeżenie, które, według Plutarcha, należało do zasobu tajemnej wiedzy dawnych egipskich kapłanów. Że swobodnie kręcąca się igła magnesowa ustawia się w kierunku z południa na północ, piszą o tem arabscy, włoscy i francuscy autorowie XI-go, XII-go i XIII-go wieku, którzy *busoli* (czyli żeglarskiego kompasu) nie uważają widocznie za nowy, spółczesny im wynalazek; niema też wątpliwości, że o wiele dawniej był znany w Chinach. Lecz do takich pierwotnych, ogólnikowych spostrzeżeń (nieraz zresztą pomieszanych z bajkami) ograniczała się starożytna i średniowieczna wiedza o magnetycznych zjawiskach. Uczeni przez stulecia czytywali dawne księgi, ale bezpośrednie dostrzeganie i doświadczanie otaczającego świata pozostawiali rzemieślnikom, nieukom, fantastom i szarlatanom. «Jakże żałosna jest nasza nieznajomość natury!» pisze w r. 1600-ym William Gilbert, który naukę o elektrycznych i magnetycznych zjawiskach na nowe pchnął tory; «nasi filozofowie czyż nie są podobni do ludzi w ciemnościach drzemiących? Trzeba ich obudzić, trzeba ich nauczyć, jak należy się z *rzeczami* obchodzić; niechże raz zarzucą uczoność, na domysłach polegającą i na wojowaniu słowami». *Doświadczalne* badanie natury rozpoczęło okres dzisiejszej cywilizacji.

Jak wiadomo z pierwszego rozdziału, podstawy elektrostatyki założono w XVII-em i XVIII-em stuleciu. Podobnie, powoli, wzmagała się znajomość faktów magnetyzmu; cały jej rozwój

do początków XIX-go wieku można streścić, mówiąc, że zrozumiano aż do tej chwili prawa *pól magnetycznych statycznych*. Elektryczne i magnetyczne badania postępowały więc równoległemi, lecz niezawisłemi torami. Dopiero w XIX-ym wieku spostrzeżono, że elektryczne i magnetyczne zjawiska są głęboko sprzężone ze sobą; że każda dziedzina, tych i tamtych doświadczeń, jest tylko szczególnym przypadkiem, tylko szczupłym rodziałem wiele szerszej, wspaniałej całości.

§ 47. Magnesy naturalne i sztuczne; bieguny magnesu.

Wyobraźmy sobie sztabę, wyciętą z rudy magnetycznej; taką sztabę nazywamy *naturalnym magnesem*. Jak powiedzieliśmy, magnes przyciąga żelazne opiłki; ale przyciąga je inaczej niż ziemia przyciąga kamień, niż naelektryzowany przewodnik przyciąga elektryczne wahadełko. Zanurzywszy magnes w stogu opiłek żelaznych, wyciągamy go wraz z przylepionemi doń opiłkami (rys. 57); spostrzegamy natychmiast, że opiłki przylegają tylko do zakończeń sztaby, część jej środkowa zdaje się ich nie przyciągać. Końcowe, przyciągające części sztaby (lub innego wydłużonego magnesu) nazywamy *biegunami*; część nieczynną, środkową, nazywamy *pasem obojętnym*; Gilbert mówił konsekwentniej, że jest to *równik* magnesu. Sposobami, o których niżej wspomnimy, sporządzane dzisiaj bywają *sztuczne* magnesy, zwłaszcza stalowe, których magnetyczne własności, bardziej prawidłowe i o wiele wybitniejsze niż własności naturalnych magnesów, w istocie rzeczy są zupełnie podobne. Bieguny i pas obojętny występują wyraźnie w sztucznym magnesie.

Rys. 57.

Sprawdźmy, czy siły magnetyczne stosują się do prawa działania i oddziaływania, do t. zw. III-ej zasady dynamiki. Wydłużony magnes zawieszamy na nici; zbliżając żelazny lub stalowy przedmiot, widzimy, że magnes wykręca się, jak gdyby był przyciągany.

§ 48. Dwa rodzaje biegunów; igła magnesowa.

Zawieszamy magnes na nici (rys. 58), tak iż może kręcić się koło niej i zataczać dowolne łuki w płaszczyźnie poziomej;

oddaliwszy wszelkie inne magnesy lub żelazne i stalowe przedmioty, dostrzegamy, że magnes ustawia się w oznaczonym kierunku: jeden jego biegun zwraca się mniej więcej ku północy, drugi wskazuje przybliżenie południe. Biegun, który wykręca się ku północy, bywa nazywany biegunem *północnym* lub w skróceniu biegunem *N* (od ang. wyrazu *North*, północ); przeciwny biegun, który w położeniu równowagi szuka południa, nosi nazwę bieguna *południowego* lub bieguna *S* (od *South*, południe).

Rys. 58.

Wyrażamy się niekiedy inaczej; mówimy, że biegun *N* jest *dodatnim*, że biegun *S* jest *ujemnym* biegunem magnesu; właściwe znaczenie tych nazw poznamy niebawem.

Rys. 59.

Igłą magnesową nazywamy magnes, wycięty w postaci długiej i wąskiej igły (rys. 59); taką igłę zaopatrujemy zazwyczaj w małe, szkłem lub agatem wyłożone wydrążenie; w tem miejscu igła wspiera się na ostrzu, na którem kręci się niemal bez tarcia. Igła magnesowa jest najważniejszą składową częścią *busoli* czyli kompasu; może też służyć wygodnie do badania pól magnetycznych w pracowni fizycznej.

§ 49. Namagnesowanie indukowane.

Dolny koniec *n* pręta *ns*, sporządzonego z wyżarzonego miękkiego żelaza, zanurzamy w opiłkach żelaznych; opiłki nie przylegają, pręt nie jest magnesem. Do górnego końca *s* pręta zbliżamy biegun *N* silnego magnesu; opiłki przylepiają się teraz do *n*, *ns* zachowuje się jak gdyby był magnesem (rys. 60). Przy pomocy igiełki magnesowej przekonywamy się, że najbliższy biegunowi *N* koniec *s* jest południowym (względem *N* różnoimiennym) biegunem, gdy najdalszy od *N* koniec *n* jest północnym (z *N* jednoimiennym) biegunem. Lecz to namagnesowanie pręta *ns* jest przemijające; trwa ono tylko dopóty, dopóki w pobliżu znajduje się magnes *NS*; gdy go oddalimy, namagnesowanie pręta znika całkowicie lub niemal całkowicie. Takie namagnesowanie żelaza nazywamy *indukowanem*; opisane zjawisko nazywamy *magnesowaniem się przez indukcję*.

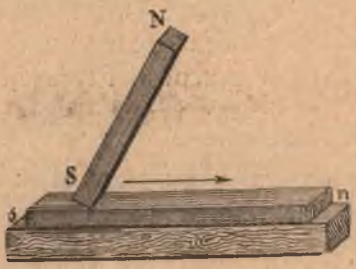
Rys. 60.

Sporządźmy inny pręt *ns* z t. zw. twardej stali i powtórzmy doświadczenie powyższe; wynik będzie odmienny. Stal magnesuje się przez indukcję, ale słabiej niż miękkie żelazo; u dolnego końca stalowego pręta, do którego zbliżyliśmy magnes, wisi mniej uczepionych opiłek aniżeli u końca żelaznego Ale stal zachowuje uporczywiej namagnesowanie, którego nabyła: gdy oddalimy indukujący magnes, stalowy pręt okazuje prawie te same magnetyczne własności, które objawiał w sąsiedztwie magnesu. Mówimy, że w stali, po namagnesowaniu, zachowywa się pewna *magnetyczna pozostałość.*

Żelazny lub stalowy pręt, namagnesowany przez indukcję, może indukować namagnesowanie w drugim, drugi w trzecim i t. d. Dlatego u bieguna silnego magnesu może wisieć sznur uczepionych słupków żelaznych; dlatego też takiego bieguna trzyma się stłoczona gromada opiłek żelaznych (rys. 57).

§ 50. Jednostajnie namagnesowany magnes linjowy.

Do doświadczeń, któremi będziemy zajmowali się w niniejszym rozdziale, nadają się magnesy, sporządzone w sposób następujący. Długą i wąską sztabę stalową *ns* umocowywamy nieruchomo (rys. 61); następnie posuwamy po niej, od *s* do *n*, biegun południowy *S* magnesu *NS*, ruchem jednostajnym. U końca *n* sztaby odrywamy biegun *S*, przenosimy go zdala od sztaby do początku *s*, posuwamy ponownie do *n*, znów odrywamy w *n* i t. d. Powtórzywszy tę czynność kilkanaście razy, przekonywamy się, że w *n* utworzył się biegun północny magnesu *ns*, w *s* południowy. Tak sporządzony magnes linjowy nazwiemy *jednostajnie namagnesowanym* magnesem. Gdybyśmy byli posuwali podobnie biegun *N* magnesu *NS* po sztabie *ns*, byłaby się namagnesowała przeciwnie, znów jednostajnie.



Rys. 61.

§ 51. Wzajemne działanie magnetycznych biegunów.

Wyobraźmy sobie dwa magnesy *NS* i *ns*, których bieguny rozpoznaliśmy wiadomym sposobem; możemy je zawiesić na nici lub osadzić na ostrzu, tak iż są swobodnie ruchome. Do

bieguna *n* jednego magnesu możemy zbliżać biegun *N* lub *S* drugiego; do bieguna *s* możemy zbliżać albo *N* albo *S*. W wyniku tych czterech doświadczeń przekonywamy się, że:

(I) biegun *N* odpycha biegun *n* i jest przezeń odpychany
(II) biegun *S* przyciąga biegun *n* i jest przezeń przyciągany
(III) biegun *N* przyciąga biegun *s* i jest przezeń przyciągany
(IV) biegun *S* odpycha biegun *s* i jest przezeń odpychany.

Krótko mówimy: *jednoimienne magnetyczne bieguny odpychają się, różnoimienne przyciągają się wzajemnie.*

Jeżeli magnes ma postać bardzo cienkiego pręta, bieguny możemy w przybliżeniu poczytywać za punkty. W tem znaczeniu powiadamy: *siły działające między magnetycznemi biegunami są umiejscowione w prostej, która łączy bieguny ze sobą.*

Wyobrażamy tu sobie oczywiście doświadczenie idealne; w ciągu dalszych wywodów rozważymy dokładniej wzajemne działanie rzeczywistych magnesów na siebie.

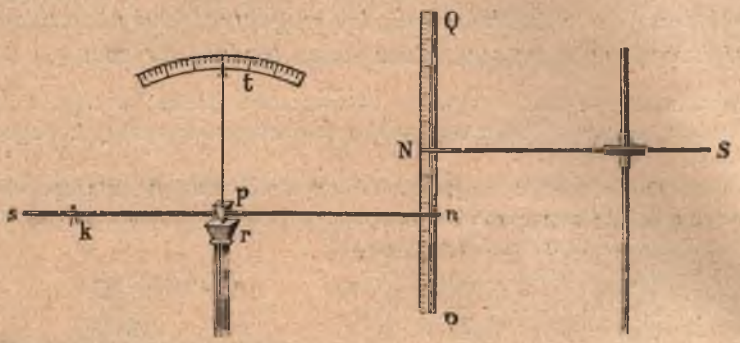
Ponad dużym, silnym magnesem *NS* (rys. 62), niezbyt od niego daleko, umieszczamy igłę magnesową *ns*; znajduje się ona w równowadze, gdy oś *sn* igły jest równoległa do osi *SN* magnesu lecz skierowana przeciwnie, gdy zatem biegun *n* igły zwraca się w stronę bieguna *S* magnesu, gdy biegun *s* igły wskazuje stronę bieguna *N*. Wynik ten tłumaczy nam natychmiast spostrzeżenia opisane w § 48 ym; wyprowadzamy zeń wniosek, który Gilbert jako «nową i niesłychaną prawdę» ogłosił, że mianowicie *kula ziemska jest wielkim magnesem*; że jej magnetyczny biegun *S* znajduje się w pobliżu północnego geograficznego bieguna, że jej biegun magnetyczny *N* znajduje się w pobliżu południowego geograficznego bieguna.

Rys. 62.

Z dotychczasowych wyników wnosimy, że magnetyczne bieguny działają na siebie podobnie jak maleńkie ciała naelektryzowane; jakże daleko sięga to podobieństwo? Gdy próbujemy w doświadczeniu znaleźć odpowiedź na to pytanie, natrafiamy na trudność. Zbliżajmy ku sobie dwa magnesy *NS* i *ns*. Działająca na biegun *n* wypadkowa siła składa się geometrycznie z sił, wywieranych przez *N* i przez *S*; działająca na biegun *s* wypadkowa siła składa się geometrycznie z sił, wywieranych przez *N* i przez *S*.. A przytem ruch bieguna *n* nie jest niezależny od ruchu bieguna *s*; *ns* jest ciałem sztywnem, jego ruch zależy od sił *nN, nS, sN, sS* w sposób naogół zawiły. Ale wzajemne

działanie dwóch od siebie odległych magnetycznych biegunów musi być słabe. Jeżeli zatem użyjemy możliwie najdłuższych magnesów *NS, ns* i jeżeli, zbliżając bieguny *N* i *n* ku sobie, oddalimy zarazem *S* jak można najbardziej od *s*, wówczas zakłócające siły *nS, sN* i *sS* będą słabe i będziemy mogli zaniedbać je w pierwszem przybliżeniu.

Wyobraźmy sobie doświadczenie następujące. Magnes *NS* jest ustawiony poziomo i jest nieruchomy (rys. 63); inny *ns* jest połączony z pryzmatem *p*, który (jak w zwykłej wadze, § 102 tomu I-go) wspiera się na płaskiej powierzchni podstawy *r*. Magnes *ns* może zatem wahać się w płaszczyźnie pionowej a wahania te spostrzegamy dzięki ruchowi połączonej z *p* wskazówki *t*. Dopóki *NS* znajduje się daleko, magnes *ns* w równowadze przybiera położenie



Rys. 63.

poziome; gdy jednak biegun *N* zbliżamy do *n*, koniec ten *n* magnesu *ns* odchyla się ku dołowi. Zbliżając wówczas konik *k* ku końcowi *s* magnesu *ns*, skłaniamy *ns* do przybrania napowrót poziomego położenia (lub do jednakowego wychylania się, w obie strony, dokoła poziomego położenia równowagi). Oznaczmy przez *K* ciężar konika *k*, przez *l* jego odległość od osi wahań, przez *L* odległość bieguna *n* od tejże osi, przez *F* siłę, której doznaje biegun *n*; zastosowawszy zasadę dźwigni (§§ 89 i 90 tomu I-go), otrzymujemy

1. $$lK = LF$$

skąd *F* obliczamy łatwo. Na zbliżonej do *n* i *N* skali *PQ* mierzymy jednocześnie wzajemną odległość tych biegunów.

Przy pomocy opisanego przyrządu przekonywamy się, że wzajemne działanie dwóch magnetycznych biegunów słabnie, gdy wzrasta dzieląca je odległość; stwierdzamy, że *czynne między magnetycznemi biegunami siły są odwrotnie proporcjonalne do kwadratu odległości biegunów od siebie.* Prawda ta stosuje się do wzajemnego działania dwóch biegunów dwóch różnych magnesów, bez względu na znaki biegunów i na rodzaj działania.

§ 52. *Prawo Coulomba.*

Przed chwilą widzieliśmy, że prawa wzajemnego działania magnetycznych biegunów ze wszech miar są podobne do praw działania ciał naelektryzowanych. Z §§ 15-go i 51-go wnosimy, że brakuje nam tylko magnetycznego pojęcia analogicznego do pojęcia elektrycznego ładunku; skoro je utworzymy, będziemy mogli zastosować w pełni prawo Coulomba do sił wywieranych przez magnetyczne bieguny.

Wyobraźmy sobie doświadczenia podobne do opisanych w § 51 ym; przypuśćmy, że nieruchomy, *czynny* magnes *NS* pozostaje niezmienny, że zmienia się natomiast ruchomy magnes *ns*, który nazwiemy *wywiadowczym*. Zbliżamy bieguny n_1, n_2, n_3 rozmaitych wywiadowczych magnesów do bieguna *N* danego czynnego magnesu *NS*, przestrzegając, by odległości *nN* były zawsze jednakowe oraz, by odległości *nS*, *sN*, *sS* były znaczne w porównaniu do odległości *nN* (§ 51). Na bieguny n_1, n_2, n_3 działają w tych warunkach siły F_1, F_2, F_3; w myśl prawa Coulomba przypisujemy biegunom n_1, n_2, n_3 *magnetyczne masy* albo *ilości magnetyzmu* m_1, m_2, m_3 proporcjonalne do wartości F_1, F_2, F_3.

Magnes czynny *NS* nie różni się jednak niczem istotnem od wywiadowczego *ns*; możemy je wymienić t. j. unieruchomić *ns* i nazwać go czynnym, uruchomić *NS* i rolą wywiadowczego go obarczyć. Skoro biegun *N* działa na *n* proporcjonalnie do ilości magnetyzmu *m* skupionej w *n*, zatem przeciwnie biegun *n* musi działać na *N* proporcjonalnie do ilości magnetyzmu *M* obecnej w *N*. Ponieważ zaś prawo działania i oddziaływania stosuje się do sił magnetycznych (§ 47), przeto siła wywierana przez *N* na *n* jest równa sile, wywieranej przez *n* na *N*. Jedna i druga siła musi więc być proporcjonalna zarazem do *m* i do *M*; innemi słowy obiedwie są proporcjonalne do iloczynu *mM*.

Wnioski poprzedzającego i obecnego artykułu zbieramy w twierdzeniu następującem: *wzajemne siły działające pomiędzy dwoma magnetycznemi biegunami są równe i przeciwne sobie, są umiejscowione w łączącej te bieguny prostej, są wprost proporcjonalne do iloczynu ilości magnetyzmu, któremi bieguny są obdarzone, wreszcie odwrotnie są proporcjonalne do kwadratu wzajemnej odległości biegunów.* Twierdzenie to, podobnie jak analogiczne elektrostatyczne twierdzenie, zawdzięczamy Coulombowi;

w nauce o polu magnetycznem statycznem nazywamy je zatem również *prawem Coulomba.*

Czytając siedm rozpraw, poświęconych zbadaniu praw elektrostatycznego i magnetostatycznego działania, siedm prac pomnikowych, które Coulomb umieścił w Pamiętnikach paryskiej Akademji Nauk pomiędzy 1785 a 1789 r., nie możemy oprzeć się uczuciu podziwu. Ścisłość i staranność doświadczeń, trzeźwość i trafność rozumowań i wniosków są w nich nieporównane. Coulomb spokojnie odrzuca zamęt błędnych twierdzeń, przypuszczeń niejasnych, obrazów zbytecznych i złudnych, któremi utrudniali sobie drogę spółcześni; co uznaje za prawdę, pozostało w nauce, niemal bez wyjątku.

Oznaczając przez m i M ilości magnetyzmu zawarte w dwóch biegunach, które znajdują się od siebie w odległości r i rozumiejąc przez k spółczynnik stały (niezależny od m, M i r), przedstawiamy w następującej postaci siłę F czynną między biegunami

$$1. \qquad F = \frac{kmM}{r^2}.$$

Proporcjonalność siły F do mM wynika, jak wiemy, z przyjętej umowy; ale odwrotna jej proporcjonalność do r^2, wspólna z prawem sił grawitacyjnych i elektrostatycznych, jest faktem głębokim, wyższym ponad wszelką dowolność.

Z §§ 16 i 32-go jest nam wiadomo, że ośrodek, który otacza ciała naelektryzowane, nie pozostaje bez wpływu na wywierane pomiędzy niemi działania; od natury ośrodka zależy, niekiedy wybitnie, wartość sił czynnych w polu elektrycznem. Zapytujemy, czy siły magnetyczne są i w tym względzie podobne do elektrycznych? Że jest tak istotnie, było jednem z mnóstwa odkryć, któremi naukę wzbogacił Faraday. Wyłączmy przedewszystkiem z uwagi żelazo oraz inne substancje, t. zw. *ferromagnetyczne*, które w polu magnetycznem zachowują się podobnie jak żelazo; zachowanie to rozważymy w artykułach późniejszych. Pozostałe materjalne ośrodki możemy podzielić na dwie klasy: na t. zw. *diamagnetyczne* i *paramagnetyczne* ośrodki. Wyobraźmy sobie dwa magnetyczne bieguny i przypuśćmy, że zawarte w nich ilości magnetyzmu m i M oraz wzajemna odległość biegunów r pozostają niezmienne; jeżeli bieguny są zanurzone w diamagnetycznym ośrodku, wywierane między niemi siły są *silniejsze* niż w próżni; jeżeli bieguny są zanurzone w paramagnetycznym ośrodku, wywierane między niemi siły są *słabsze* niż w próżni. W obu razach siły, działające w ośrodku, są bardzo mało różne od sił, które *caeteris paribus* objawiają się w próżni.

Postąpmy teraz podobnie jak w § 16-ym; o stałej k występującej w formule (1) załóżmy, iż jest $= A/\mu$; A ma być tutaj stałą powszechną, jednakową dla wszelkich ośrodków i zależną jedynie od wyboru jednostek, w których wyrażamy m, M, r oraz F, natomiast μ ma być (oderwaną) liczbą, charakteryzującą własności substancji jako ośrodka pól magnetycznych. Gdy tym ośrodkiem jest próżnia, zakładamy $\mu = 1$; gdy ośrodek jest diamagnetyczny, mamy $\mu < 1$; gdy jest paramagnetyczny, piszemy $\mu > 1$. Taką liczbę μ nazywamy *przenikliwością magnetyczną* uważanego ośrodka. Poprzednią formułę przepisujemy teraz w następującej postaci:

2. $$F = \frac{AmM}{\mu r^2}.$$

Do *ferromagnetycznych* substancyj zaliczamy, prócz żelaza, również kobalt i nikiel oraz związki, mieszaniny lub aljaże, zawierające żelazo, kobalt lub nikiel (więc np. różne gatunki stali), wreszcie niektóre inne, nieliczne substancje, np. aljaże manganu, miedzi i glinu. Najwybitniejszym przedstawicielem substancyj *diamagnetycznych* jest bizmut; przenikliwość bizmutu w temperaturze pokojowej wynosi 0·99984, jest więc mało różna od jedności; dla wszystkich innych diamagnetycznych substancyj (jak antymon, cynk, rtęć, miedź, woda) stała μ jest jeszcze bliższa jedności. Do *paramagnetycznych* substancyj należą pallad, platyna, potas; tlen jest również paramagnetyczną substancją. Dla palladu w temperaturze pokojowej μ wynosi 1·0006; dla innych wymienionych substancyj μ jest jeszcze bliższa jedności.

§ 53. Jednostka ilości magnetyzmu.

Podobnie jak w elektrostatyce, zadajemy sobie teraz pytanie, w jakich jednostkach mamy wyrażać wielkości, występujące w równaniu (2) § 52-go. Przypuśćmy, że dwa bieguny, w których zawarte są ilości m i M magnetyzmu, znajdują się w próżni, w odległości r od siebie wzajemnie. Kładziemy wówczas $\mu = 1$, siłę F mierzymy dynami, odległość r wyrażamy w centymetrach. Umawiamy się, że spółczynnik A ma być równy oderwanej jedności; jednostkę ilości m i M, która wyniknie z takiej umowy, nazywamy *magnetostatyczną jednostką ilości magnetyzmu*. Piszemy zatem

1. $$F = \frac{mM}{r^2}.$$

Gdy tu założymy

2. $r = 1$ cm; $m = M = 1$ magn.-stat. jedn. il. magn.,

otrzymamy

3. $$F = 1 \text{ dynie}.$$

Gdy dwie magnetostatyczne jednostki ilości magnetyzmu, skupione każda w biegunie, zanurzone są w próżni, w odległości 1 *cm od siebie wzajemnie, każda wówczas wywiera siłę* 1 *dyny na pozostałą i doznaje od niej siły* 1 *dyny.*

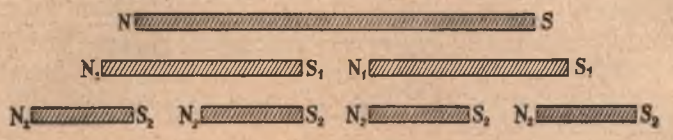
Rozumując jak w § 17-ym, dochodzimy do wniosku, że

4. $$1 \text{ magn.-stat. jedn. il. magn.} = 1 \text{ gr}^{1/2} \text{ cm}^{3/2}/\text{sek}.$$

Gauss po raz pierwszy, w r. 1832-im, pokazał, jak można mierzyć magnetyczne wielkości, wychodząc z przytoczonej tutaj zasady.

§ 54. Ilości magnetyzmu zawarte w biegunach magnesu.

Wyobraźmy sobie magnes linjowy NS (rys. 64). Taki magnes, jak wiemy, ma dwa bieguny: północny N i południowy S; jeżeli przełamiemy go lub przepiłujemy gdziekolwiekbądź w pasie obojętnym, otrzymamy dwa nowe magnesy $N_1 S_1$, z których



Rys. 64.

każdy ma dwa bieguny: północny N_1, południowy S_1; powtarzając proces dzielenia, otrzymamy cztery nowe magnesy $N_2 S_2$ i każdy ma znów dwa bieguny, północny N_2, południowy S_2. Niepodobna zatem rozłączyć, materjalnie rozerwać, oddzielić od siebie magnetycznych biegunów; niepodobna utworzyć magnesu, który okazywałby jeden biegun. Magnes ma conajmniej dwa bieguny.

Spróbujmy wymierzyć ilości magnetyzmu, któremi obdarzone są dwa bieguny linjowego, jednostajnie namagnesowanego magnesu. Posługujemy się w tym celu zasadami, które ustanowiliśmy w §§ 51 i 52-im. Przypuśćmy, że biegun N magnesu NS, w odległości r, przyciąga pewien biegun s siłą F; przeciwny biegun S tego samego magnesu NS, w tej samej odległości r, odpycha wówczas ten sam biegun s taką samą siłą F; skąd wynika, że bezwzględne wartości ilości magnetyzmu, skupionych

w biegunach N i S, są jednakowe. *Ilości magnetyzmu, zawarte w biegunach tego samego* (linjowego, jednostajnie namagnesowanego) *magnesu, co do znaku sobie przeciwne, co do wartości bezwzględnej są jednakowe.*

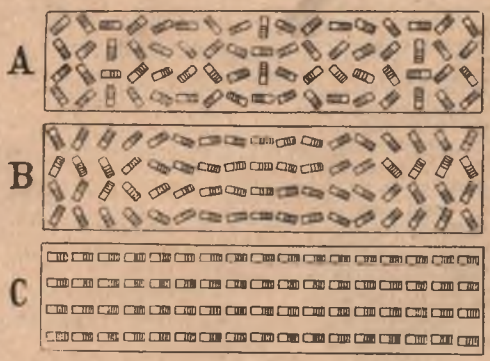
Przypuśćmy, że w biegunach dwóch linjowych, jednostajnie namagnesowanych, jednakowo długich magnesów zawarte są jednakowe ilości magnetyzmu. Gdybyśmy złożyli ze sobą dwa takie magnesy *ns* (rys. 65), łącząc biegun *n* jednego z biegunem *s* drugiego, utworzony układ nie objawiałby nazewnątrz magnetycznych własności: nie wywierałby sił magnetycznych na obce bieguny, nie budziłby indukowanego magnetyzmu w zbliżonym kawałku miękkiego żelaza.

Rys. 65.

§ 55. *Budowa magnesu.*

Dzieląc na części magnes linjowy, otrzymywaliśmy krótsze, ale całkowite magnesy (rys. 64). Jak przed chwilą w § 54-ym, zbadajmy ilości magnetyzmu, któremi obdarzone są bieguny utworzonych tym sposobem magnesów. Każdy północny biegun, który powstał przy podziale (np N_1, N_2), okazuje tę samą ilość magnetyzmu, jaką miał biegun N pierwotnego magnesu; każdy nowy południowy biegun (np. S_1, S_2) okazuje tę samą ilość magnetyzmu, jaką miał biegun S pierwotnego magnesu.

Łącząc ze sobą części $N_1 S_1$ lub też części $N_2 S_2$ i składając N_1 z S_1, N_2 z S_2, otrzymujemy napowrót magnes pierwotny, który okazuje tylko dwa zewnętrzne bieguny N i S; bieguny wewnętrzne zobojętniają się wzajemnie parami. Gdybyśmy mogli ciąć magnesy albo je kruszyć bez uderzeń i wstrząśnień szkodzących namagnesowaniu, w zewnętrznych biegunach odbudowanego magnesu znaleźlibyśmy takież same ilości magnetyzmu, jakie były zawarte w biegunach pierwotnego.



Rys. 66.

Rozłamywaliśmy dotychczas magnes na kilka, na kilkanaście części; rozetrzyjmy go teraz, rozkruszmy go na drobne fragmenty. Każda odrobina magnesu jest znów maleńkim, całkowitym, dwubiegunowym magnesem. Prowadząc dalej, już w wyobraźni, dzieło podziału, możemy przypuszczać, że najmniejsze cząstki magnesu są *spolaryzowane*; każda zawiera ujemny biegun *s* i dodatni *n*, w każdej odległość od *s* do *n* jest bardzo mała ale nie jest zerem. *Osią magne-*

tyczną molekuły *ns* nazwijmy wektor o długości *ns*, skierowany od *s* do *n*. Dopóki osi molekuł rozrzucone są bezładnie (jak to wskazuje część *A* schematycznego rys. 66-go), sztaba z takich cząstek złożona nie okazuje magnetycznych własności. Lecz jeżeli, pod wpływem zewnętrznego magnesującego działania, osi *sn* zwrócą się, choć przybliżenie, w zgodnych kierunkach (część *B* rys. 66-go), sztaba staje się słabszym lub silniejszym (zależnie od układu cząstek) magnesem. Kiedy więc sztaba stanie się najsilniejszym magnesem, jakim być wogóle może? Wówczas, gdy osi jej wszystkich molekuł ułożą się równolegle do siebie (część *C* rys. 66-go). Znamy istotnie stan t. zw. *nasycenia magnetycznego* czyli możliwie najsilniejszego namagnesowania stali lub miękkiego żelaza; osiągamy go, posługując się wpływem sił magnesujących ogromnych.

Przy pomocy prostych urządzeń możemy zgrubsza naśladować układy magnetycznych molekuł. Wypełniamy szklaną rurkę dość luźno opiłkami żelaznemi, które mocno magnesujemy tak, żeby ułożyły się w łańcuchy i pasma, przybliżenie równoległe do osi rurki; układ zachowuje się mniej więcej jak magnes linjowy, którego bieguny leżą przy końcach rurki; lecz skoro go mocno wstrząśniemy, magnetyczne własności modelu słabną lub znikają. Podobnie słabną albo nikną magnetyczne własności rzeczywistego magnesu, gdy raptownie ogrzejemy go do czerwoności. Bardzo drobne cząstki magnetycznego tlenku żelaza, skłócone z wodą, tworzą zawiesinę mętną, niemal nieprzezroczystą. Rurkę, pełną tej zawiesiny, umieszczamy w silnem polu magnetycznem; wiązka światła, która przez zawiesinę nie mogła poprzednio się przedrzeć, przenika ją teraz z łatwością.

Obrazy czyli porównania molekularne tłumaczą, dlaczego magnetyczne własności magnesów bywają podobne do niedoskonałej sprężystości ciał stałych (§ 9 tomu II-go). Pozostałość magnetyczna, pamiątka po namagnesowaniu (§ 49), jest czemś analogicznem do *trwałych odkształceń* ciał podatnych (plastycznych); istnieją również objawy magnetycznego poddawania i ociągania się oraz «zmęczenia» po namagnesowaniu.

Dla uproszczenia mówiliśmy dotychczas o bardzo wydłużonych, cienkich lub wąskich prętach i sztabach magnesowych. Rzeczywiste magnesy nie mogą oczywiście być linjowe, mają zawsze skończone poprzeczne rozmiary; bieguny takich magnesów nie są umiejscowione w punktach ani nawet w powierzchniach; zamiast właściwych biegunów mamy tu raczej *okolice biegunowe* w pobliżu zakończeń, jak to zresztą wnosimy z najprostszych doświadczeń (rys. 57).

Rys. 67.

Magnes krótki i gruby traci łatwo namagnesowanie, o wiele łatwiej aniżeli długi i cienki. *Pierścień* zachowuje wytrwale namagnesowanie, którego mu udzieliliśmy. Wyciąwszy w pierścieniu przerwę (rys. 67), otrzymujemy w niej stosunkowo silne pole magnetyczne; przyciąganiu, sprawianemu przez jedno zakończenie, dopomaga odpychanie wywierane przez drugie. Ale przez tę właśnie

Rys. 68.

przerwę może łatwo uciec magnetyzm pierścienia; gdy ją wypełnimy t. zw. *zworą* (kawałkiem żelaza, który ją dokładnie zamyka), powstający w zworze indukowany magnetyzm wzmacnia namagnesowanie pierścienia i chroni je od skutków wstrząśnień, zmian temperatury i innych zakłóceń. Odmianą pierścionnego jest pospolity magnes sporządzony w kształcie podkowy (rys. 68); składa się często z warstw cienkich, ponieważ zachowują one namagnesowanie uporczywiej niż grube.

§ 56. *Wektor magnetyczny.*

Dokoła każdego magnesu istnieje, jak wiemy, *pole magnetyczne* czyli zakres przestrzenny, w którym objawiają się siły wywierane przez magnes. Mierzymy te siły według zasad, które przepisuje dynamika. Przypuśćmy, że mamy zbadać pole istniejące dokoła magnesu *NS*. Wyobraźmy sobie inny magnes *ns*, linjowy i nadzwyczajnie długi, a przytem jednostajnie ale słabo namagnesowany; przypuśćmy, że jego północny biegun *n* zawiera dodatnią ilość *m* magnetyzmu, południowy *s* ilość ujemną — *m*. Biegun *n* (który nazywamy znów *wywiadowczym*) wnosimy do uważanego w polu miejsca, przestrzegając warunku, by skojarzony z nim biegun *s* znajdował się o ile podobna najdalej. Obserwując zachowanie się magnesu *ns*, możemy znaleźć wartość siły *F*, która w danym punkcie pola działa na dodatnią ilość *m* magnetyzmu.

Dopóki postać, natura oraz namagnesowanie magnesu *NS* pozostają niezmienne, otaczające go pole pozostaje także niezmienne. Zważajmy atoli, iż siła *F*, której biegun *n* doznaje w różnych punktach pola, zależy nietylko od pola, lecz również od ilości magnetyzmu zawartej w tym biegunie; dlatego wartości *F* same przez się nie wystarczają do opisu pola; dlatego *F* nie jest właściwą, charakterystyczną cechą pola. Skoro jednak, według § 52-go, siła *F* jest proporcjonalna do ilości *m* magnetyzmu zawartej w wywiadowczym biegunie, przeto, gdy założymy

1. $$F = mH,$$

wartość *H* już nie zależy od *m*, zależy tylko od punktu pola, w którym *F* i *H* są utworzone. Podobnie jak *F*, wielkość *H* jest wektorem. Wektor *H* jest umiejscowiony w tej samej prostej, w której leży *F*, ma ten sam kierunek jak *F* i ten sam punkt przyłożenia. Gdy znamy wartość i kierunek *H* w każdym punkcie pola, opisaliśmy w zupełności to pole; dlatego *H* nazywamy *zasadniczym magnetycznym wektorem.*

Przypuśćmy, że biegun wywiadowczy, którym posługujemy się celem zbadania pola, jest obdarzony ilością dodatniego magnetyzmu równą 1 magnetostatycznej jednostce (§ 53); przypuśćmy, że ten biegun w punkcie M pola doznaje działania siły równej 1 dynie; mówimy wówczas, że w punkcie M wartość wektora H wynosi 1 *gauss*. Mamy zatem

2. 1 gauss = 1 dyna/1 magn.-stat. jedn. il. magn.

Wiemy, iż 1 dyna = 1 gr cm/sek²; wiemy również, że

3. 1 magn.-stat. jedn. il. magn. = 1 $gr^{1/2}\,cm^{3/2}$/sek

(§ 53); z wzoru (2) wynika zatem, że

4. 1 gauss = 1 $gr^{1/2}/cm^{1/2}$ sek.

Fizycy umieją wytwarzać dzisiaj pola, w których wartość H dochodzi do 50000 gaussów.

W punkcie M magnetycznego pola umieszczaliśmy dotychczas biegun północny n obdarzony dodatnią ilością m magnetyzmu. Przypuśćmy, że w to samo miejsce M tego samego pola wnosimy biegun południowy s, zawierający ilość $-m$ magnetyzmu; kierunek siły F odwróci się wówczas (wykręci się o 180°), ale wartość siły F pozostanie niezmieniona. Przypuśćmy, że w polu znalazła się maleńka, swobodnie ruchoma magnesowa igiełka (rys. 69). Bieguny igiełki przypadają w dwóch różnych punktach pola, w których wektor H ma wogóle wartość rozmaitą i kierunek niejednakowy; lecz jeżeli igiełka jest bardzo krótka, możemy założyć, że siły działające na jej bieguny są równe sobie i skierowane przeciwnie. Gdy zatem oś sn igiełki tworzy dowolny kąt z kierunkiem H, na igiełkę działa para sił (§ 97 tomu I-go), która dąży do jej wykręcenia; igiełka będzie natomiast w równowadze, gdy (jak w $n_0 s_0$) oś jej przybierze kierunek zgodny z kierunkiem miejscowego wektora H. W położeniu równowagi oś igiełki wskazuje więc kierunek wektora H panującego w danem miejscu.

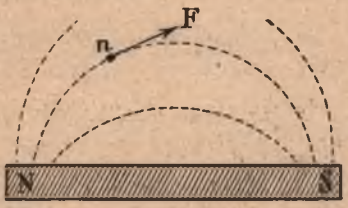
Rys. 69

§ 57. Linje pola magnetycznego.

Linjami pola magnetycznego nazywamy linje, które w każdym punkcie pola biegną zgodnie z kierunkiem miejscowego magne-

tycznego wektora. Jeżeli w pewnem polu kierunek tego wektora jest wszędzie jednakowy, linje pola są równoległemi do siebie prostemi. Naogół jednak linje pól magnetycznych bywają zakrzywione; wektor H w danem miejscu jest wówczas styczny do przebiegającej przez to miejsce linji. Ponieważ wektor H wskazuje kierunek siły, która w danym punkcie pola jest wywierana na północny biegun n wywiadowczy (§ 56), wynika stąd zatem, że *linje pola wytwarzanego przez magnes kierują się zawsze od jego północnego do południowego bieguna.*

Rozważamy jako przykład pole sprawiane przez magnes linjowy; rys. 70 wskazuje przebieg kilku linij takiego pola. Ażeby zbadać ustrój pola, postępujemy jak w artykule poprzednim. W pobliżu bieguna N umieszczamy północny biegun n wywiadowczy, zakładając, że sprzężony z nim biegun południowy s jest nadzwyczaj odległy. Jeśli biegun n jest swobodny, posuwa się w kierunku działającej nań siły F, zatem w kierunku wektora H. Linja pola, przechodząca przez wybrane miejsce, wskazuje więc kierunek rozpoczynającego się ruchu bieguna; z powodów, które wskazaliśmy w analogicznym przypadku pola elektrycznego (§ 18), nie wyobraża ona całkowitego toru tego bieguna. Gdy biegun n posunął się o mały łuk wzdłuż linji pola, zatrzymajmy go wówczas, odbierzmy mu prędkość nabytą i gdy znieśliśmy tym sposobem skutki bezwładności, pozwólmy mu przebyć następny element linji pola. Gdy tak postępujemy, biegun porusza się nieustannie po danej linji i może przebiec ją całą, od północnego do południowego bieguna magnesu.



Rys. 70.

Silny magnes, kształtu podkowy, ustawiamy biegunami do góry; na biegunach umieszczamy poziomo kartę papieru i posypujemy ją jednostajnie proszkiem drobnych żelaznych opiłek

Rys. 71.

Rys. 72.

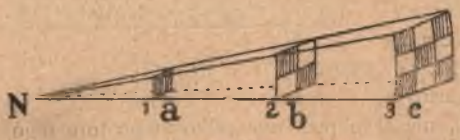
(t. zw. *ferrum limatum*). Lekko wstrząsając kartę, spostrzegamy, że opiłki ułożyły się w zakrzywione pasma, które wcale dokładnie

oddają przebieg linij pola magnetycznego. Otrzymujemy tym sposobem obrazy noszące nazwę *widm magnetycznych.*

Na zasadzie poprzedzających wywodów objaśniamy łatwo powstawanie widm magnetycznych. Jeżeli mała magnesowa igiełka może kręcić się swobodnie, ustanawia się w danem miejscu pola w kierunku wektora H, stycznie do przebiegającej przez owo miejsce linji pola. Każde ziarnko żelaza na karcie magnesuje się przez indukcję, staje się więc niejako maleńką magnesową igiełką. Odskoczywszy od wstrząśniętej karty, opiłki układają się w kierunku elementów linij magnetycznego pola. Na rys. 71 i 72 widzimy widma tworzone przez dwa zbliżone ku sobie bieguny: na rys. 71 przez różnoimienne, na rys. 72 przez jednoimienne dwa bieguny.

§ 58. *Wiązki pola magnetycznego.*

Dokoła skupionego w punkcie, północnego bieguna N magnesu, gdy sprzężony biegun S znajduje się daleko, tworzy się pole magnetyczne *promieniste*, podobnie jak dokoła elektrycznego punktowego dodatniego ładunku powstaje elektryczne pole promieniste (§§ 18 i 20). Linje promienistego pola są proste i wybiegają jak promienie z bieguna N (rys. 73). Poprowadźmy z punktu N ostry stożek, którego tworzącemi są linje pola; taki stożek nazywamy *wiązką pola* (wytwarzanego przez biegun punktowy). Zbudowawszy dokoła punktu N jako środka powierzchnie kuliste o coraz dłuższych promieniach r, widzimy, że wiązka wycina z tych powierzchni elementy coraz większej rozległości s. Podług §§ 52 i 56-go wartość magnetycznego wektora H w odległości r od bieguna obdarzonego ilością M magnetyzmu wynosi M/r^2; otrzymujemy zatem



Rys. 73.

$$1. \qquad Hs = \text{stałej},$$

podobnie jak w § 20-ym. Im szersza jest wiązka w danem miejscu pola, tem ono w tem miejscu jest słabsze; im wiązka jest węższa, tem pole jest silniejsze.

Z bieguna N możemy wyprowadzać liczbę wiązek dowolną; podobnie jak w § 20-ym, umówmy się odtąd, że będziemy z N wyprowadzali $4\pi M$ wiązek, gdzie M jest liczbową wartością M czyli oderwaną liczbą wskazującą, ile jednostek ilości magnetyzmu zawiera się w M. Rozumując dokładnie tak samo jak w § 20-ym, dochodzimy do wniosku następującego: *jeżeli z bie-*

guna N zawierającego dodatnią ilość M magnetyzmu każemy w wyobraźni wybiegać $4\pi M$ *wiązkom, wówczas liczba L wiązek, przecinających normalnie* 1 cm^2 *w danem miejscu pola, wyraża liczbową wartość* H *panującego tam wektora H.*

Wyobraźmy sobie dla ilustracji, że z bieguna *N* wybiegło 108 wiązek pola; biegną one dalej wszystkie przez przecięcia *a, b, c* (rys. 73) poprowadzone normalnie do promienia *r* w odległościach 1 cm, 2 cm, 3 cm od *N*. Przecięcie *a* ma 1 cm^2, *b* ma 4 cm^2, *c* ma 9 cm^2 rozległości; zatem przez 1 cm^2 leżący w odległości 1 cm od *N* przebiega 108 wiązek, przez 1 cm^2 leżący w odległości 2 cm od *N* przebiega 27 wiązek, przez 1 cm^2 leżący w odległości 3 cm od *N* przebiega już tylko 12 wiązek. Ponieważ

2. $$108 : 27 = 2^2 : 1 \quad \text{oraz} \quad 108 : 12 = 3^2 : 1,$$

widzimy zatem, że, jeżeli w miejscu przecięcia *a* wartość *H* wynosi np. 108 gaussów, tedy w miejscu *b* wynosi 27 gaussów, w miejscu *c* już tylko 12 gaussów. Liczba *L* wiązek przebiegających przez 1 cm^2 normalnie wyraża wszędzie wartość liczbową panującego tam wektora *H*.

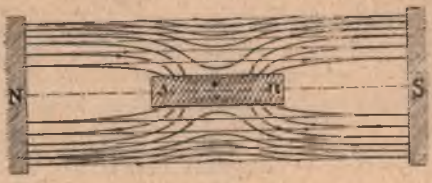
W podobny sposób będziemy starali się uzmysłowić ustrój innych, zawilszych pól magnetycznych. *Wiązką pola magnetycznego* nazwiemy wąską rurkę, której pobocznica składa się z linij pola. Będziemy sobie wyobrażali, że z bieguna *N* wybiega $4\pi M$ wiązek, gdzie M jest liczbową wartością dodatniej ilości *M* magnetyzmu zawartej w biegunie; do południowego bieguna *S*, obdarzonego ujemną ilością $-M$ magnetyzmu, wbiega wówczas $4\pi M$ wiązek. Wiązki rozszerzają się poprzecznie w miejscach, w których pole jest słabe; kurczą się, gdzie pole jest silne; liczba wiązek, przecinających normalnie 1 cm^2, wyraża liczbową wartość panującego w danem miejscu wektora *H*.

Wyobraźmy sobie pole, w którem wektor *H* ma wszędzie jednakową wartość i jednakowy kierunek; tak zbudowane pole magnetyczne (podobnie jak analogiczne elektryczne, § 20) nazywamy *jednorodnem*. Linje jednorodnego pola są wszędzie proste, do siebie równoległe; wiązkami pola są walce proste, których osi są równoległe; liczba wiązek, normalnie przebiegających przez 1 cm^2, jest wszędzie ta sama. Bardzo jest trudno rzeczywiście wytworzyć pole ściśle jednorodne. Przypuśćmy, że zwrócone ku sobie powierzchnie przeciwnych biegunów dwóch magnesów (których pozostałe bieguny są bardzo odległe) znajdują się w nieznacznym od siebie odstępie; środkowa część pola będzie przybliżenie jednorodna. W środkowej części szczupłej przerwy pierścienno magnesu (rys. 67) tworzy się podobnie pole przybliżenie jednorodne.

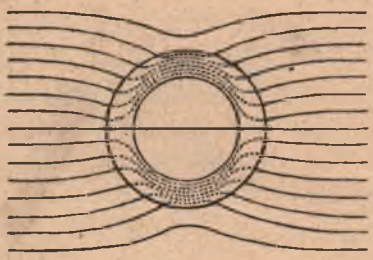
§ 59. Żelazo w polu magnetycznem.

Wyżarzywszy kawałek żelaza (ażeby pozbawić go śladów przypadkowego magnetyzmu), wprowadzamy go do pola magnetycz-

nego; w żelazie przez indukcję budzi się namagnesowanie. Będąc magnesem, żelazo tworzy teraz w otoczeniu nowe, własne pole które dodaje się do pierwotnego; powstaje pole wypadkowe, ostateczne; zwłaszcza w sąsiedztwie żelaza może ono być zupełnie różne od pierwotnego. Wyobraźmy sobie naprzykład, że pole pierwotne *SN* (rys. 74) było jednorodne; jego linje na rys. 74-ym są wskazane jako cienkie, proste linje. Do pola *SN* wprowadzamy prostopadłościenną sztabkę żelazną *ns*; krzywe grube na rys. 74-ym wyrażają przebieg linij zmienionego czyli wypadkowego pola. Na rys. 75-ym widzimy podobnie przebieg linij pola, które pierwotnie było jednorodne, zostało zaś zakłócone przez wniesienie żelaznego pierścienia. Widzimy, iż żelazo zachowywa się tak, jak gdyby pociągało ku sobie linje pierwotnego pola; dlatego w jednych zakresach pola linje gęstnieją, w innych rzedną; w pierwszych pole wzmaga się zatem, w drugich słabnie; w okolicy naprzykład otoczonej przez pierścień pole znika niemal zupełnie. Grubościenne naczynie żelazne osłania podobnie swe wnętrze przed każdem polem magnetycznem zewnętrznem.



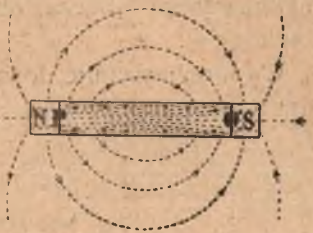
Rys. 74


Rys. 75.

Mówiliśmy dotychczas, iż linje wychodzą z północnego bieguna magnesu, wchodzą zaś do południowego; mówiliśmy więc tylko o przebiegu linij przez powietrze lub próżnię. Za przykładem Faradaya i Maxwella prowadzimy linje również i w łonie żelaza, przedłużając te, które biegną w powietrzu lub próżni; linjom w żelazie idącym nadajemy zatem kierunek od południowego, przez indukcję wzbudzonego bieguna do (podobnie wytworzonego) północnego. Tak prowadzone, na rys. 74 i 75 kropkowane linje skupiają się w żelazie i, jak widzimy, stłaczają się ciasno.

Namagnesowanie trwałego (np. stalowego) magnesu nie różni się niczem istotnem od wzbudzonego (np. w miękkiem żelazie)

przez indukcję; możemy wyobrazić sobie, iż namagnesowanie trwałego magnesu jest pozostałością, którą on zachował, gdy oddalono pole magnesujące. Do pola i do wnętrza trwałego magnesu możemy więc zastosować sposób prowadzenia linij i wiązek, którym przed chwilą posługiwaliśmy się, rozważając zachowanie się żelaza namagnesowanego przez indukcję. Wyobraźmy sobie magnes trwały *NS* (rys. 76); linje otaczającego go pola wychodzą z północnego bieguna i zmierzają, biegnąc w powietrzu, ku południowemu; prowadzimy je dalej wewnątrz magnesu, tak iż kierują się w nim od południowego do północnego bieguna. Odosobnijmy w myśli niewielką część *NP* magnesu, przylegającą do *N*; gdybyśmy oddzielili tę część *NP* od reszty *PS*, byłaby ona sama przez się całkowitym magnesem; linje, które z niej wyszły, musiałyby do niej powrócić. Z zewnętrznej powierzchni części *NP* (z tej, która graniczy z powietrzem) linje wybiegają nazewnątrz; przez płaszczyznę *P* wewnętrznego przecięcia (zatem w żelazie) linje wracają do *NP*, zmierzając ku *N*. Podobnie rozumujemy, rozważając część *QS*, przylegającą do południowego bieguna.



Rys. 76.

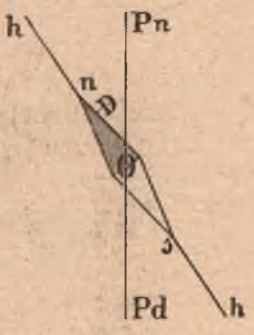
§ 60. Pole magnetyczne ziemskie.

W §§ 48 i 51-ym wspomnieliśmy już o tem pokrótce, że kula ziemska jest magnesem; powiedzieliśmy, że mieszkamy w pewnem polu magnetycznem, stosunkowo dość słabem, stworzonem przez samą przyrodę. Choć w najogólniejszym zarysie, poznajmy budowę tego t. zw. *ziemskiego* pola magnetycznego.

Przypuśćmy, iż igła magnesowa *ns* może poruszać się tylko w płaszczyznie *poziomej*, dokoła osi nieruchomej pionowej; w tej jednak poziomej płaszczyznie może poruszać się zupełnie swobodnie. Taką igłę magnesową nazywamy *deklinacyjną*. Gdy igła jest w równowadze, oś jej *sn* ustanawia się w płaszczyznie tworzącej pewien kąt z płaszczyzną geograficznego południka. Niechaj płaszczyzna rys. 77-go wyobraża płaszczyznę poziomą; prosta *Pd-Pn* niechaj będzie przecięciem płaszczyzny poziomej z płaszczyzną południka geograficznego; *O-Pn* idzie na północ,

O-Pd na południe. Płaszczyzna *hh* poprowadzoną przez *sn* prostopadle do płaszczyzny poziomej, nazywa się *magnetycznym południkiem*; ostry kąt dwuścienny, zawarty między płaszczyznami geograficznego i magnetycznego południka, nazywa się *deklinacją* $\mathfrak{D}$ lub *magnetycznem zboczeniem*. Biegun północny igły deklinacyjnej zbacza obecnie w Polsce przybliżenie o 5° ku zachodowi.

Wyobraźmy sobie doświadczenie odmienne. Igłę magnesową *ns* umieszczamy na osi nieruchomej *poziomej*, przechodzącej przez środek ciężkości igły a zarazem prostopadłej do płaszczyzny magnetycznego południka; igła może zatem poruszać się tylko w płaszczyznie tego południka, ale w niej poruszać się może zupełnie swobodnie. Taką igłę nazywamy *inklinacyjną*. Niechaj



Rys. 77.

Rys. 78.

płaszczyzna rys. 78-go wyobraża płaszczyznę południka magnetycznego; *OV* niechaj będzie w niej kierunkiem pionowym ku dołowi idącym, *hOh* niechaj będzie kierunkiem poziomym czyli przecięciem płaszczyzny magnetycznego południka z płaszczyzną poziomą. Gdybyśmy spółcześnie w Polsce ustawili taką igłę inklinacyjną, przekonalibyśmy się, że ona jest w równowadze, gdy biegun *n* wskazuje pod poziom prostej *hh*. Ostry kąt *hOn*, zawarty między kierunkiem osi *sn* a najbliższym kierunkiem *Oh*, nazywamy *inklinacją* $\mathfrak{I}$ lub *magnetycznem nachyleniem*; wynosi on obecnie w Polsce około 66°.

Dwa kąty, których określenia poznaliśmy, deklinacja $\mathfrak{D}$ oraz inklinacja $\mathfrak{I}$, wyznaczają kierunek, który, w danem miejscu powierzchni ziemi, przybiera oś igły znajdującej się w równowadze. Jak z § 56-go wiadomo, w każdem miejscu pola magnetycznego

oś małej igiełki ustanawia się w kierunku wektora H pola; kąty $\mathfrak{D}$ oraz $\mathfrak{J}$ wyznaczają zatem kierunek wektora H pola panującego w danem miejscu powierzchni ziemi. Ażeby w pełni poznać ów wektor, powinniśmy nadto jeszcze wiedzieć, jaka jest jego wartość lub jaka jest wartość jednej z pomiędzy jego składowych; praktycznie najważniejsza jest składowa pozioma h wektora H:

1. $$h = H \cos \mathfrak{J}$$

czyli t. zw. *składowa pozioma natężenia magnetyzmu ziemskiego* w danem miejscu; wynosi ona obecnie w Polsce około 0 19 gaussa. Wielkości $\mathfrak{D}$, $\mathfrak{J}$ oraz h nazywamy zazwyczaj *elementami magnetycznemi* miejsca wybranego na powierzchni ziemi.

Rys. 79 streszcza, co powiedzieliśmy; oto objaśnienie użytych w nim oznaczeń:

O miejsce spostrzeżeń na powierzchni ziemi

$OPhZ$ płaszczyzna pozioma w O

OV kierunek pionowy ku dołowi

$OVpP$ płaszczyzna południka geograficznego

OP ku północy, OZ ku zachodowi

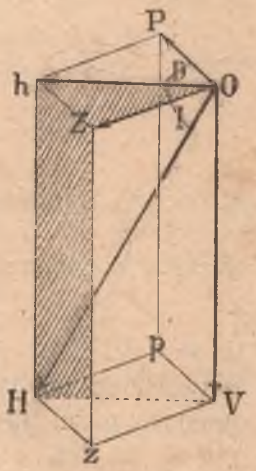
$OVHh$ płaszczyzna południka magnetycznego

OH wektor magnetyczny całkowity H

Oh składowa pozioma nat. magn. ziemskiego

$\mathfrak{D}$ deklinacja (zboczenie magnetyczne)

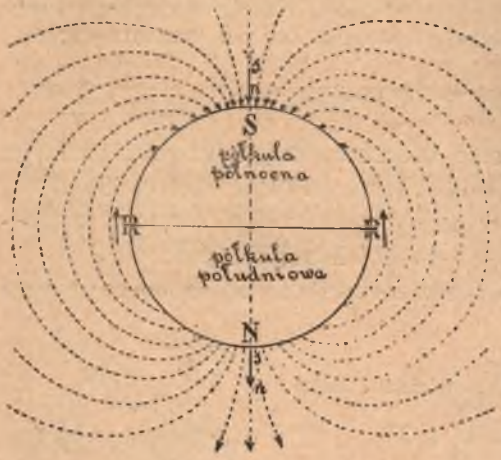
$\mathfrak{J}$ inklinacja (nachylenie magnetyczne)



Rys. 79.

Pole ziemskie magnetyczne zaczęto badać dokładniej dopiero w drugiej połowie XIX-go stulecia; obecnie badanie to jest prowadzone z usilnością i skrzętnością największą. Ucywilizowane narody utworzyły dziś zasobne obserwatorja magnetyczne; w Polsce mamy dotychczas tylko skromną stację w Świdrze pod Warszawą. Liczne lądowe i morskie wyprawy magnetyczne (np. podróże okrętu Gauss Instytucji Carnegie w Waszyngtonie) uzupełniają pracę zakładów stałych. Do jakich wyników doprowadziły te spostrzeżenia?

Zgrubsza przybliżone (acz nader niedokładne) wyobrażenie o budowie magnetycznego pola, otaczającego kulę ziemską, możemy powziąć z rys. 80-go. Widzimy tu linje pola, które wybiegają z powierzchni półkuli magnetycznej południowej i wbiegają do powierzchni półkuli magnetycznej północnej. Jak wiemy, w każdem miejscu pola igła magnesowa kręcąca się swobodnie ustawiałaby się stycznie do linji przebiegającej przez dane miejsce; oś *sn* igły byłaby zwrócona w kierunku wskazanym na rycinie przez strzałki. Igła ustawia się zatem *pionowo* w sąsiedztwie punktów *S* (w półkuli północnej) oraz *N* (w południowej); biegun *n* igły wskazuje w *S* ku dołowi, w *N* ku górze. Punkty te *S* i *N* nazywają się *magnetycznemi biegunami ziemi.* W biegunach magnetycznych mamy



Rys. 80.

2. $$\vartheta = 90^0; \quad h = 0.$$

Na linji *RR* tak zwanego *magnetycznego równika* swobodnie kręcąca się igła magnesowa ustawia się *poziomo*; we wszystkich punktach takiej linji mielibyśmy

3. $$\vartheta = 0^0; \quad h = H.$$

Wyprawy podbiegunowe dotarły kilkakrotnie do magnetycznych biegunów ziemi. Według Sir James Rossa biegun *S* leżał w r. 1831 wewnątrz wyspy Boothia Felix, należącej do Dominjum Kanady, na północ od lądu stałego Ameryki Północnej. Kapitan Amundsen znalazł go w r. 1905 nieco dalej na zachód, pod 70° 5′ szer. półn., 96° 46′ dług. zach. Biegun *N* ziemi, odkryty w r. 1909 przez wyprawę angielską Shackletona, znajduje się pod 72° 25′ szer. płdn., 154° dług. wsch. Położenie magnetycznych biegunów może być do pewnego stopnia przypadkowe, może zależeć np. od natury sąsiednich części skorupy ziemskiej; ważniejsze jest położenie idealnej *osi magnetycznej* naszej planety, wynikające z ogółu jej magnetycznych własności.

Jak powiedzieliśmy, pole magnetyczne ziemskie nie jest bynajmniej tak proste, jak wynikałoby z rys. 80-go. Linje pola nie są płaskiemi krzywemi; południki magnetyczne wiją się nieregularnie po powierzchni ziemi. Linje krzywe wska-

zujące w każdem miejscu powierzchni ziemi kierunek jej przecięcia z miejscowym południkiem magnetycznym (t. zw. linje Duperreya) biegną od jednego magnetycznego bieguna do drugiego, przecinając się najrozmaiciej z geograficznemi południkami.

W danem miejscu powierzchni ziemi elementy magnetyczne nie zachowują stałych wartości; całe pole zmienia się nieustannie. Jedne zmiany elementów, t. zw. *wiekowe*, odbywają się powoli lecz trwale i po dłuższych okresach czasu dochodzą do znacznych wartości; inne zmiany dokonywają się *perjodycznie*, powtarzają się zatem i znowu znikają w rozmaitych, krótkich i długich okresach; niekiedy wydarzają się także skoki nagłe, niespodziewane, które nazywamy *magnetycznemi zaburzeniami.*

W wielkim trudzie, z wytrwałym zapałem badają uczeni zjawiska magnetyzmu ziemskiego; dlaczego to czynią? Słabe pole magnetyczne ziemskie odegrało istotną rolę w dziejach rasy ludzkiej. Kierując się wskazówkami busoli, mieszkańcy zachodniej Europy odważyli się wypłynąć na oceany, co ich doprowadziło do poznania i opanowania niemal całej powierzchni ziemi. Ale nietylko w morskiej żegludze; igła magnesowa ma również zastosowanie w górnictwie, w lotnictwie. Jakkolwiek jednak doniosłe są praktyczne korzyści nauki, nie one są istotnym jej celem i prawdziwą jej troską. Magnetyzm, zwany ziemskim, *nie* jest wyłącznie ziemskiem zjawiskiem; jest również objawem węzłów i związków, dziś jeszcze niedosyć jasnych, które ziemię naszą łączą ze słońcem i z innemi okruchami wszechświata.

Zadania.

1. Magnes umieszczamy na korku, korek na powierzchni wody. Czy korek popłynie na północ lub na południe? jak zachowa się?

2. Gdy ważymy kawałek żelaza, czy powinniśmy obawiać się wówczas, ażeby wpływ magnetyzmu ziemi nie wywołał błędu w pomiarze?

3. Dwie igiełki stalowe wiszą obok siebie, uczepione oczkami na nici; jak zachowają się, gdy zbliżymy ku nim silny magnes od dołu?

4. Biegun N silnego magnesu zbliża się z wielkiej odległości do bieguna n igły słabo namagnesowanej; co dostrzegamy?

5. Nie wiedząc, czy igła jest namagnesowana, badamy ją magnesem; czy możemy odpowiedzieć, że jest, gdy zauważymy odpychanie?

6. Dwa magnesy linjowe jednakowej długości, jednostajnie i jednakowo namagnesowane, ustawiamy w jednej prostej, zawsze w tej samej od siebie odległości; raz zwracamy ku sobie jednoimienne, drugi raz różnoimienne bieguny. Czy odpychanie w pierwszem położeniu jest równe przyciąganiu w drugiem?

7. W polu linjowego, jednostajnie namagnesowanego magnesu NS znajduje się krótki, linjowy, jednostajnie (lecz słabo) namagnesowany magnes ns; w dowolnie wybranej skali narysować wypadkowe siły działające na bieguny N, S, n, s.

8. Po wielu próbach udało nam się sporządzić magnes, którego każdy biegun zawiera 1 magn.-stat. jednostkę ilości magnetyzmu. Chcemy znaleźć ilość magnetyzmu w dowolnym innym magnetycznym biegunie. Gdy wzajemna odległość badanego i jednostkowego bieguna wynosi 1 cm, siły między niemi czynne wynoszą 3 dyny; jaka jest ilość magnetyzmu w badanym biegunie? Oddalamy ten biegun do 2 cm; jaka działa nań siła?

9. Ilość magnetyzmu w biegunie N wynosi 27 magn.-stat. jedn.; znaleźć wartość i kierunek wektora H pola wytwarzanego przez N w odległości 3 cm, jeżeli biegun S jest bardzo odległy. Porównać wartość znalezioną z wartością składowej poziomej natężenia magnetyzmu ziemskiego w Polsce.

10. Drut sporządzony z miękkiego żelaza i wyżarzony następnie umieszczamy w kierunku linji pola magnetycznego ziemskiego; jakiego skutku możemy oczekiwać?

11. Ilość magnetyzmu biegunów N i S linjowego magnesu, długości 10 cm, wynosi $+10$ i -10 magn.-stat. jednostek. Jakie pole panuje w punktach P, Q leżących w przedłużeniu osi SN, w odległości 20 cm od biegunów?

12. Za oś magnetyczną ziemi uważamy prostą, łączącą magnetyczne bieguny; czy oś ta przechodzi przez środek kuli ziemskiej?

13 Czy możemy obliczyć składowe Oh, OP, OZ, OV (rys. 79), znając wartość H oraz kąty $\mathcal{D}$ i $\mathcal{J}$? Znając OP, OZ, OV, jak obliczyć H? Znając Oh i $\mathcal{J}$, jak obliczyć OV?

14. Podróżnik posuwa się po powierzchni kuli ziemskiej, idąc wciąż w kierunku wskazywanym przez oś deklinacyjnej igiełki; po jakiej linji odbywa się podróż? dokąd zaprowadzi? Dokąd zaszedłby podróżnik, który zwracałby się zawsze przeciwnie do kierunku wskazywanego przez oś deklinacyjnej igiełki?

15. Punkty środkowe dwóch identycznych magnesów linjowych złączono ze sobą, skrzyżowawszy osi magnesów pod kątem prostym. Jeżeli umieścimy ten układ na osi pionowej, przechodzącej przez wspólny środek magnesów, jakie przybierze on położenie w polu magnetycznem ziemskiem?

16. Łódź podwodna, zbudowana ze stali, jest (w głębi wód) ze wszystkich stron całkowicie zamknięta; czy we wnętrzu takiej łodzi możemy w zwykły sposób korzystać ze wskazówek żeglarskiego kompasu?

ROZDZIAŁ CZWARTY.

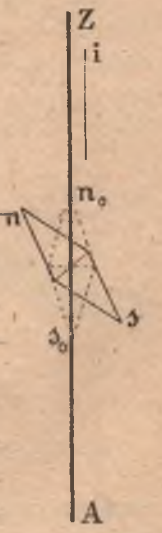
Pole magnetyczne prądu.

§ 61. Odkrycie Oersteda.

Już w końcu XVIII-go stulecia zaczęto przypuszczać, że między elektrycznemi a magnetycznemi zjawiskami istnieje jakowaś łączność i spójnia; ale poszukiwano jej tam, gdzie (jak dziś wiemy) nie istnieje. Spoczywający przewodnik, na którym elektryczny ładunek znajduje się w równowadze, nie tworzy w otoczeniu pola magnetycznego. Zjawiska elektrostatyczne z magnetostatycznemi *nie* mają związku.

Do swobodnie kręcącej się magnesowej igiełki *ns* zbliżamy przewodnik *C* silnie naelektryzowany. Ładunek elektryczny ciała *C* budzi indukowane ładunki w stalowej igiełce, dlatego pomiędzy *C* a *ns* możemy zauważyć działanie pewnych sił; ale przekonywamy się łatwo, że są to siły elektrostatyczne. Duża zasłona, wyrobiona z cynku, glinu lub miedzi, przecina wszelkie pomiędzy *C* a *ns* oddziaływania; wstawiona pomiędzy igiełkę *ns* a magnes *NS*, nie zakłóca wcale sił czynnych pomiędzy magnetycznemi temi układami.

Bliski natomiast związek istnieje pomiędzy magnetyzmem a zjawiskiem prądu elektrycznego: *prąd elektryczny tworzy pole magnetyczne w całem swem otoczeniu*. Odkrycia tego faktu, doniosłości niezmiernej, dokonał w r. 1820 H. Chr. Oersted w Kopenhadze.



Rys. 81.

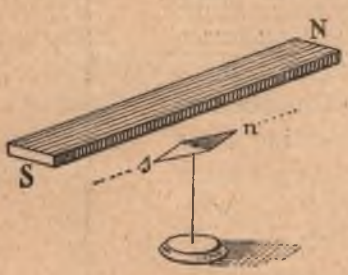
Wyobraźmy sobie igiełkę magnesową deklinacyjną; gdy oś igiełki przypada w płaszczyźnie miejscowego południka magnetycznego, nie dąży ona, jak wiadomo, do wyjścia z tej płaszczyzny. Przypuśćmy, że *ponad* igiełką, w tejże płaszczyźnie magnetycznego południka, biegnie poziomo długi, prosty drut metalowy, przez który przepuszczamy prąd elektryczny; skoro połączenia zostały uskutecznione, igiełka wychyla się z płaszczyzny magnetycznego

południka. Przypuśćmy, że płaszczyzna rys. 81-go jest pozioma; AZ jest leżącym w niej drutem, w którym w kierunku od A do Z płynie prąd elektryczny; płaszczyzna południka magnetycznego jest pionowa i przecina się wzdłuż prostej AZ z płaszczyzną poziomą. Dopóki w drucie AZ niema jeszcze prądu, oś igiełki magnesowej zajmuje położenie $s_0 n_0$; gdy prąd płynie, igiełka wykręca się, jej oś przybiera położenie sn; gdy patrzymy z góry, wydaje nam się, że biegun n odchylił się w lewo, biegun s w prawo. Oś igiełki w położeniu sn wskazuje kierunek wektora panującego pola; lecz pole to składa się oczywiście z dwóch pól: (I) z pola magnetycznego ziemskiego (II) z pola magnetycznego, tworzonego przez prąd elektryczny. To drugie pole będziemy nieraz nazywali *elektromagnetycznem polem.*

Powtórzmy opisane doświadczenie, zmieniając jego układ w jednym tylko względzie: przypuśćmy, że drut AZ leży *pod* igiełką ns zamiast, jak poprzednio, nad nią. Gdy prąd płynie (od A do Z jak poprzednio), biegun n odchyla się w prawo, biegun s w lewo, wprost przeciwnie niż w doświadczeniu poprzedniem.

§ 62. Magnetyczne pole towarzyszące prostolinjowemu prądowi.

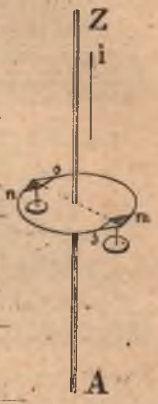
Pole magnetyczne ziemskie było nam tylko przeszkodą w badaniu sił, wywieranych na magnesy przez prąd elektryczny; dodając się do pola elektromagnetycznego, zasłaniało przed nami jego prostą i niezmiernie piękną budowę. Spróbujmy zrównoważyć wpływ pola ziemskiego przy pomocy t. zw. *kierowniczego* magnesu. Przypuśćmy, że pod wpływem pola ziemskiego igła magnesowa przybrała położenie ns w płaszczyźnie południka magnetycznego (rys. 82). Do igły zbliżamy silny magnes, którego oś SN umieszczamy również w płaszczyźnie południka magnetycznego, równolegle do osi sn. Działanie kierowniczego magnesu SN sprzeciwia się wpływowi pola ziemskiego: zdala go osłabia, zbliska go zwycięża, zmuszając igłę do wykręcenia się o 180°. Znajdujemy łatwo położenie magnesu, w którem jego działanie na igiełkę znosi



Rys. 82.

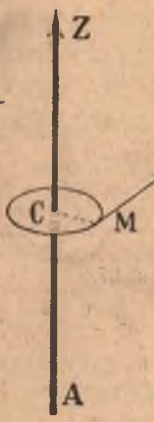
wpływ pola ziemskiego. Powtarzając doświadczenie Oersteda przy pomocy igiełki, którą (wiadomym teraz sposobem) wyjęliśmy z pod wpływu pola ziemskiego, przekonywamy się, że w położeniu równowagi oś *sn* igiełki ustanawia się *prostopadle* do kierunku prądu *AZ*.

Sprawdźmy, czy wniosek ten stosuje się ogólnie. Ustawiamy pionowo drut *AZ*, w którym prąd elektryczny płynie w kierunku od *A* do *Z*; w sąsiedztwie umieszczamy magnesową igiełkę *ns* ruchomą w płaszczyźnie poziomej (rys. 83). Usunąwszy igiełkę z pod wpływu pola ziemskiego, spostrzegamy, że oś igły ustanawia się wszędzie prostopadle do kierunku prądu. Przypuśćmy, że, jak na rys. 84-ym, prąd w *AZ* płynie pionowo do góry; chcemy poznać kierunek wektora *H* pola elektromagnetycznego w miejscu *M*. Z punktu *M* prowadzimy prostą *MC* prostopadłą do *AZ*; promieniem *CM*, w płaszczyźnie prostopadłej do *AZ*, zataczamy obwód koła; wektor *H* magnetycznego pola tworzonego w *M* przez prąd *AZ* jest umiejscowiony w stycznej *MH* poprowadzonej w *M* do obwodu koła. Koło zbudowane promieniem *CM* w płaszczyźnie prostopadłej do *AZ* jest zatem *linją pola* elektromagnetycznego, przechodzącą przez punkt *M*. *Linje pola magnetycznego towarzyszącego prostolinjowemu prądowi są kołowe.*

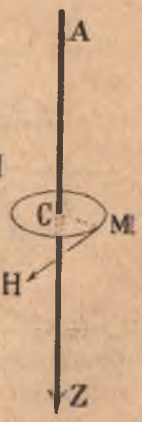


Rys. 83.

Znamy już umiejscowienie wektora *H*; w którą stronę stycznej jest on zwrócony? Odwróćmy kierunek prądu w drucie *AZ*; przypuśćmy, że prąd płynie pionowo ku dołowi (rys. 85). Oś *sn* igły ustanawia się znów prostopadle do kierunku prądu ale zwraca się w kierunku przeciwnym poprzedniemu kierunkowi; kierunek wektora *H* odwraca się zatem, gdy prąd się odwraca.



Rys. 84.

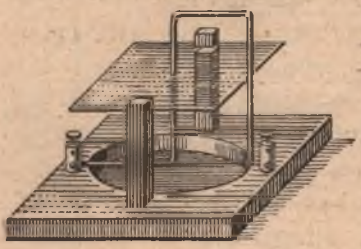


Rys. 85.

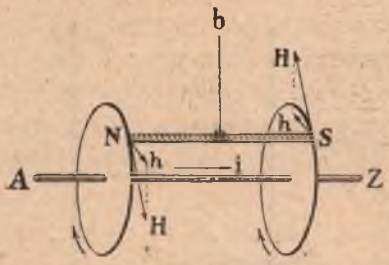
Wypowiadamy teraz twierdzenie, które obejmuje wszystkie przypadki. Wyobraźmy sobie obserwatora tak umieszczonego, iż prąd elektryczny płynie przez niego, od stóp ku głowie; spo-

glądając na punkt *M* (ryss. 84 i 85), obserwator dostrzega, iż *obrót wskazywany przez wektor H odbywa się w kierunku przeciwnym kierunkowi ruchu wskazówek na tarczy zegara.* Prawidło to, zwane *regułą Ampère'a*, rozstrzyga o kierunku wektora pola elektromagnetycznego w uważanym przypadku.

Przez środek cienkiej szyby szklanej (lub karty tektury) przechodzi drut metalowy (rys. 86), w którym płynie dość silny prąd elektryczny; szyba jest posypana jednostajnie pyłem drobnych żelaznych opiłek. Lekko wstrząsając szybę, otrzymujemy *widmo* pola elektromagnetycznego, podobnie jak w rozdz. III-im wytwarzaliśmy widma pól magnetycznych statycznych. Na tak otrzymanych widmach występuje wyraźnie kołowa postać linij pola magnetycznego, towarzyszącego prostolinjowemu prądowi. Owa kołowa postać linij pola zasługuje na szczególną uwagę; wynika z niej jasno, że prąd nie przyciąga wprost ku sobie magnetycznych biegunów ani ich od siebie wprost nie odpycha; prąd usiłuje zmusić bieguny do ruchu po orbitach kołowych, do własnego swego kierunku poprzecznych; biegun północny w kierunku wektora *H*, biegun południowy w przeciwnym. Po raz pierwszy spotykamy się z takiem *wykręcającem* działaniem. Elektromagnetyczne siły, jak widzimy, różnią się istotnie od powszechnego ciążenia, od elektrostatycznych i magnetostatycznych sił, które sprowadzają się wszystkie do przyciągań lub odpychań umiejscowionych w linjach prostych: od masy do masy, od ładunku do ładunku, od bieguna do bieguna.



Rys. 86.



Rys. 87.

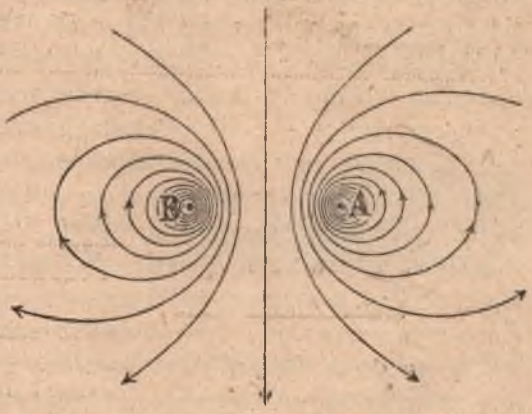
Powróćmy jeszcze raz do doświadczenia Oersteda. Przypuśćmy, że prąd płynie poziomo w drucie *AZ* (rys. 87), w kierunku od *A* do *Z*. Magnes *NS* umieszczony w pobliżu, również poziomo, na pionowej osi *ab*, doznaje sił *H*, *H* od prądu *AZ*; poziome składowe *h*, *h* tych sił tworzą parę sił, która skłania magnes *NS* do obrotu dokoła osi *ab*; por. §§ 88 i 97 tomu I-go. Zdajemy sobie teraz sprawę z mechanizmu doświadczenia Oersteda i możemy łatwo rozważyć jego rozmaite przypadki.

§ 63. Magnetyczne pole towarzyszące kołowemu prądowi.

Przypuszczaliśmy w artykule poprzednim, że prąd, który sprawia pole magnetyczne, płynie w drucie bardzo długim i prostym. Przypatrzmy się teraz innemu przypadkowi. Przypuśćmy, że prąd

płynie w drucie mającym postać obwodu koła; zbadajmy pole, które tworzy się w środku koła. Posługujemy się znowu prostym sposobem widm magnetycznych. Prostopadle do szyby lub karty papieru umieszczamy kołowy obwód prądu (rys. 88); połowa obwodu znajduje się pod szybą, druga połowa nad nią. Z widma, które otrzymujemy, wnosimy o postaci linij elektromagnetycznego pola (rys. 89). Tuż koło obwodu linje są niemal kołowe; nieco odleglejsze linje okrążają jeszcze prąd w krzywych zamkniętych ale już nie są kołami. W każdem miejscu pola wektor H jest styczny do przebiegającej przez to miejsce linji pola. Umieszczając w polu igiełkę magnesową deklinacyjną, przekonywamy się, w którą stronę stycznej kieruje się wektor H. Przypuśćmy, że w punkcie A (rys 89) prąd płynie *do góry* (z pod poziomej płaszczyzny rysunku ponad nią); że przeciwnie w punkcie B płynie *ku dołowi* (z ponad płaszczyzny rysunku pod nią); strzałki rys. 89 go wskazują, jak wówczas skierowany jest w różnych miejscach wektor H Wyobrażając sobie obserwatora, bądź w A (stopy pod płaszczyzną rysunku, głowa nad nią) bądź w B (wprost przeciwnie), spostrzegamy, że *kierunek wektora H zgadza się wszędzie z regułą Ampère'a.* W okolicy środka obwodu prądu linje wyprostowują się; pole zbliża się tam do pola jednorodnego; linje pola w tem miejscu stają się prostopadłe do płaszczyzny obwodu; skierowanie wektora H wynika tu oczywiście z jego skierowania w linjach sąsiednich. *Osią* kołowego obwodu nazwijmy linję prostą poprowadzoną przez jego środek, prosto-

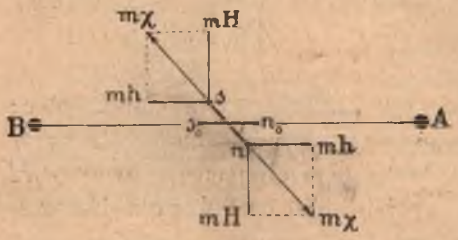
Rys. 88.



Rys. 89.

padle do jego płaszczyzny; w osi tej wyobraźmy sobie obserwatora tak umieszczonego, że wektor H przebiega przezeń od stóp ku głowie; *patrząc na obwód, obserwator dostrzega, że prąd płynie w nim w kierunku przeciwnym kierunkowi ruchu wskazówek na tarczy zegara.* Nowa ta reguła zgadza się widocznie z poprzednią, z prawidłem Ampère'a.

Kołowy obwód prądu umieśćmy w płaszczyznie miejscowego południka magnetycznego; następnie, przy pomocy małej deklinacyjnej igiełki $n_0 s_0$ (rys. 90) zbadajmy pole w okolicy środka obwodu. Pozioma płaszczyzna rys. 90-go jest prostopadła do płaszczyzny obwodu, który przedstawia się w rzucie jako prosta AB. Jak w rys. 89-ym, przypuszczamy, że prąd płynie w A do góry, w B na dół. Pod działaniem prądu oś igiełki odchyla się i przybiera położenie sn, tworząc kąt θ z pierwotnym kierunkiem $s_0 n_0$. Jakie siły sprawiają to odchylenie? Biegun n igiełki, obdarzony dodatnią ilością m magnetyzmu, znajduje się pod wpływem dwóch sił: (I) elektromagnetycznej siły mH, prostopadłej do BA, skierowanej zgodnie z regułą przed chwilą podaną (II) siły mh sprawianej przez pole magnetyczne ziemskie; h jest składową poziomą natężenia magnetyzmu ziemskiego w miejscu spostrzeżeń (§ 60); siła mh jest skierowana równolegle do BA. Na przeciwny biegun s działają siły, również mH i mh wynoszące, lecz skierowane przeciwnie niż te, które przyłożone są do n. Rozumiejmy przez $m\chi$ wypadkową sił mH i mh; igła znajduje się w równowadze, gdy wypadkowa $m\chi$ przypada bądź w kierunku sn (u bieguna n), bądź ns (u bieguna s). Ponieważ kąt zawarty pomiędzy kierunkami mh i $m\chi$ jest równy kątowi θ, o który odchyliła się oś igły, otrzymujemy:



Rys. 90.

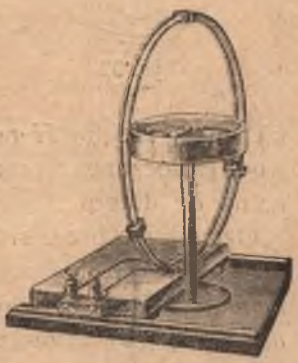
$$1. \qquad H = h \operatorname{tang} \theta.$$

W równaniu (1) nie występuje ilość m, ponieważ wszystkie siły są do niej proporcjonalne. Znając wartość składowej h, możemy obliczyć wartość H ze spostrzeżeń wykonanych nad wychylaniem się θ igły magnesowej.

§ 64. Związek pomiędzy elektrycznemi i magnetycznemi pojęciami.

W rozdz. II-gim poznaliśmy pojęcie *natężenia* prądu elektrycznego; widzieliśmy, że możemy mierzyć wartość tego natężenia. Wyobraźmy sobie obwód kołowy i przypuśćmy, że przesyłamy przezeń prądy różnych znanych nam natężeń; badając pola magnetyczne, które tworzą się w środku obwodu, przekonywamy się o słuszności następującego ważnego twierdzenia: w środku danego (zawsze jednakowego) obwodu wartość stycznej kąta odchylenia igły magnesowej, t. j. tang θ, jest proporcjonalna do natężenia i prądu płynącego w obwodzie; *wartość wektora H pola magnetycznego panującego w środku obwodu jest zatem również proporcjonalna do natężenia prądu.*

Wyobraźmy sobie zwój, złożony z n jednakowych, kołowych, niezmiernie siebie bliskich obwodów, w których prąd płynie w tym samym (zgodnym) kierunku (rys. 91); taki zwój nazwiemy n-krotnym obwodem prądu elektrycznego. Z dwóch, w każdym względzie identycznych drutów, wyginając je rozmaicie, sporządźmy dwa obwody kołowe; całkowita przewodząca droga prądu, złożona z obwodu i doprowadzających drutów, jest zatem w obu razach ta sama. Pierwszy obwód (O_1) ma być jednokrotny, drugi (O_n) n-krotny; ich promienie mają być jednakowe. Gdy prąd, który pochodzi z tego samego stałego źródła, płynie przez przewodniki identyczne, musi mieć w obu razach jednakowe natężenie; natężenie i prądu w obwodach O_1 i O_n jest zatem jednakowe. Zbadawszy pole magnetyczne w środku obwodów, przekonywamy się, że wektor H w środku O_n ma wartość n razy większą niż wektor H w środku O_1. Mogliśmy oczekiwać takiego wyniku; z § 34-go wnosimy istotnie, że wiązka n równoległych, tuż obok siebie płynących, identycznych prądów, z których każdy ma natężenie i, jest równoważna jednemu takiemu prądowi o natężeniu ni.

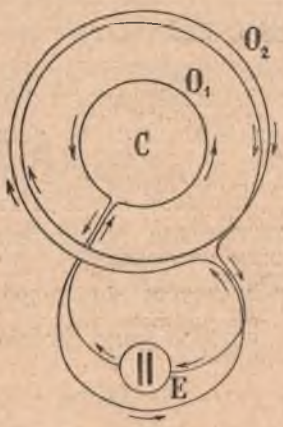


Rys. 91.

Zbierając dotychczasowe wyniki, powiadamy: wektor H pola elektromagnetycznego, tworzącego się w środku n-krotnego kołowego obwodu, gdy w obwodzie tym płynie prąd o natężeniu i,

jest proporcjonalny do n oraz do i; innemi słowy, jest proporcjonalny do iloczynu ni.

Zapytujemy jeszcze: czy wektor H nie zależy również od promienia obwodu? gdy promień ten wzrasta, wektor H musi się zmniejszać. Uciekamy się do próby następującej. W płaszczyźnie południka magnetycznego umieszczamy dwa spółśrodkowe obwody (rys. 92): jednokrotny O_1 i dwukrotny O_2; promień dwukrotnego obwodu ma być dwa razy dłuższy niż promień jednokrotnego; przez obadwa obwody O_1 i O_2, jak widzimy z rysunku, płynie ten sam prąd, pochodzący z ogniwa lub baterji E, ale opływa je w kierunkach przeciwnych. Igiełka deklinacyjna, umieszczona we wspólnym środku C obwodów, nie wychyla się z ich płaszczyzny; wnosimy zatem, że obwód O_2 działa na igłę równie silnie jak O_1 lecz w przeciwnym kierunku. Wektor H pola, które panuje w środku kołowego obwodu zatoczonego promieniem r, jest więc odwrotnie proporcjonalny do długości promienia r.



Rys. 92.

Oznaczając przez A spółczynnik proporcjonalności, niezależny od n, i, r, powiadamy ostatecznie: *wektor H pola magnetycznego panującego w środku n-krotnego kołowego obwodu o promieniu r, gdy w obwodzie tym płynie prąd o natężeniu i, jest*

1. $$H = A\frac{ni}{r}.$$

Zatrzymajmy się na chwilę nad tem twierdzeniem. Pojęcie natężenia i zależy, jak wiemy, od pojęcia ładunku elektrycznego (§ 34), fundamentalnego w elektrostatyce. Pojęcie magnetycznego wektora H jest jednem z najważniejszych pojęć magnetycznych i z innemi magnetycznemi wiąże się ściśle (§ 56). Po raz pierwszy w naszym wykładzie, równanie (1) ustanawia więc *związek pomiędzy elektrycznemi a magnetycznemi pojęciami*. Dwie wielkie dziedziny zjawisk spotykają się tutaj; pamiętne odkrycia, które je spłoiły i zespoliły nazawsze, zawdzięczamy genjuszowi Andrzeja Marjana Ampère'a (1775—1836). Nauki o elektrycznych i o magnetycznych zjawiskach, które przed nim niezależnie

istniały, utworzyły odtąd całość wspólną, utworzyły jednę naukę; ta ugólniona wiedza *zjawisk elektromagnetycznych* zasadza się na głębokich prawdach, których szczególnym przypadkiem jest równanie (1).

§ 65. Układ jednostek elektromagnetycznych.

W równaniu (1) poprzedniego artykułu A jest wielkością stałą, niezależną od n, i, r lub od H; wartość tej stałej zależy tylko od wyboru jednostek, w których wyrażamy zmienne i, r oraz H. Wartość promienia r wyrażamy w centymetrach, wartość H wyrażamy w gaussach; stosując się do zasad, które podaliśmy w § 36-ym, powinnibyśmy mierzyć natężenie i elektrostatycznemi jednostkami natężenia prądu. Tą drogą jednakże nie poszły umowy międzynarodowe. Elektrostatyka, jak wiemy, pozostała na uboczu nowoczesnego rozwoju elektrotechniki; poniekąd już rozumiemy, niebawem lepiej jeszcze zrozumiemy przyczyny tego zjawiska. Z odosobnienia elektrostatyki, z praktycznej bezsilności elektrostatycznego układu jednostek wynikło, że obok niego rozwinął się układ inny, *elektromagnetyczny*, napozór niezależny od niego. Ażeby poznać zasady elektromagnetycznego układu jednostek, przypuśćmy, że nie wybraliśmy dotychczas jednostki natężenia prądu; możemy wówczas rozporządzać wartością stałej A w równaniu (1) § 64-go. Załóżmy, że rozważamy pole jednokrotnego obwodu prądu; mamy więc $n = 1$. Umówmy się, że wielkość A ma być oderwaną (niemianowaną) liczbą i że jej wartość w (1) § 64-go ma wynosić 2π; jednostkę natężenia prądu, która z takiej umowy wyniknie, nazwiemy *elektromagnetyczną jednostką* natężenia. Piszemy wówczas, zamiast (1) § 64-go, co następuje:

1. $$H = \frac{2\pi i}{r}.$$

Gdy $r = 1$ cm, obwód ma 2π cm długości; płynąc w takim obwodzie, prąd o natężeniu 1 elektromagnetycznej jednostki wytwarza w środku obwodu pole 2π gaussów, zatem 1 gauss na każdy centymetr długości obwodu.

Z elektromagnetycznej jednostki natężenia prądu łatwo wyprowadzamy inne jednostki elektromagnetycznego układu. Przypuśćmy, że w pewnym drucie płynie prąd trwały; podług § 34-go, ładunek, przeniesiony w dowolnym okresie czasu przez które-

kolwiek w drucie przecięcie, jest równy iloczynowi natężenia prądu przez długość uważanego okresu. Gdy zatem w drucie płynie prąd trwały o natężeniu 1 elektromagnetycznej jednostki natężenia, przenosi w czasie 1 sekundy 1 elektromagnetyczną jednostkę ładunku przez którekolwiek poprzeczne przecięcie. Elektromagnetyczną jednostkę ładunku możemy zatem określić zapomocą założenia:

2. el.-magn. jedn. ładunku = 1 el.-magn. jedn. nat. prądu × 1 sek.

Przypuśćmy, że na powierzchni pewnego przewodnika ładunek elektryczny dodatni znajduje się w równowadze; z tej powierzchni pozwalamy spłynąć do ziemi 1 elektromagnetycznej jednostce ładunku. Jeżeli w czasie takiego przeniesienia pole elektryczne wykonywa pracę 1 erga, powiadamy, że potencjał przewodnika względem ziemi wynosi + 1 elektromagnetyczną jednostkę potencjału. Według § 23-go możemy wyrazić się krótko:

3. $$\text{el.-magn. jedn. potencjału} = \frac{1 \text{ erg}}{1 \text{ el.-magn. jedn. ładunku}}.$$

Jeżeli źródło pracy lub energji dostarcza 1 erga w czasie 1 sekundy, powiadamy, iż pracuje ono z dzielnością równą jednostce dzielności (§ 72 tomu I-go). W elektromagnetycznym układzie jednostka dzielności, według wzorów (2) i (3), jest zatem następująca:

4. $$(\text{el.-magn. jedn. nat. pr.}) \times (1 \text{ el.-magn. jedn. pot.}) = \frac{1 \text{ erg}}{1 \text{ sek}}.$$

Przypuśćmy, że na powierzchni przewodnika znajduje się w równowadze ładunek dodatni wynoszący 1 elektromagnetyczną jednostkę ładunku; przypuśćmy, że potencjał tego przewodnika względem ziemi jest równy 1 elektromagnetycznej jednostce potencjału. Zgodnie z § 28-ym powiadamy, że pojemność (względem ziemi) uważanego przewodnika w uważanem jego położeniu względem ziemi wynosi 1 elektromagnetyczną jednostkę pojemności:

5. $$\text{el.-magn. jedn. pojemności} = \frac{1 \text{ el.-magn. jedn. ładunku}}{1 \text{ el.-magn. jedn. potencjału}}.$$

Przy pomocy związków (3) i (5) łatwo sprawdzamy, że

6. (1 el.-magn. jedn. ład.) × (1 el.-magn. jedn. pot.) = 1 ergowi

7. (1 el.-magn. jedn. poj.) × (1 el.-magn. jedn. pot.)^2 = 1 ergowi

jak wymagają tego twierdzenia § 31-go.

Z § 56-go jest nam wiadomo, że

8. $$\text{gauss} = 1\ \text{gr}^{1/2}/\text{cm}^{1/2}\,\text{sek}$$

z przyjętego określenia elektromagnetycznej jednostki natężenia prądu wnosimy zatem, że

9. $$\text{el.-magn. jedn. nat. prądu} = 1\ \text{gr}^{1/2}\,\text{cm}^{1/2}/\text{sek}$$

Z określenia (2) i z twierdzenia (9) wynika dalej, że

10. $$\text{el.-magn. jedn. ładunku} = 1\ \text{gr}^{1/2}\,\text{cm}^{1/2}.$$

Zasadzając się na określeniu (3), na twierdzeniu (10) i na wzorze (1) § 71-go tomu I-go, dochodzimy do wniosku, że

11. $$\text{el.-magn. jedn. potencjału} = 1\ \text{gr}^{1/2}\,\text{cm}^{3/2}/\text{sek}^2.$$

Porównawszy wreszcie określenie (5) z obecnemi naszemi wynikami (10) i (11), otrzymujemy:

12. $$\text{el.-magn. jedn. pojemności} = 1\ \text{sek}^2/\text{cm}.$$

Przy pomocy twierdzeń (9), (10), (11) i (12) sprawdzamy, że równania poprzednie (4), (6) oraz (7) są spełnione.

Łatwo nasuwa się tutaj pytanie: w jakim związku ze sobą pozostają elektrostatyczne i elektromagnetyczne jednostki? W elementarnych ramach naszego wykładu nie możemy podać wyczerpującej odpowiedzi na to zapytanie; ograniczamy się do uwagi następującej, którą przytaczamy dla ilustracji. Wiadomo, iż astronomowie, gdy zajmują się zwłaszcza budową układu gwiazd stałych, mają wciąż do czynienia z odległościami, w stosunku do ziemskich potwornie wielkiemi. Przypuśćmy naprzykład, że odległość gwiazdy G od ziemi Z wynosi $9{\cdot}44 \times 10^{18}$ cm. W tem zdaniu odległość GZ jest wyrażona w jednostkach długości, wyprowadzonych z rozmiarów ziemi (lub pewnego wzorca na ziemi), w centymetrach. Gdybyśmy woleli wyrazić odległość GZ w kilometrach, w przejściu do nowej jednostki nie byłoby trudności; stosunek 1 km do 1 cm jest liczbą oderwaną (niemianowaną), km i cm są jednostkami długości, są *jednorodne*. Astronomowie postępują jednak często inaczej; mówią naprzykład, że gwiazda G znajduje się w odległości *10 lat świetlnych* od ziemi; chcą przez to powiedzieć, że światło (które w próżni posuwa się naprzód z prędkością c wynoszącą 3×10^{10} cm/sek) musiałoby biec przez lat 10, zanim odbyłoby drogę GZ; tym sposobem astronomowie opisują odległości za pośrednictwem jednostki czasu. Jednostki długości i czasu są *niejednorodne*; stosunek jednostki długości do jednostki czasu nie jest liczbą oderwaną, jest pewną prędkością; liczbowa wartość wszelkiej prędkości zależy od wyboru jednostek długości i czasu, w których ją wyrażamy. Przejdźmy teraz do przypadku, którym jesteśmy obecnie zajęci. Ustanowiliśmy dwa układy jednostek w poprzedzającym wykładzie: elektrostatyczny i elektromagnetyczny. Każdy układ sam w sobie jest spójny i konsekwentny, każdy jest możliwy i dozwolony, lecz każdy, jak wiemy, polega na założeniach czyli umowach *dowolnych*. Umowy jednego układu są *niezgodne* z umowami drugiego; dlatego możemy posługiwać się bądź jednym, bądź drugim, ale nie naraz i jednym i drugim. Jednostki tej samej wielkości, naprzykład natężenia prądu, utworzone w jednym i w drugim układzie, są *niejednorodne*; stosunek jednej do drugiej *nie* jest liczbą oderwaną (niemianowaną); nieuza-

sadnione byłoby zatem pytanie, ile razy elektrostatyczna jednostka natężenia prądu zawiera się w elektromagnetycznej. Jak wytłumaczył to Maxwell, stosunek elektromagnetycznej do elektrostatycznej jednostki natężenia prądu jest pewną *prędkością*; doświadczenie wskazało, że prędkość ta wynosi 3×10^{10} cm/sek, jest więc identyczna z prędkością rozchodzenia się światła w próżni.

§ 66. Układ jednostek praktycznych.

W tak zwanym praktycznym układzie jednostek (o którym już poprzednio wspomnieliśmy kilkakrotnie) jednostką natężenia prądu jest *amper*, określony jak następuje:

1. amper $= \frac{1}{10}$ el.-magn. jedn. nat. prądu.

Przypuśćmy, że wyrażamy w amperach natężenie prądu i w równaniu (1) § 64-go, wektor zaś H, jak dawniej, mierzymy w gaussach; stała A przybiera wówczas wartość $\frac{1}{5}\pi$ i otrzymujemy

2. $$H = \frac{\pi n i}{5 r}.$$

Miliamperem nazywamy jednę tysiączną, *mikroamperem* jednę miljonową część ampera. Niewielka maszynka indukcyjna Wimshursta, gdy obracamy dość powoli jej tarcze, dostarcza prądu o natężeniu kilkunastu lub kilkudziesięciu mikroamperów. Dzwonimy przy pomocy prądu o natężeniu zazwyczaj około 0·5 ampera; lampki żarowe zasila zwykle prąd o natężeniu mniej więcej 1 ampera; przez silną projekcyjną lampę łukową przesyłamy prąd o natężeniu około 20 amperów.

Jednostką ładunku elektrycznego w układzie jednostek praktycznych jest *kulomb*:

3. 1 kulomb $= \frac{1}{10}$ el.-magn. jedn. ładunku;

podług określeń: obecnego (1) i (2) w § 65-ym powiadamy zatem

4. 1 kulomb = 1 amper $\times$ 1 sek.

Możemy wyrażać się krótko: kulomb jest 1 amperosekundą. Elektrotechnicy posługują się nieraz jednostką, którą nazywają *amperogodziną*; równa się ona oczywiście 3600 kulombom.

Jednostką potencjału w układzie jednostek praktycznych jest *wolt*:

5. 1 wolt $= 10^8$ el.-magn. jedn. potencjału

skąd wyprowadzamy

6. $$1 \text{ wolt} = \frac{10^7 \text{ ergów}}{1 \text{ kulomb}} = \frac{1 \text{ joule}}{1 \text{ kulomb}}$$

(por. wzory: (3) § 65-go, (3) obecny oraz (2) § 71-go tomu I-go). Wolt jest zatem równy 1 joule'owi na 1 kulomb; joule jest 1 kulombowoltem lub 1 woltamperosekundą.

Maszynka indukcyjna Wimshursta, jak już powiedzieliśmy, nawet i po godzinnej działalności, nie dostarczy ponad ułamek kulomba, gdy baterja ogniw w przeciągu sekundy wprawia w ruch ładunek rzędu kulomba. Na maleńkiej metalowej izolowanej kulce byłoby trudno zgromadzić ładunek porównywalny z kulombem. Różnica potencjałów na biegunach maszyny elektrycznej nieraz dochodzi 100000 woltów, w korzystnych warunkach może nawet być wyższa; tymczasem elektromotoryczna siła pospolitego ogniwa wynosi zwyczajnie od 1 do 2 woltów (ogniwa Daniella około 1·1 wolta, Leclanchégo około 1·5 wolta, Greneta około 2 woltów, wszystkie w temperaturze pokojowej). Elektromotoryczna siła ogniwa Westona wynosi 1·02 wolta w 18°C.

Wyobraźmy sobie roztwór elektrolityczny, z którego podczas elektrolizy wydziela się na katodzie srebro. Przesyłając przez taki roztwór prąd o natężeniu 1 ampera przez czas 1 sekundy, spostrzegamy, że na katodzie osadza się 0·001118 gr srebra. Wiemy jednakże z §§ 43 i 44-go, że, przesyłając przez ten sam roztwór prąd o natężeniu 1 elektrostatycznej jednostki przez czas 1 sekundy, sprawili byśmy, iż na katodzie pojawia się $372{\cdot}67 \times 10^{-15}$ gr srebra. Pierwsza przytoczona masa jest 3×10^9 razy większa niż druga; gdy zestawiamy ze sobą zatem dwa powyższe twierdzenia, łatwo może nasunąć się wniosek, jakoby «natężenie 1 ampera było 3×10^9 razy większe niż natężenie 1 elektrostatycznej jednostki». Wniosek ten byłby błędny. Jak powiedzieliśmy w artykule poprzednim:

$$1 \text{ amper } \textit{nie jest} = 3 \times 10^9 \text{ el.-stat. jedn. natężenia prądu;}$$

$$\text{lecz } 1 \text{ amper } \textit{jest} = 3 \times 10^9 \frac{\text{cm}}{\text{sek}} \times \text{el.-stat. jedn. natężenia prądu.}$$

Elektromagnetycznie określone natężenie prądu nie jest jednorodne z natężeniem określonem elektrostatycznie. Kulomb jest jednostką jednorodną z elektromagnetyczną jednostką ładunku, lecz nie jest jednorodny z elektrostatyczną jednostką ładunku.

Jednostką dzielności w układzie praktycznym jest *watt*:

7. $$1 \text{ watt} = \frac{1 \text{ joule}}{1 \text{ sek}} = \frac{10^7 \text{ ergów}}{1 \text{ sek}}$$

(por. § 72 tomu I-go); lecz podług powyższych związków (4) i (6)' mamy oczywiście

8. $$1 \text{ amper} \times 1 \text{ wolt} = 1 \text{ watt};$$

woltamper jest więc identyczny z wattem. Inżynierowie posługują się chętniej *kilowattem*:

9. $$1 \text{ kilowatt} = 10^3 \text{ wattów} = 10^3 \frac{\text{jouleów}}{\text{sek}} = 10^3 \text{ woltamperów}$$

która jest jednostką dzielności oraz *kilowattgodziną*:

10. 1 kilowattgodzina $= 36 \times 10^5$ wattsekund $= 36 \times 10^5$ jouleów

która jest jednostką pracy, pospolitą w praktyce elektrotechnicznej. Praca, wykonana w ciągu 1 godziny, przy dzielności przeciętnej lub stałej 1 kilowatta, jest równa 1 kilowattgodzinie.

Jednostką pojemności w układzie praktycznym jest *farad*:

11. 1 farad $= 10^{-9}$ el.-magn. jedn. pojemności.

Odwołując się do określenia (5) § 65-go oraz do wzorów obecnych (3) i (5), znajdujemy

12. $$1 \text{ farad} = \frac{1 \text{ kulomb}}{1 \text{ wolt}}.$$

Przy pomocy twierdzeń (6) i (12) sprawdzamy łatwo, iż (§ 31):

13. $(1 \text{ farad}) \times (1 \text{ wolt})^2 = 1 \text{ joule}.$

Jeżeli na powierzchni pewnego przewodnika znajduje się ładunek dodatni wynoszący 1 kulomb i jeżeli przytem ów przewodnik okazuje względem ziemi potencjał dodatni równy 1 woltowi, pojemność przewodnika względem ziemi musi wynosić 1 farad. Jednostka ta pojemności jest zbyt duża dla rachunków praktycznych; istotnie np. pojemność kuli ziemskiej wynosi około 0·0007 farada; pojemność równą 1 faradowi miałaby kula przewodząca o promieniu 9×10^{11} cm. Zazwyczaj posługujemy się t. zw. *mikrofaradem* czyli jedną miljonową częścią farada.

§ 67. Busola stycznych; galwanometry.

Z równań (1) § 63-go oraz (2) § 66-go wyprowadzamy:

1. $i = C \operatorname{tang} \theta$ gdzie 2. $C = 5rh/\pi n.$

Wartość r jest tutaj podana w centymetrach, wartość h w gaussach, wartość i w amperach. Jeżeli znamy r, h, n t. j. jeżeli znamy wartość C, możemy obliczyć natężenie i danego elektrycznego prądu, gdy zmierzyliśmy wychylenie θ igły magnesowej, które on wywołuje. Tak postawione zadanie rozwiązuje przyrząd, zwany *busolą stycznych*; zbudował go po raz pierwszy Pouillet w r. 1837-ym.

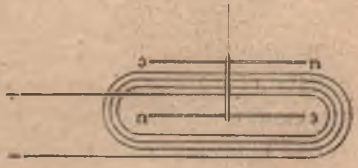
Ustawiona pionowo obręcz miedziana o stosunkowo znacznym promieniu (rys. 93) stanowi obwód kołowy, do którego prąd wpływa przez spinki widoczne u dołu przyrządu. W środku koła, na średnicy poziomej, umieszczona jest tarcza

opatrzona podziałką kątową; nad tą skalą porusza się długa ale lekka wskazówka, złączona z małą deklinacyjną igiełką, ruchomą w środku obwodu. Ustawiamy obręcz w płaszczyźnie południka magnetycznego; kierunek osi igły, przed przesłaniem prądu przez przyrząd, przypada zatem w płaszczyźnie obwodu. Wartość spółczynnika C, t. zw. *redukcyjnego spółczynnika busoli*, jak widzimy z równania (1), rozstrzyga o stosunku odpowiadających sobie wartości i oraz tang θ. Wartość C zależy przedewszystkiem od długości r. Promieniowi r musimy dać długość znaczną, budując busolę; w przeciwnym razie pole w środku obwodu nie byłoby dość jednorodne i formuła (1) nie stosowałaby się. Gdy jednak wartość r jest znaczna, kąt θ odpowiadający danemu natężeniu i jest mały. Busoli stycznych nie możemy zatem tak udoskonalić, ażeby stała się wysoce wrażliwym przyrządem; przy jej pomocy wykrywamy prąd, którego natężenie wynosi przynajmniej kilka dziesięciotysięcznych części ampera, niejednokrotnie zaś miewamy do czynienia z o wiele słabszemi prądami. Inna jeszcze niedogodność busoli na tem polega, że do pomiaru i konieczna jest znajomość składowej poziomej h natężenia magnetyzmu ziemskiego w miejscu spostrzeżeń, wielkości, którą niełatwo jest zmierzyć dokładnie.

Rys. 93.

Do wykrywania bardzo słabych prądów, lub do ścisłego badania natężenia prądów dowolnych, posługujemy się *galwanometrami*. Opisujemy tu krótko urządzenie jednego typu galwanometrów, tych, które są zaopatrzone w układ magnesowy ruchomy.

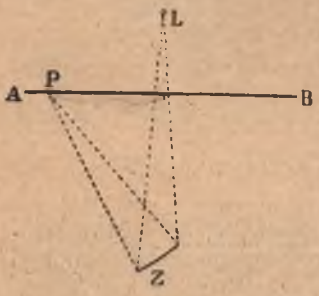
Obwodem prądu w galwanometrze bywa zwykle *cewka*, składająca się z mnóstwa skrętów długiego, cienkiego (izolowanego) drutu; gdy liczba skrętów jest znaczna a ich średnica nieznaczna, pole magnetyczne w pośrodku jest bezporównania silniejsze niż w busoli stycznych. Wewnątrz cewki znajduje się ruchomy układ magnesowy, zazwyczaj *astatyczny*. Wyobraźmy sobie dwa niewielkie magnesy ns (rys. 94), możliwie identyczne co do kształtu i namagnesowania, sztywno ze sobą złączone i zawieszone na cieniutkiej nici, zwykle kwarcowej. Osi tych magnesów leżą w prostych równoległych ale są skierowane przeciwnie; pole magnetyczne ziemskie wywiera zatem słabe działanie na całość złożoną z obu magnesów; skutek jest taki, jak gdyby składowa h została wielce zmniejszona, co zwiększyłoby odpowiednio, według (1) § 63-go, wychylenie θ połączone z danem polem H. Rys. 94 objaśnia, w jaki sposób magnesy ns są umieszczone w odniesieniu do cewki. Według reguły Ampère'a, działania, wywierane przez górne i przez dolne części skrętów na magnes wewnętrzny,



Rys. 94.

dodają się; te same działania wywierane na magnes zewnętrzny odejmują się ale wpływ części górnych przeważa, różnica wzmaga więc działanie wywierane na magnes wewnętrzny. Pomysł tego urządzenia zawdzięczamy Nobili'emu (1826). W bardzo wrażliwych galwanometrach nowoczesnych, za przykładem Kelvina (1858), umieszczamy cztery cewki; jedna para cewek działa na dolny, druga na górny magnes astatycznego układu; prąd okrąża cewki dolne w przeciwnym niż górne kierunku. Potężne prądy, służące dziś różnym zastosowaniom praktycznym, wytwarzają nieraz, zwłaszcza w miastach, pola magnetyczne, od których fizycy muszą chronić galwanometry; cel ten osiągają du Bois i Rubens w t. zw. *opancerzonym* galwanometrze, w którym ruchomy magnes wraz z cewkami jest otoczony grubą kulistą osłoną, sporządzoną z lanego żelaza (por. § 59).

Posługując się Poggendorffa metodą odczytywania skali w zwierciedle, możemy dokładnie dostrzegać i mierzyć słabe nawet odchylenie magnesu; na rys. 95-ym widzimy przedstawione w rzucie poziomym, proste urządzenie do tego celu służące. Wiązka światła biegnąca ze źródła *L* pada na zwierciadełko wklęsłe *Z* połączone z nicią, na której zawieszony jest magnes. Po odbiciu się od zwierciadła wiązka tworzy jasny prążek *P* na skali *AB*. Wiązka świetlna spełnia tu zatem rolę wskazówki przytwierdzonej do magnesu lub układu magnesów; gdy zwierciadło *Z* odchyla się o kąt drobny, znak *P* przesuwa się znacznie wzdłuż skali *AB*.



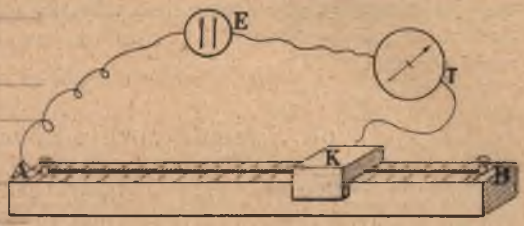
Rys. 95.

Przypuśćmy, iż, przesyłając prąd pewnego natężenia *i* przez dany galwanometr, odczytaliśmy odchylenie, które ów prąd sprawił. Jeżeli galwanometr jest *skalibrowany* (np. na zasadzie woltametrycznych pomiarów, § 43), z dostrzeżonego odchylenia możemy wyprowadzić bezwzględną wartość natężenia *i*; w przeciwnym razie możemy wyrazić to natężenie tylko w dowolnych jednostkach, właściwych danemu jedynie przyrządowi.

§ 68. *Opór elektryczny.*

W obwodzie prądu trwałego umieśćmy ogniwo *E* (rys. 96), busolę stycznych *T*, wreszcie drut metalowy *AB* prosty, długi, obnażony (t. j. niepokryty, jak zwykle elektryczne druty bywają, warstwą izolującą, jedwabną lub kauczukową). W dowolnem miejscu *K* drutu przyciśnięta jest do niego przesuwalna sprężynka, łącząca się metalicznie z busolą *T*, jak okazuje rysunek; przy pomocy tego *kontaktu* możemy włączać do obwodu krótszą lub dłuższą część drutu. Gdy prąd elektryczny krąży w obwodzie, igła busoli odchyla się; przy pomocy wzoru podanego w § 67-ym możemy obliczyć natężenie *i* tego prądu. Dopóki w obwodzie nie zmienia się nic, wychylenie igły, zatem również natężenie *i* pozostaje stałe. Lecz jeżeli, przesuwając kontakt *K*, zwiększymy

długość włączonej do obwodu części drutu *AB*, natężenie prądu zmniejsza się natychmiast; gdy ową długość skracamy, natężenie rośnie. Przypisujemy zatem drutowi *AB* pewien *elektryczny opór*; każdemu przewodnikowi, każdej wogóle składowej części każdego elektrycznego obwodu (np. ogniwu, busoli, drutom i t. d.) przypisujemy własność przeciwstawiania pewnego oporu elektrycznemu prądowi.



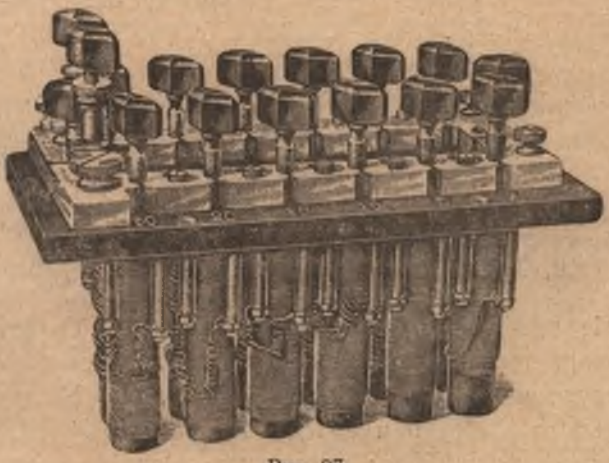
Rys. 96.

Od całkowitego oporu obwodu zależy natężenie krążącego w nim prądu; im większy jest opór, tem mniejsze natężenie; im mniejszy opór, tem większe natężenie; prawa tym związkiem rządzące poznamy w następnym rozdziale.

Przyrząd, który, według życzenia, pozwala włączać rozmaite opory do danego obwodu, nazywa się *opornicą*. Drut *AB* zaopatrzony w ruchomy kontakt *K* (rys. 96) stanowi najprostszy przykład opornicy. Istnieją rozmaite inne, ulepszone odmiany tego przyrządu; gdy stosowną opornicę umieściliśmy w obwodzie, panujemy z łatwością, i w szerokich granicach, nad natężeniem płynącego w nim prądu.

Do powyżej opisanego doświadczenia (rys. 96) nadaje się dobrze drut *AB manganinowy*, o długości około 1 m oraz 0·5 mm średnicy. Ogniwo *E* może być typu Daniella, Leclanchégo lub inne podobne; przypuszczamy, że nie było ono przedtem czynne zbyt często ani zbyt długo.

Rys. 97 objaśnia urządzenie opornic Siemensa, powszechnie dziś w użyciu będących. Na ebonitowej płycie ułożone są grube mosiężne przewodniki; łączą się one ze sobą bądź bezpośrednio, tkwiącemi między niemi zatyczkami, bądź też przez pośrednictwo zwojów

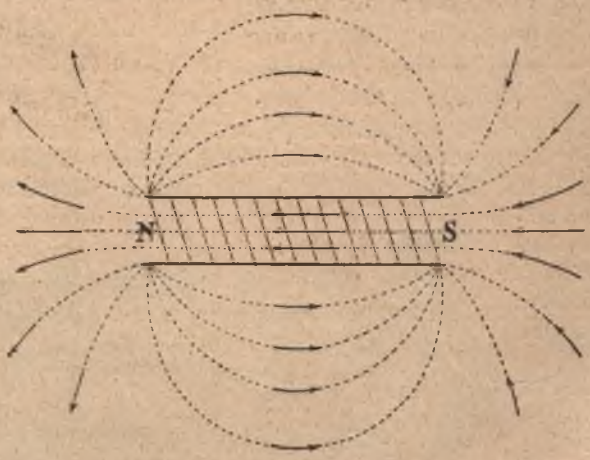

Rys. 97.

drutu umieszczonych pod płytą. Jak zrozumiemy to jasno w następującym rozdziale, opór grubych przewodników mosiężnych i zatyczek jest bezporównania mniejszy niż opór dolnych zwojów; gdy więc zatyczka tkwi w pewnym otworze, zwój drutu pod otworem leżący jest praktycznie wyłączony z obwodu prądu; zwój jest włączony, gdy odpowiednia zatyczka została wyjęta. W następującym rozdziale wyjaśnimy, jakiemi jednostkami możemy mierzyć opory obwodów lub części obwodów.

§ 69. Solenoidy; ich pola magnetyczne.

Dookoła walca prostego owijamy drut metalowy, cienki, izolowany; każdy skręt prowadzimy tuż obok poprzedzającego; przypuśćmy, iż położyliśmy znaczną liczbę *n* skrętów na każdej jednostce długości osi walca. Załóżmy jeszcze dla uproszczenia, że długość walca okręconego drutem jest znaczna w stosunku do promienia jego poprzecznego przecięcia. Drut tak ukształtowany, za przykładem Ampère'a, nazywamy *solenoidem*. Gdy prąd płynie w solenoidzie, wewnątrz i zewnątrz powstaje pole magnetyczne.

Przypuśćmy, że skręty solenoidu przecinają prostopadle poziomą płaszczyznę rys. 98 go; połowa każdego skrętu znajduje



Rys. 98.

się nad płaszczyzną, połowa pod nią. O przebiegu linij pola magnetycznego możemy powziąć przybliżone wyobrażenie, utworzywszy znanym sposobem widmo pola. Na rys. 98-ym podany jest przebieg kilku takich linij; jak widzimy, tworzą one naogół obwody zamknięte; nazewnątrz solenoidu biegną wygiętemi łu-

kami, nawewnątrz są niemal ściśle prostemi, równoległemi do osi. Powiadamy: *wewnątrz solenoidu pole elektromagnetyczne jest niemal ściśle jednorodne.* Zobaczymy w VIII-ym rozdziale, w jak niespodziewany sposób możemy dziś stwierdzić słuszność tego wniosku.

Wektor *H* pola jest w każdym punkcie umiejscowiony w stycznej do przechodzącej przez to miejsce linji pola; kierunek wektora w owej stycznej zależy od kierunku, w którym krąży prąd po skrętach solenoidu; gdy odwracamy kierunek prądu, kierunek wektora *H* zmienia się na przeciwny. Ażeby uchwycić węzeł, łączący kierunki prądu i wektora pola ze sobą, tworzymy przedewszystkiem pewne nowe pojęcia. Krańcowe przecięcia poprzeczne (prostopadłe do osi) nazywamy *biegunami* solenoidu. Wyobraźmy sobie obserwatora umieszczonego w osi solenoidu i tak przeciętego przez biegun, że stopy obserwatora znajdują się wewnątrz, głowa nazewnątrz solenoidu. Jeżeli obserwator dostrzega, że prąd w skręcie bieguna płynie przeciwnie niż wskazówki poruszają się na tarczy zegara, powiadamy, że biegun jest *północnym N* czyli *dodatnim* biegunem solenoidu; jeżeli obserwator dostrzega, że prąd w skręcie bieguna płynie w tym samym kierunku, w jakim wskazówki poruszają się na tarczy zegara, krańcowe przecięcie nazywamy *południowym S* albo *ujemnym* biegunem solenoidu (rys. 99). Posługując się temi nazwami, wypowiadamy prawidło następujące, które odpowiada na postawione przed chwilą pytanie: *nazewnątrz solenoidu linje magnetycznego pola biegną od północnego do południowego bieguna; nawewnątrz biegną przeciwnie od południowego do północnego bieguna* (rys. 98).

Rys. 99.

W miejscu północnego bieguna wektor *H* pola biegnący w osi solenoidu przechodzi przez wspomnianego obserwatora w kierunku od stóp ku głowie; w miejscu bieguna południowego kieruje się przeciwnie od głowy obserwatora ku jego stopom. Porównajmy obecną regułę z wypowiedzianym w § 63-im przepisem; przekonywamy się, że obadwa prawidła są identyczne; obadwa wynikają z twierdzenia Ampère'a (§ 62)

Znamy teraz pole magnetyczne pochodzące od prądu, który płynie przez solenoid; porównajmy je z polem tworzącem się dokoła jednostajnie namagnesowanego linjowego magnesu (§ 57).

Spostrzegamy natychmiast, jak dokładnie te pola zgadzają się ze sobą. Północny biegun solenoidu gra rolę północnego bieguna magnesu; południowy biegun solenoidu okazuje własności południowego bieguna magnesu. Przypuśćmy, że dany nam jest solenoid, w którym płynie prąd danego natężenia; możemy zawsze wyobrazić sobie taki magnes linjowy, tak namagnesowany, iż pola sprawiane nazewnątrz przez solenoid i magnes są identyczne.

Oznaczmy przez S rozległość powierzchni poprzecznego przecięcia solenoidu, przez n liczbę skrętów odniesioną do jednostki długości jego osi, przez i natężenie płynącego w nim prądu, wyrażone w elektromagnetycznych jednostkach. Solenoid działa nazewnątrz jak linjowy, jednostajnie namagnesowany magnes, który na przecięciu poprzecznem północnem zawiera ilość $+Sni$ magnetyzmu, na południowem ilość $-Sni$. Gęstość magnetyczna powierzchowna wynosi więc $+ni$ na północnem, $-ni$ na południowem przecięciu. Według twierdzenia Gaussa (§ 19), wartość wektora H w sąsiedztwie północnego przecięcia wynosi (w gaussach)

1. $$H = 4\pi ni.$$

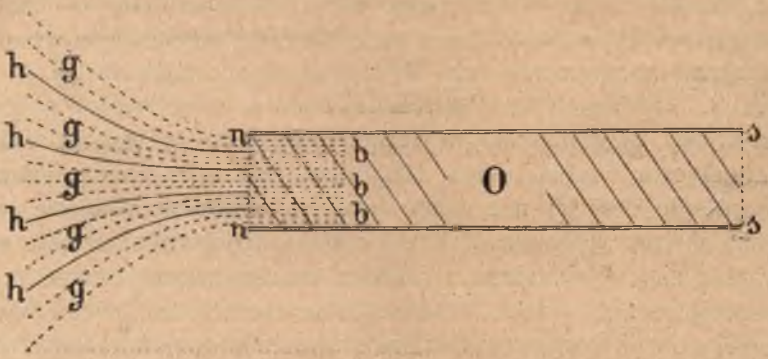
Ponieważ rozległość S wyrażamy w cm², wielkość n w 1/cm, natężenie prądu w jednostkach $gr^{1/2}\ cm^{1/2}/sek$ (§ 65), przeto iloczyn Sni wyobraża istotnie pewną ilość magnetyzmu, wyrażoną w magnetostatycznych jednostkach, iloczyn zaś $4\pi ni$ pewien wektor H podany w gaussach (§§ 53 i 56). Jeżeli wyrazimy i w amperach, H znów w gaussach, musimy założyć (§ 66) $H = 0{\cdot}4\pi ni$

§ 70. Elektromagnes; pojęcie magnetycznej indukcji.

Wkrótce po odkryciu Oersteda, spółcześnie z pracami Ampère'a, Sturgeon w Anglji, Gay Lussac zaś i Arago we Francji dokonali nowych i ważnych spostrzeżeń. Wnętrze solenoidu wypełniamy *rdzeniem* sporządzonym z miękkiego żelaza; przepuszczając przez skręty prąd tego samego natężenia jak w doświadczeniach poprzednich, otrzymujemy nazewnątrz pole magnetyczne bezporównania silniejsze. Przyrząd tak zbudowany nazywamy *elektromagnesem*. Bieguny elektromagnesu, jak bieguny solenoidu, leżą w krańcowych poprzecznych przecięciach; *dodatni biegun elektromagnesu zgadza się z dodatnim biegunem solenoidu, ujemny z ujemnym*. Ale bieguny elektromagnesu, jak powiedzieliśmy, są o wiele silniejsze niż bieguny prostego solenoidu bez rdzenia; fakt ten możemy łatwo zrozumieć. Tworząc w swem wnętrzu znaczne, niemal jednorodne pole magnetyczne, solenoid (niosący w sobie prąd elektryczny)

indukuje wybitne magnetyczne własności w wewnętrznym swym rdzeniu. Zewnętrzne pole elektromagnesu składa się zatem z dwóch pól: z pola towarzyszącego prądowi, który płynie przez skręty oraz z pola, zazwyczaj o wiele potężniejszego, które pochodzi od indukowanego w rdzeniu namagnesowania.

Wyobraźmy sobie solenoid *O* (rys. 100), w którym płynie prąd elektryczny o natężeniu *i*. Przypuśćmy z początku, że solenoid jest pozbawiony rdzenia; lub, wyrażając się ściślej, przypuśćmy, że jego rdzeń składa się z powietrza lub próżni. Dokoła solenoidu tworzy się pole magnetyczne, którego wektor *H*, podług § 69-go, dla danego solenoidu, od natężenia *i* wyłącznie zależy. Zbudujmy linje i wiązki tego pola; na rys. 100-ym, dla jasności, poprowadzono tylko kilka wiązek idących z północnego



Rys. 100.

krańcowego poprzecznego przecięcia *nn* solenoidu i oznaczono je literami *h*. Dla uproszczenia przypuśćmy, że rozległość powierzchni przecięcia *nn* wynosi 1 cm²; liczba *L* wiązek, wychodzących z *nn* normalnie, wyraża wówczas liczbową wartość wektora *H* panującego w miejscu *nn* pola.

Do solenoidu wprowadzamy teraz rdzeń *nnss*, który wypełnia jego wnętrze; przypuśćmy, że krańcowe poprzeczne przecięcia rdzenia przypadają w płaszczyznach przecięć poprzecznych krańcowych solenoidu *nn* i *ss*. Rdzeń może składać się z dowolnej substancji; jeżeli jest np. żelazny, magnesuje się mocno; jeżeli jest np. platynowy, magnesuje się słabo; każdy jednak rdzeń materjalny magnesuje się, choć niezawsze dostrzegalnie. Dla określoności przypuśćmy, że rdzeń jest żelazny; tworzące się dokoła pole magnetyczne jest wówczas nieporównanie bogatsze

aniżeli było poprzednio, gdy w solenoidzie żelaznego rdzenia nie było; z północnego bieguna *nn* wybiega o wiele więcej wiązek. Przypuśćmy, że z przecięcia *nn* wybiega obecnie μL wiązek; poprzednie wiązki *h* biegną jak dawniej, przybyło zatem

1. $$\mu L - L \quad \text{czyli} \quad (\mu - 1)\, L$$

nowych wiązek; na rys. 100-ym przedstawiono je jako krzywe kropkowane *g*.

Wiązki *h*, biegnące w powietrzu lub próżni, stanowią, jak wiadomo, przedłużenie wiązek, które istniały już w solenoidzie pozbawionym rdzenia i ciągnęły się w jego wnętrzu, niemal ściśle równolegle do osi. Załóżmy analogicznie, że nowo powstałe wiązki *g* są również przedłużeniem pewnych idealnych wiązek, które, jak wyobrażamy sobie, ułożone są w substancji rdzenia, równolegle do jego osi; fikcyjne te wiązki nazywamy *wiązkami namagnesowania*. Ogół wszystkich, wspólnie wziętych wiązek, biegnących bądź w żelazie, bądź w powietrzu lub próżni, nazywamy *wiązkami magnetycznej indukcji*. W rdzeniu wiązki *b* magnetycznej indukcji (rys. 100) biegną gęstą gromadą, niemal równolegle do osi; nazewnątrz rozchylają i rozpraszają się, ale liczba wiązek wychodzących z 1 cm² krańcowego przecięcia nie zmienia się. Wychodząc z rdzenia, wiązki magnetycznego pola pozostają sobą; wiązki namagnesowania przeradzają się w nowe wiązki pola, które, mieszając się z dawnemi, niepomiernie wzmagają pole. Liczbę B wiązek magnetycznej indukcji, przecinających normalnie 1 cm², bądź w żelazie, bądź w powietrzu lub próżni, poczytujemy za miarę liczbowej wartości pewnego nowego wektora *B*, który nazywamy *magnetyczną indukcją*.

Doświadczenie wskazuje, że (niemianowana) liczba μ, którą posługiwaliśmy się w powyższym wywodzie, jest identyczna z t. zw. przenikliwością magnetyczną μ znaną nam z § 52-go. Wiemy, że stała μ, utworzona dla dowolnych diamagnetycznych lub paramagnetycznych lecz nie ferromagnetycznych ośrodków, jest nadzwyczaj mało różna od jedności; rdzeń zatem złożony z wody, rtęci, miedzi, cynku, platyny, choćby nawet bizmutu albo palladu, zmienia pole solenoidu zaledwie dostrzegalnie. Lecz jeśli jest sporządzony z niklu, ze stali, z żelaza, rdzeń, jak wiemy, zmienia nadzwyczajnie pole solenoidu; niklowi, stali, żelazu musimy zatem przypisywać wartości stałej μ ogromne, bardzo dalekie od jedności.

Ściśle rzecz biorąc, dla niklu, dla stali, dla żelaza, dla wszelkich wogóle ferromagnetycznych substancyj niepodobna jest podać oznaczonej wartości przenikliwości magnetycznej; wartość μ tych substancyj zależy w nich nietylko od H lecz nawet od sposobu wytworzenia pola, od poprzednich losów okazu, który magnesujemy; taka zmienność i nieoznaczoność wartości μ jest jednym z objawów magnetycznego poddawania i ociągania się, o których wspomnieliśmy w § 55-ym. Tylko zatem dla ilustracji przytaczamy, że dla kawałka niklu możemy z łatwością otrzymać $\mu = 300$, dla kawałka żelaza $\mu = 6000$ i inne tego rzędu wartości.

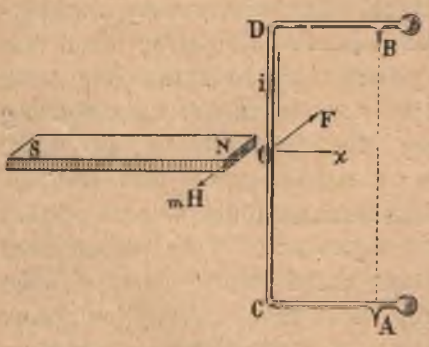
Przed chwilą wyobrażaliśmy sobie, że do wnętrza solenoidu wprowadzono rdzeń wyrobiony z miękkiego żelaza; przypuśćmy teraz, że rdzeń jest sporządzony z najlepszej, twardej stali. Rdzeń stalowy magnesuje się podobnie jak żelazny; tworzą się w nim znowu wiązki namagnesowania, wiązki magnetycznej indukcji. Ale stal uporczywiej niż żelazo zachowywa swe namagnesowanie, gdy magnesujące pole zewnętrzne przestało być czynne (§ 49). Wyobraźmy sobie zatem, że nagle przerywamy prąd płynący w solenoidzie, w którego wnętrzu znajduje się rdzeń stalowy. Wiązki h (rys. 100) wytwarzał prąd; zginą one wraz z prądem, zarówno w rdzeniu jak poza rdzeniem. Lecz wiązki g z namagnesowania stali powstały; nie znikną zatem, gdy prąd przerywamy. Znosząc prąd w solenoidzie, nie unicestwiamy w stalowym rdzeniu wiązek magnetycznej indukcji, lecz je tylko przerzedzamy, zazwyczaj zresztą nieznacznie. Gdy jednak prąd w solenoidzie przestał już płynąć, rdzeń stalowy jest zwykłym trwałym magnesem, takim, którego stan magnetyczny badaliśmy w III-im rozdziale. Pojmujemy teraz, że wiązki widoczne wewnątrz magnesu NS (rys. 76, § 59) są wiązkami jego namagnesowania; wzięte wspólnie z biegnącemi nazewnątrz wiązkami pola (stanowiącemi ich przedłużenie) tworzą one wiązki magnetycznej indukcji trwałego magnesu.

Posługując się dostatecznie długim obwodem i przesyłając przezeń lub przerywając w nim prąd, możemy tworzyć lub niszczyć pole elektromagnesu z odległości dowolnej. Na tej możności polegają zastosowania, które elektromagnes znalazł w mnóstwie przyrządów i narzędzi, jak dzwonki elektromagnetyczne, rozmaite samopiszące lub sygnalizujące instrumenty, przerywacze automatyczne, elektromotory, telegrafy i telefony. Do podnoszenia żelaznych i żelazistych brył przemysł posługuje się potężnemi, t. zw. *technicznemi* elektromagnesami, którym nadaje się postać zwartą, jak najbardziej w sobie skupioną. W kształcie przerwanego pierścienia buduje się elektromagnesy, przeznaczone dla naukowych pracowni; pozwalają one, choć w małym przestrzennym zakresie, wytwarzać pola magnetyczne wysokich natężeń, jak o tem wspomniano w § 56-ym.

§ 71. Działanie obcego pola magnetycznego na obwód prądu.

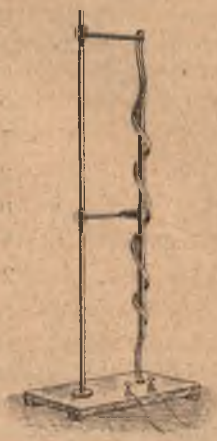
Obwód kołowy lub solenoidalny, każdy wogóle obwód, dowolnej postaci, gdy krąży w nim prąd, tworzy w otoczeniu pole magnetyczne, wywiera zatem pewne siły na umieszczone w tem polu magnesy. Według zasady działania i przeciwdziałania wolno nam jest odwrócić powyższe twierdzenie. Powiadamy zatem, że obwód, w którym płynie prąd elektryczny, musi doznawać od magnesów sił równych i przeciwnych tym siłom, które sam na magnesy wywiera; innemi słowy mówimy, że *na obwód prądu, wniesiony do obcego mu pola magnetycznego, działają siły ponderomotoryczne równe i przeciwne elektromagnetycznym siłom sprawianym przez obwód.*

Dla sprawdzenia tych wniosków wykonajmy kilka prostych doświadczeń. Drut prosty pionowy CD (rys. 101) stanowi część obwodu, mogącego kręcić się swobodnie dokoła osi pionowej AB; prąd wpływa ostrzem A, wypływa ostrzem B, w drucie CD płynie zatem pionowo do góry; ostrza A i B, dla pewności zetknięcia, zanurzone są w rtęci. Do drutu CD zbliżamy biegun N silnego magnesu, którego oś SN umieszczamy w płaszczyznie $ABCD$, prostopadle do kierunku CD, jak okazuje rysunek; obwód wykręca się wówczas około osi AB, jak gdyby doznawał działania siły, na rysunku oznaczonej przez strzałkę F. Ażeby zdać sobie sprawę z tego zjawiska, przypuśćmy, że w biegunie N skupiona jest dodatnia ilość m magnetyzmu; jeżeli H (jak zwykle w niniejszym rozdziale) oznacza wektor magnetycznego pola tworzonego przez obwód prądu, twierdzimy na zasadzie § 62-go, że prąd i, płynący od C do D, wywiera na biegun N siłę mH, styczną do poziomego koła, którego osią jest CD, zatoczonego promieniem ON; siłę skierowaną przeciwnie ruchowi wskazówek na tarczy zegara dla obserwatora, który wzdłuż prądu i jest umieszczony. Siłę tę mH widzimy przedstawioną na rysunku. Skoro zatem takie, według twierdzenia Ampère'a, jest działanie drutu CD niosącego prąd i w sobie na biegun N, przeto,



Rys. 101.

podług zasady działania i przeciwdziałania, równe i wprost przeciwne jest przeciwdziałanie bieguna N na drut CD niosący w sobie prąd i; przeciwdziałanie to F, równe mH, prostopadłe do płaszczyzny $ABCD$ i skierowane przeciwnie niż mH, tłumaczy ruch obrotowy obwodu, którego jesteśmy świadkami.



Rys. 102.

Umieśćmy oś SN magnesu w taki sposób, ażeby przecinała kierunek CD prostopadle do płaszczyzny $ABCD$; siła mH przypada wówczas w płaszczyznie równoległej do $ABCD$, siła F leży zatem w samej płaszczyznie $ABCD$; taka siła nie skłania obwodu do kręcenia się około osi AB.

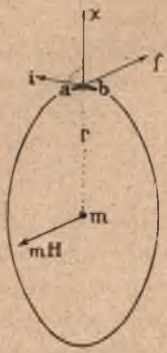
Pokrewne doświadczenie zawdzięczamy Sir Oliverowi Lodge. Gdy przez giętką metalową taśmę przesyłamy prąd elektryczny, owija się ona spiralnie dokoła prostolinjowego magnesu, w którego sąsiedztwie jest zawieszona; gdy odwracamy kierunek prądu, taśma odwija się z magnesu i okręca się koło niego w sensie przeciwnym. Rys. 102 wyjaśnia sposób wykonania tego wytwornego doświadczenia, które powiedzie się gładko, gdy posłużymy się prądem o dostatecznem natężeniu i bardzo silnym magnesem; magnes trzeba oczywiście otoczyć jakąkolwiek cieniutką, elektrycznie izolującą powłoką.

§ 72. *Działanie obcego pola magnetycznego na element prądu.*

Gdy rozważamy działanie obwodu prądu na magnetyczny biegun, możemy wyobrażać sobie, że każda część, że każdy *element* obwodu wywiera pewną siłę na biegun; z takich elementarnych sił składa się całkowite działanie obwodu. Ale nie możemy obserwować siły, którą jeden element prądu wywierałby na biegun, albowiem jednego elementu prądu odosobnić nie możemy; w jednym elemencie, wyjętym z obwodu, nie byłoby prądu. Inaczej mają się rzeczy, gdy zajmujemy się przeciwnem działaniem, od powyższego nieodłącznem, działaniem bieguna na obwód. Działanie magnetycznego bieguna na obwód prądu rozłóżmy na siły składowe elementarne, przyłożone do elementów obwodu; takie siły możemy dostrzegać; nie naruszając ciągłości obwodu, możemy jednę jego część uczynić ruchomą, choć pozostałe są nieruchome.

Wyobraźmy sobie obwód kołowy jednokrotny, w którym płynie prąd o natężeniu i; w środku obwodu niechaj znajduje się biegun magnetyczny północny, zawierający dodatnią ilość m magnetyzmu (rys. 103). Rozumiejąc przez H

wartość wektora pola magnetycznego uważanego obwodu, utworzoną w środku obwodu czyli w punkcie m, powiadamy, że na biegun m działa siła mH prostopadła do płaszczyzny obwodu i związana, stosownie do reguły § 63-go, z kierunkiem prądu i. Oznaczmy przez r promień, przez L długość $2\pi r$ obwodu; wyrażając H w gaussach, i w elektromagnetycznych jednostkach natężenia prądu, mamy, podług wzoru (1) § 65-go:



Rys. 103.

1. $$mH = mLi/r^2.$$

Wyobraźmy sobie bardzo mały element ab obwodu; przez l rozumiejmy długość elementu ab. Kierując się analogją, załóżmy, że element ab wywiera na biegun m siłę

2. $$mli/r^2.$$

Ponieważ m, i oraz r są identyczne dla wszystkich elementów obwodu, suma zaś długości l wynosi L, dodając zatem wyrażenia (2) utworzone dla wszystkich po kolei elementów obwodu, otrzymujemy rzeczywiście wartość (1). Lecz jeżeli element ab wywiera na biegun m siłę (2), skierowaną jak mH na rys. 103-im, przeto, według zasady działania i przeciwdziałania, biegun m musi wywierać na element ab siłę równie znaczną

3. $$f = mli/r^2$$

skierowaną wprost przeciwnie niż mH. Możemy posunąć się teraz o istotny krok naprzód. Dodatnia ilość m magnetyzmu, skupiona w środkowym punkcie obwodu, wytwarza własne, *obce* pole magnetyczne, całkiem oczywiście niezależne od elektromagnetycznego pola towarzyszącego prądowi i. Dla jasności będziemy oznaczali przez H, jak dotychczas, wektor pola elektromagnetycznego, sprawianego przez prąd i; przez literę zaś χ będziemy rozumieli wektor obcego pola magnetycznego, które zawdzięcza istnienie obecności bieguna m w środku obwodu. W miejscu zajmowanem przez element ab wektor χ, jak wiadomo, posiada wartość m/r^2; siłę f możemy zatem nadać postać

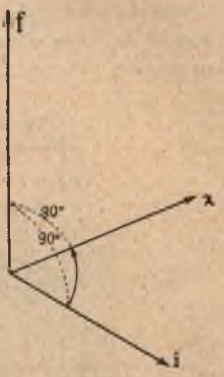
4. $$f = li\chi.$$

W tem wyrażeniu niema już m ani r; wielkości m i r, które opisują naturę bieguna i jego położenie względem ab, znikły; pozostał tylko χ, który charakteryzuje obce pole istniejące w miejscu ab. Pochodzenie obcego pola, w którem znajduje się element ab, niewątpliwie jest już teraz obojętne; formuła (4) w każdem magnetycznem polu jest ważna, jeżeli jego wektor χ ma wartość i kierunek, które w niniejszym przypadku okazuje w miejscu ab. Wzór (4) wyraża wartość siły f; jakże ona jest skierowana? Bezpośrednio widzimy, że f jest umiejscowiona w prostej, prostopadłej zarówno do kierunku prądu i jak do kierunku wektora χ w miejscu elementu ab; umieszczony wzdłuż siły f obserwator dostrzega ruch obrotowy od i do χ w kierunku przeciwnym kierunkowi ruchu wskazówek na tarczy zegara (rys. 103). W równaniu (4) wielkość l wyrażamy w cm, wielkość i w jednostkach $1\ gr^{1/2}\,cm^{1/2}/sek$ (§ 65), wreszcie χ w gaussach (§ 56); otrzymujemy zatem siłę f wyrażoną w dynach, jak być powinno.

Musimy jednak o tem pamiętać, że powyższe rozumowanie było ograniczone do pewnego szczególnego przypadku. Prąd i płynął tu w obwodzie kołowym,

był zatem skierowany wszędzie prostopadle do promienia r, zarazem prostopadle do wektora χ obcego pola magnetycznego, które, pochodząc od skupionego w punkcie bieguna m, było promieniste. Równanie (4) jest zatem prawdziwe, gdy kierunek i tworzy kąt prosty z kierunkiem χ; gdy kierunek i tworzy dowolny kąt z kierunkiem χ, wyrażenie siły f przybiera ogólniejszą postać, którą przytaczamy poniżej.

Przypuśćmy, iż element o długości l, w którym płynie prąd natężenia i, znajduje się w obcem polu magnetycznem; jeżeli kierunek prądu i tworzy kąt $(i\chi)$ z kierunkiem wektora χ obcego pola, element l doznaje od tego pola siły f wynoszącej



Rys. 104.

$$5. \qquad f = li\chi \sin(i\chi)$$

i umiejscowionej w prostej, prostopadłej zarazem do kierunku prądu i oraz do kierunku wektora χ (utworzonego w miejscu elementu l); obserwator umieszczony wzdłuż siły f (przez którego zatem, od stóp do głowy, przebiega kierunek tej siły) dostrzega, iż ruch obrotowy od i do χ odbywa się w kierunku przeciwnym kierunkowi ruchu wskazówek na tarczy zegara (rys. 104).

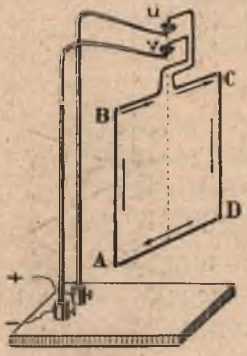
Jeżeli, jak w powyżej rozważonym przypadku, kąt i tworzy kąt prosty z kierunkiem wektora χ, wówczas $(i\chi) = 90^0$, wzór (5) przechodzi zatem w formułę (4). Lecz gdyby kierunek i przypadał w kierunku wektora χ, mielibyśmy $(i\chi) = 0^0$, element l nie doznawałby wcale siły ponderomotorycznej.

Podane tu twierdzenia możemy objaśniać i sprawdzać zapomocą rozmaitych doświadczeń. Wyobraźmy sobie drut metalowy pq, zawieszony poziomo na cienkich izolujących niciach, jak pokazuje rys. 105; dwiema poprzecznemi cieniutkiemi platynowemi igłami, w które jest zaopatrzony, przewodnik pq dotyka powierzchni rtęci zawartej w naczyńkach ss i jest tym sposobem włączony w obwód prądu elektrycznego. Zbliżając biegun magnetyczny, badamy zachowanie się przewodnika pq; możemy więc sądzić o siłach ponderomotorycznych, których przewodnik ten wówczas doznaje.

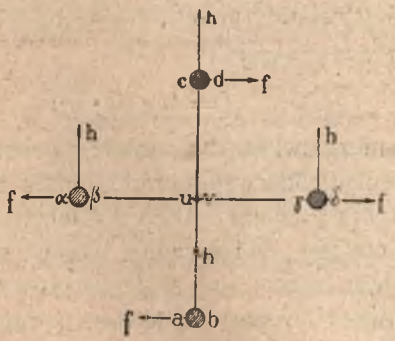
Rys. 105.

Bardzo proste i wymowne doświadczenie zawdzięczamy A m p è r e'o w i. Obwód płaski prostokątny $ABCD$ może kręcić się swobodnie dokoła pionowej osi uv (rys. 106); prąd wpływa ostrzem u, wypływa ostrzem v, które obadwa są zanurzone w rtęci. Skoro tylko połączenia zostały uskutecznione, płaszczyzna obwodu ustawia się prostopadle do płaszczyzny miejscowego południka magnetycznego. Nie zapominajmy o tem istotnie, że obwód $ABCD$ prądu znajduje się w polu magnetycznem ziemskiem. Znane nam obecnie prawa działania obcego

pola na element prądu zastosujmy po kolei do ramion *AB*, *BC*, *CD* i *DA* obwodu. Składowa pozioma *h* natężenia magnetyzmu ziemskiego biegnie poziomo, w płaszczyźnie południka magnetycznego; na poziome ramiona *BC* oraz *DA* obwodu działają zatem ponderomotoryczne siły *f* skierowane pionowo, równolegle do osi *uv*; nie wywierają one wpływu na wykręcanie się obwodu dokoła tej właśnie osi. Na pionowe natomiast ramiona *AB* i *CD* działają ponderomotoryczne siły *f* skierowane poziomo; tworzą one parę sił, wprawiającą obwód w ruch obrotowy dokoła osi *uv* dopóty, dopóki jego płaszczyzna nie ustawi się prostopadle do składowej *h*. Przekonywamy się o tem łatwo przy



Rys. 106.



Rys. 107.

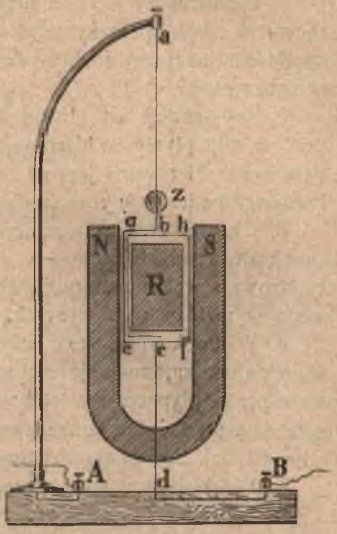
pomocy rys. 107-go, którego płaszczyzna jest pozioma; płaszczyzna obwodu *ABCD* jest pionowa, ramiona *AB* i *CD* są więc widoczne w rys. 107-ym jako rzuty czyli przecięcia poziome, bądź *ab* i *cd*, bądź $\alpha\beta$ i $\gamma\delta$. Przez *ab* oraz $\alpha\beta$ prąd *i* płynie do góry, przez *cd* oraz $\gamma\delta$ prąd *i* płynie ku dołowi. Jeżeli płaszczyzna obwodu zajmuje położenie *abcd* (t. j. jeżeli w niej właśnie przypada *h*), siły *f*, które działają na ramiona *AB* i *CD*, skłaniają obwód do obrotu dokoła osi *uv*. Gdy płaszczyzna obwodu zajmie położenie $\alpha\beta\gamma\delta$ prostopadłe do kierunku *h*, ponderomotoryczne siły *f*, jak widzimy, mogłyby chyba tylko odkształcić obwód, gdyby on nie był sztywny, ale wprawić go w obrót nie mogą.

§ 73. Galwanometry Kelvina. Ampermetry.

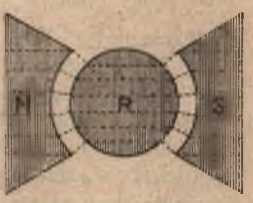
Z ponderomotorycznych sił, których w obcem polu magnetycznem doznaje obwód prądu, skorzystał Lord Kelvin dla zbudowania nowego typu prądomierzy, odmiennych od znanych nam z § 67-go galwanometrów i w niejednym względzie od nich dogodniejszych. Myśl Kelvina służy dziś do budowy mnóstwa naukowych i technicznych narzędzi. Istotną składową częścią tych przyrządów bywa zwykle cewka ruchoma, umieszczona pomiędzy biegunami silnego magnesu lub elektromagnesu; gdy przepuszczamy przez nią prąd, którego natężenie pragniemy

zmierzyć, cewka wykręca się; z wykręcenia cewki (lub wskazówki albo zwierciadełka, które połączyliśmy z cewką) wnosimy o natężeniu przepuszczonego prądu.

Rozpowszechniony typ (Deprez-d'Arsonval) galwanometrów Kelvina ma budowę następującą. Pomiędzy biegunami magnesu *NŚ* (rys. 108), na cienkim metalowym drucie *ab* wisi cewka prostokątna *efgh* (na rysunku wskazana schematycznie); od dołu, w punkcie *c*, cewka ta łączy się z innym cienkim metalowym drutem *cd* utwierdzonym w *d*. Gdy prądu w cewce niema, jej płaszczyzna ma być równoległa do linij magnetycznego pola. Przypuśćmy, że prąd wpływa do *A*, drogą *Aab* dopływa do cewki (którą okrąża w kierunku *bgefhc*) wreszcie przez *cdB* odpływa do pozostałych części obwodu. Ramiona poziome cewki (*hbg*, *ecf*) nie doznają działania sił ponderomotorycznych, na ramiona pionowe (*ge*, *fh*) wywierane są siły, umiejscowione w prostych prostopadłych do płaszczyzny cewki lecz skierowane przeciwnie. Cewka może kręcić się swobodnie około osi *abcd*; gdy prąd płynie, cewka znajduje się pod wpływem pary sił, która stara się jej płaszczyznę ustawić prostopadle do linij magnetycznego pola (por. § 72). Ów obrót cewki łączy się atoli ze skręcaniem drutów *ab* i *cd* (§ 30 tomu II-go), opiera mu się zatem sztywność drutów; gdy sprężysta reakcja drutów dorównywa ponderomotorycznemu działaniu pola, układ *abgefhcd* wraz ze zwierciadełkiem *z* jest w równowadze. Kąt obrotu odczytujemy metodą znaną z § 67-go. Wewnątrz cewki (opasany przez nią, ale bez zetknięcia) znajduje się rdzeń *R* w postaci walca, sporządzonego z miękkiego żelaza. Obecność tego rdzenia przedewszystkiem wzmaga znacznie pole magnetyczne (§ 70); nadto zaś wykręca nieco linje pola (rys. 109), tak iż one biegną przez cewkę w kierunkach promieni walca *R*. Wynika stąd ważna zaleta przyrządu; gdy cewka wykręca się, skłaniająca ją do obrotu para sił pozostaje niezmienna; dlatego wykręcenie jest proporcjonalne do natężenia prądu. Ponieważ nadto w wąskim odstępie pomiędzy *N* lub *S* a *R* pole magnetyczne jest bardzo silne, przeto, posługując się galwanometrem Kelvina, możemy zaniedbywać zakłócenia pochodzące np. od prądów elektrycznych obcych, od pola magnetycznego ziemskiego i t. p. Czułość przyrządów, zaopatrzonych w ruchomą cewkę, bywa natomiast zazwyczaj mniejsza niż czułość galwanometrów opisanych w § 67-ym.



Rys. 108.



Rys. 109.

Ampermetry (lub, jak mawia się niekiedy, *ammetry*), któremi posługuje się dzisiaj codziennie przemysł elektrotechniczny, działają według objaśnionych tu

zasad; cewka wisi w nich na sprężynkach przypominających te, które znane są z kieszonkowych zegarków (rys. 4, § 5 tomu I go); dzięki temu urządzeniu przyrząd staje się przenośny. Odchylenia cewki wskazuje wskazówka, biegnąca przed skalą łukową; jej podziałkę sporządza się przez kalibrowanie przyrządu.

Zadania.

1. Umieściwszy się pod przewodem biegnącym z południa na północ i niosącym w sobie potężny prąd elektryczny, spostrzegamy, że północny biegun igiełki deklinacyjnej odchyla się ku zachodowi. W jakim kierunku płynie prąd w przewodzie?

2. Spoglądając na obwód kołowy płaski, leżący poziomo, dostrzegam, iż prąd w nim płynie w kierunku ruchu wskazówek na tarczy zegara. Jak względem mnie skierowana jest siła, którą prąd wywiera na biegun magnetyczny południowy umieszczony w środku obwodu?

3. Określić amperosekundę, wattminutę, woltamperogodzinę; podać ich stosunek do znanych jednostek. Dlaczego nie kupujemy kulombów? dlaczego elektrownia w kilowattgodzinach sporządza rachunki? Dzielność 1 konia parowego wyrazić w woltamperach.

4. W środku kołowego obwodu, umieszczonego w płaszczyźnie magnetycznego południka, znajduje się magnesowa igiełka; wychyla się ona pod działaniem prądu płynącego w obwodzie. Czy kąt wychylenia jest proporcjonalny do natężenia prądu? Nie zmieniając natężenia prądu, skracamy do połowy promień obwodu; jak zmieni się kąt wychylenia?

5. W jakich jednostkach wyraża się redukcyjny spółczynnik busoli stycznych?

6. Dla pewnej busoli stycznych mamy $n = 1$, $r = 50\,\text{cm}$; dostrzegamy $\theta = 32^\circ$. Kładąc $h = 0{\cdot}2$ gaussa, obliczyć natężenie prądu.

7. Spoglądamy na poziome przecięcia krańcowe elektromagnesu zbudowanego w kształcie podkowy; w jakim kierunku wydaje nam się, iż krąży prąd dokoła bieguna N i dokoła S?

8. Czy możemy wyobrażać sobie, że pole magnetyczne ziemskie wynika z obecności pewnych ładunków elektrycznych rozlanych na powierzchni kuli ziemskiej i uczestniczących w jej ruchu obrotowym?

9. Przez solenoid o długości 25 cm, liczący 50 skrętów, płynie prąd elektryczny o natężeniu 0·5 ampera; obliczyć wektor magnetyczny we wnętrzu solenoidu. Zakładając, że rozległość poprzecznego przecięcia solenoidu wynosi 1 cm^2, obliczyć ilość magnetyzmu zawartą w biegunach magnesu, który wytwarzałby nazewnątrz to samo pole, jakie wytwarza solenoid.

10 Prostokątna cewka galwanometru typu Deprez-d'Arsonval ma 5 cm długości, 1 cm szerokości; na cewce znajduje się 25 skrętów nawiniętego drutu. Cewka ta porusza się w polu 300 gaussów, sprawianem przez otaczający ją magnes. Znaleźć momenty sił, które działają na cewkę, gdy płynie przez nią prąd o natężeniu 0·001 ampera.

11. Prąd trwały, który w przeciągu 30 minut wydzielił 0·169 gr (dwuwartościowej) miedzi w woltametrze, sprawiał w busoli stycznych odchylenie igły wynoszące 45°. Obliczyć spółczynnik redukcyjny busoli. Wiedząc, że obwód busoli jest 8-krotny i że promień obwodu wynosi średnio 8·15 cm, obliczyć wartość poziomej składowej natężenia magnetyzmu ziemskiego w miejscu spostrzeżeń.

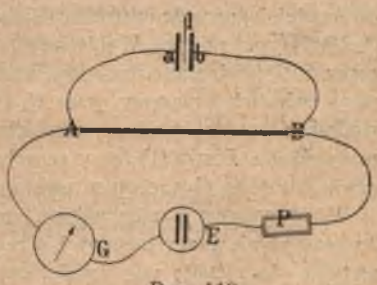
ROZDZIAŁ PIĄTY.

Prawa prądów trwałych.

§ 74. Opór elektryczny. Prawo Ohma.

Wyobraźmy sobie jednolity przewodnik obdarzony elektrycznym ładunkiem. Gdy ładunek jest w równowadze, potencjał we wszystkich punktach przewodnika jest jednakowy; lecz jeżeli w przewodniku płynie prąd elektryczny, potencjał w różnych punktach musi być rozmaity. Prądowi, jak wiadomo, przypisujemy kierunek, zwrócony od miejsc, w których potencjał ma wartość wyższą, do miejsc, w których ma niższą.

Przypuśćmy, że w obwodzie $EGABPE$ (rys. 110) krąży prąd trwały, pochodzący z ogniwa E; w tym obwodzie znajduje się galwanometr G, opornica P oraz drut metalowy AB, którego poprzeczne przecięcie jest wszędzie jednakowe. Dzięki opornicy możemy zmieniać natężenie prądu w obwodzie; każde natężenie możemy zmierzyć przy pomocy galwanometru. Końce drutu AB łączymy z płytkami a, b elektrometru jednolistkowego heterostatycznego, którego listek l naładowany jest ze źródła o potencjale wysokim i stałym; w każdem stadjum doświadczenia możemy przekonać się tym sposobem, jaka różnica istnieje między wartością V_A, którą potencjał ma w punkcie A a wartością V_B, którą ma w punkcie B. Posługując się tym samym wciąż drutem AB i utrzymując go w temperaturze stałej (i wogóle w stanie niezmiennym), zmieniamy natężenie płynącego prądu i dla każdego natężenia i mierzymy odpowiednią wartość różnicy $V_A - V_B$; przekonywamy się bez trudności, że i *oraz* $V_A - V_B$ *są proporcjo-*



Rys. 110.

nalne wzajemnie do siebie. Stosunek różnicy potencjałów panujących na końcach przewodnika do natężenia płynącego w nim prądu jest zatem wielkością *stałą*, niezależną od tej różnicy ani od owego natężenia. Lecz gdybyśmy użyli, zamiast drutu AB, innego, cieńszego albo grubszego, krótszego albo dłuższego, gdybyśmy poddali ten sam drut AB wpływowi niższej lub wyższej temperatury, gdybyśmy go skręcili lub wydłużyli, gdybyśmy drut miedziany zastąpili przez stalowy albo niklowy przez srebrny, stosunek $(V_A - V_B)/i$ zmieniłby się natychmiast. Stosunek ten, który w danym stanie przewodnika jest jego charakterystyczną własnością, nazywamy *elektrycznym oporem*; oznaczając go przez R, piszemy

1. $$V_A - V_B = Ri.$$

Opór elektryczny przewodnika nie zależy od natężenia płynącego w nim trwałego prądu ani od różnicy potencjałów, która w przewodniku panuje; opór jest własnością przewodnika, zależną od jego postaci i rozmiarów, od jego chemicznego składu, od temperatury i innych warunków, w których go doświadczamy. Twierdzenie to, ważne w fizyce, nazywamy *prawem Ohma.*

Prawo Ohma stosuje się nietylko do całkowitego drutu; stosuje się również do każdej jego części zosobna. Stosuje się ono także do przewodników dowolnej geometrycznej postaci. Wybieramy punkty A i B w przewodniku i prowadzimy przez nie ekwipotencjalne powierzchnie S_A i S_B; wartości potencjału na tych powierzchniach oznaczmy przez V_A i V_B. Przez R rozumiejmy opór części przewodnika, zawartej między powierzchniami S_A i S_B a zewnętrznem ograniczeniem przewodnika. Prawo (1) łączy ze sobą opór R, różnicę $V_A - V_B$ oraz natężenie i prądu trwałego płynącego w uważanej części przewodnika.

W powyższem przedstawieniu rzeczy wyobraziliśmy sobie dla określoności, że prąd płynie przez metalowy przewodnik. Prawo Ohma stosuje się jednak nietylko do metali; gdy trwały prąd płynie przez elektrolit ciekły, prawo to jest również spełnione. Bardzo rozrzedzone ciała gazowe stanowią wyjątek; gdy przewodzą prąd elektryczny, prawo Ohma nie jest zachowane. Przewodnictwo rozrzedzonych gazów (do którego powrócimy w VIII-ym rozdziale) jest więc anormalne; natomiast przewodnictwo metali i elektrolitów jest jaknajściślej posłuszne prawu Ohma, od którego, mimo umyślnych doświadczeń, nie znaleziono w tych ciałach najmniejszych uchyleń.

Proste prawo normalnego elektrycznego przewodnictwa, którem upamiętnił swe imię, odkrył pomiędzy 1825 a 1827 rokiem Jerzy Szymon Ohm, skromny nauczyciel szkół średnich w Kolonji; jest ono zupełnie podobne do prawa normalnego cieplnego przewodnictwa, do prawa, które kilkanaście lat przedtem odgadł był wielki francuski uczony Fourier (§§ 102 i 112 tomu II-go).

§ 75. *Jednostka oporu. Ohm.*

Powszechnie dziś przyjęta jednostka elektrycznego oporu nazywa się *ohmem*; jej określenie jest następujące: opór przewodnika wynosi 1 ohm, jeżeli czynna na jego krańcach różnica potencjałów równa 1 woltowi sprawia w nim natężenie prądu trwałego równe 1 amperowi. Odwołując się do równania (1) poprzedzającego artykułu, możemy zatem powiedzieć, że

1. $$1 \text{ wolt} = 1 \text{ ohm} \times 1 \text{ amper}.$$

Gdy wyraziliśmy w ohmach opór przewodnika, natężenie zaś płynącego prądu w amperach, z formuły wypowiadającej prawo Ohma wypada panująca na krańcach różnica potencjałów podana w woltach.

Jednostka elektrycznego oporu, określona przez wzór (1), otrzymała dla ścisłości nazwę *ohma prawdziwego* lub *teoretycznego*. Za urzeczywistnienie tej jednostki (czyli za t. zw. *wzorzec* elektrycznego oporu) przyjęto *ohm międzynarodowy* t. j. opór, który trwałemu elektrycznemu prądowi przeciwstawia, w temperaturze 0°C, kolumna rtęci jednostajnego poprzecznego przecięcia, mająca długość = 106 3 cm oraz masę = 14 4521 gr; rozległość poprzecznego przecięcia takiej kolumny jest bardzo mało różna od 1 mm². Ohm międzynarodowy jest prawdopodobnie 1·0003 razy większy od prawdziwego; ponieważ jednak możemy znacznie dokładniej porównywać pomiędzy sobą rozmaite opory aniżeli zbudować wzorzec prawdziwego ohma, postanowiono zatem (na konferencji w Londynie 1908 r.) posługiwać się nadal ohmem międzynarodowym, bez względu na jego istotny stosunek do prawdziwego.

Elektromagnetyczną jednostkę oporu, zgodnie z prawem Ohma, określamy jak następuje

2. $$1 \text{ el.-magn. jedn. oporu} = \frac{1 \text{ el.-magn. jedn. potencjału}}{1 \text{ el.-magn. jedn. natężenia prądu}}.$$

Z twierdzeń (9) i (11) § 65-go wyprowadzamy, że

3. $$1 \text{ el.-magn. jedn. oporu} = 1 \text{ cm/sek}$$

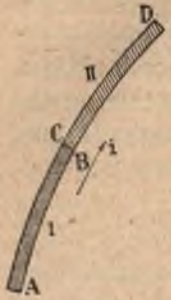
jest zatem identyczna ze zwykłą jednostką prędkości. Z określenia ohma oraz z założeń (1) i (5) § 66-go wynika, że

4. $$1 \text{ ohm} = 10^9 \text{ el.-magn. jedn. oporu}.$$

§ 76. *Opór przewodników złączonych.*

Wyobraźmy sobie dwa druty I i II, wyrobione z tej samej substancji, np. AB i CD (rys. 111) i przypuśćmy, że połączyliśmy je *w szereg*; wyrażenie to znaczy, że końcowy punkt B pierw-

szego drutu znajduje się w zetknięciu z początkowym punktem C drugiego. Oznaczmy przez V_A, V_B, V_C, V_D wartości potencjału w punktach A, B, C, D, przez R_1 i R_2 opory drutów, przez i natężenie prądu trwałego, który przez nie płynie. Według § 74-go mamy wówczas



Rys. 111.

1. $$V_A - V_B = R_1 i; \quad V_C - V_D = R_2 i.$$

Skoro jednak punkty B i C dwóch chemicznie i fizycznie jednakowych drutów są w zetknięciu, przeto $V_B = V_C$, zatem

2. $$V_A - V_D = (R_1 + R_2) i.$$

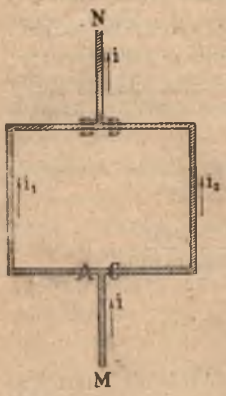
Rozumiejąc przez R opór całości AD złożonej z drutów I i II, mamy według prawa Ohma

3. $$V_A - V_D = Ri$$

z porównania zatem wzorów (2) i (3) wyprowadzamy

4. $$R = R_1 + R_2.$$

Łączymy teraz początkowy punkt A pierwszego drutu z początkowym punktem C drugiego, oraz końcowy punkt B pierwszego drutu z końcowym D drugiego; powiadamy wówczas, że AB i CD tworzą *rozgałęzienia* prądu, że są włączone w obwód *równolegle* (rys. 112). Oznaczmy przez i natężenie prądu płynącego od M do (AC) lub od (BD) do N; przez i_1 rozumiejmy natężenie prądu płynącego w AB, przez i_2 natężenie prądu w CD. Skoro prądy i, i_1, i_2 są trwałe, ładunek, przenoszony w ciągu sekundy przez dowolne poprzeczne przecięcie gałęzi $M(AC)$ lub $(BD)N$ jest równy sumie ładunków przenoszonych w ciągu sekundy przez dowolne poprzeczne przecięcie gałęzi AB i CD; zatem



Rys. 112.

5. $$i = i_1 + i_2.$$

Mamy jak wyżej

6. $$V_A - V_B = R_1 i_1; \quad V_C - V_D = R_2 i_2.$$

Obecnie jednak $V_A = V_C$, $V_B = V_D$, dlatego z (6) otrzymujemy

7. $$R_1 i_1 = R_2 i_2 \quad \text{czyli} \quad i_1 : i_2 = R_2 : R_1$$

z równań zaś (5) i (6):

$$8. \qquad i=(V_A-V_B)\left(\frac{1}{R_1}+\frac{1}{R_2}\right)=(V_C-V_D)\left(\frac{1}{R_1}+\frac{1}{R_2}\right).$$

Zespół gałęzi AB i CD spróbujmy zastąpić przez jeden drut PQ, którego opór wynosi R. Jeżeli R czyni zadosyć warunkowi

$$9. \qquad \frac{1}{R}=\frac{1}{R_1}+\frac{1}{R_2}$$

wnosimy z równania (8), że PQ może przenieść trwały prąd i bez zmiany panującej na krańcach różnicy potencjałów; gdybyśmy mieli

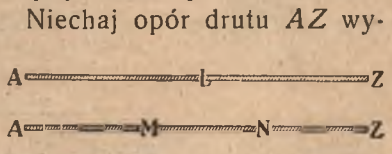
$$10. \qquad V_P-V_Q=V_A-V_B=V_C-V_D,$$

prąd w PQ miałby znowu natężenie i. Nazywamy R oporem *równoważnym* rozgałęzieniu oporów R_1 i R_2 *równolegle włączonych (lub spiętych).*

Z równania (7) wyprowadzamy wniosek, który ma mnóstwo zastosowań w praktyce elektrotechnicznej. Przypuśćmy, że opór R_1 drutu AB jest bardzo mały w porównaniu do oporu R_2 drutu CD; natężenie i_1 prądu płynącego przez AB jest wówczas bardzo wielkie w porównaniu do i_2; niemal cały prąd i kieruje się przez AB, ku CD zwraca się tylko znikoma część prądu. Drut AB nazywamy wówczas *upustem* lub też z angielska *shuntem* (dosłownie: boczną odnogą) drutu CD. W shunt słabego oporu bywa naprzykład zwykle zaopatrzony ampermetr (§ 73); przez przyrząd mierniczy płynie drobny ułamek prądu krążącego w głównym obwodzie.

§ 77. Opór właściwy; przewodnictwo właściwe.

Wyobraźmy sobie drut AZ (rys. 113), co do ustroju i składu ściśle jednostajny; przypuśćmy, że poprzeczne przecięcie drutu jest wszędzie jednakowo rozległe. Niechaj opór drutu AZ wynosi R. Dowolnem poprzecznem przecięciem L dzielimy w myśli drut AZ na części AL i LZ, których opory oznaczamy przez R_1 i R_2. Według § 76-go



Rys. 113.

$$1. \qquad R=R_1+R_2.$$

Przypuśćmy na chwilę, że długości AL i LZ są sobie równe; druty AL i LZ są wówczas identyczne, zatem $R_1=R_2$; każdy z tych oporów wynosi $\frac{1}{2}R$. Gdyby długość AM była połową długości MZ, więc trzecią częścią długości AZ, opór R_1 części AM

byłby połową oporu R_2 części MZ, więc trzecią częścią oporu R całości AZ. Krótko mówiąc, *w drucie jednostajnego ustroju i składu oraz jednakowego wszędzie poprzecznego przecięcia, opór każdej części jest proporcjonalny do jej długości.*

Wyobraźmy sobie dwa przewodniki, sporządzone z tej samej substancji i w każdym względzie jednakowe; dla określoności przypuśćmy, że mają postać długich prostopadłościanów, jednakowej długości i jednakowego poprzecznego przecięcia (rys. 114); prąd przez nie płynie w kierunku długości. Gdy złożymy ze sobą przewodniki którąkolwiek ze ścian równoległych do długości, powstanie nowy przewodnik tej samej długości lecz podwójnego poprzecznego przecięcia. Ponieważ przewodniki są włączone w obwód «równolegle», przekonywamy się z formuły (9) poprzedzającego artykułu, że równoważny opór R całości jest równy połowie oporu każdego z przewodników składowych. Gdybyśmy podobnie złożyli ze sobą trzy jednakowe przewodniki, powstałby nowy przewodnik tej samej długości ale potrójnego poprzecznego przecięcia; równoważny opór R całości byłby równy trzeciej części oporu każdego z przewodników składowych. *Gdy długość drutu pozostaje niezmienna, jego opór (caeteris paribus) jest odwrotnie proporcjonalny do rozległości poprzecznego przecięcia.*

Rys. 114.

Powyższe wnioski możemy streścić algebraicznie w twierdzeniu następującem. Wyobraźmy sobie drut jednostajnego ustroju i składu oraz jednakowego wszędzie poprzecznego przecięcia. Oznaczmy przez l długość drutu, przez S rozległość poprzecznego przecięcia. Opór R drutu piszemy w postaci

$$2. \qquad R = r\frac{l}{S}$$

gdzie r jest spółczynnikiem proporcjonalności czyli stałą niezależną od l i od S, zależną od chemicznego składu drutu a także od jego fizycznego stanu, przedewszystkiem od temperatury; stałą tę r nazywamy *oporem właściwym* substancji, z której przewodnik jest sporządzony. Odwrotność oporu właściwego

$$3. \qquad c = \frac{1}{r}$$

nazywamy *przewodnictwem właściwem* substancji. Jednostką oporów właściwych, jak widzimy z formuły (2), jest 1 ohm × 1 cm; jednostką przewodnictw jest 1/ohm × cm.

Stosując naprzykład równanie (2) do rtęci w 0°C, mamy, podług § 75-go:

4. $$1 \text{ ohm} = r_{Hg} \times 106{\cdot}3 \text{ cm}/0{\cdot}01 \text{ cm}^2$$

skąd otrzymujemy

5. $$r_{Hg} = 0{\cdot}000094073 \text{ ohm} \times \text{cm} \ (0^\circ\text{C}).$$

W następującej tabliczce przytaczamy wartości oporu właściwego r niektórych substancyj. Wszystkie wartości odpowiadają temperaturze 0°C. Za jednostkę przyjęto wszędzie 10^{-6} ohm × cm.

Srebro Ag:	1·5	Żelazo Fe:	9·5
Miedź Cu:	1·7	Platyna Pt:	11·0
Glin Al:	2·8	Ołów Pb:	19·5
Cynk Zn:	5·7	Rtęć Hg:	94·073

Aljaże:	Manganin (Cu, Mn, Ni):	42·0
	Konstantan (Cu, Ni):	49·0
	Inwar (tom II, § 93):	75·0

Najczystsza woda, jaką można dziś sporządzić:	$2{\cdot}5 \times 10^{13}$
Nasycony roztwór soli NaCl w wodzie (18°C):	$4{\cdot}63 \times 10^{2}$
Roztwór 40% kwasu HCl w wodzie (18°C):	$1{\cdot}94 \times 10^{2}$

Gdy temperatura podnosi się, opór właściwy wszystkich czystych, chemicznie prostych metali *wzrasta*. W obwodzie stałego ogniwa umieśćmy zwój drutu żelaznego oraz lampkę żarową; ogrzewając zwój w płomieniu gazowym, dostrzegamy, że lampka świeci słabiej; oziębiając zwój energicznie, wywołujemy silne świecenie. Jak wykazał w ostatnich czasach Kamerlingh Onnes w Lejdzie, w nadzwyczajnie niskich temperaturach, które można osiągnąć przy pomocy skroplonego helu (§ 124 tomu II-go), opór niektórych metali znika niemal zupełnie; metale te, według wyrażenia holenderskiego badacza, stają się wówczas *ponadprzewodnikami*.

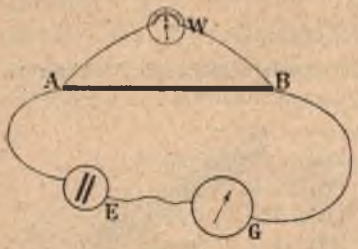
Opór niektórych *aljaży* (stopów), jak konstantan, nikielin, zwłaszcza zaś *manganin*, zależy nieznacznie od temperatury; z tego powodu wzorce oporu bywają dziś zwykle sporządzane z manganinu. Do wyrobu drutów przewodzących prąd elektryczny przemysł elektrotechniczny posługuje się miedzią, często też t. zw. *bronzem* krzemowym lub fosforowym, który chemicznym składem różni się mało od miedzi.

Rys. 115.

Urządzenie *opornic* opisaliśmy wyżej w § 68-ym. Wyobraźmy sobie, że pragniemy zmierzyć opór R pewnego przewodnika (rys. 115). Tworzymy obwód, do którego, oprócz ogniwa E, włączamy nieznany opór R tudzież galwanometr G. Zmierzywszy natężenie płynącego w tych warunkach prądu, wyłączamy opór R i na jego miejsce włączamy opornicę. Gdy w opornicy dobierzemy taki opór, ażeby natężenie prądu przybrało napowrót poprzednią wartość, możemy być pewni, że suma włączonych w opornicy oporów

jest równa oporowi R, który mieliśmy zmierzyć; zakładamy przytem, że elektromotoryczna siła użytego ogniwa E jest sama przez się niezmienna. Prosty ten sposób mierzenia oporów nazywa się metodą *substytucji* (podstawienia).

Różnicę potencjałów w dwóch punktach przewodnika, przez który płynie prąd elektryczny, możemy zmierzyć t. zw. *woltmetrem*. Jest to w zasadzie galwanometr, który przeciwstawia prądowi opór bardzo znaczny, wynoszący niekiedy tysiące ohmów. Przypuśćmy, że mamy zmierzyć różnicę wartości, które okazuje potencjał w punktach A i B obwodu $EABGE$ (rys. 116), zawierającego ogniwo E i galwanometr G. Do punktów A i B przyłączamy woltmetr W, tak iż AB staje się *shuntem* woltmetru; przez przyrząd ten kieruje się drobna część prądu, natężenie więc prądu krążącego w obwodzie głównym $EABGE$ zmienia się nieznacznie; potencjały w miejscach A oraz B będą niemal takie, jakie były przed przyłączeniem woltmetru.

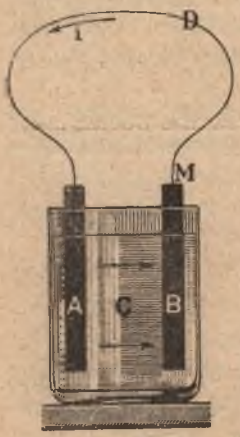


Rys. 116.

Prąd, przez woltmetr płynący, aczkolwiek bardzo słaby, wychyli jednak znacznie wskazówkę, jeśli cewka galwanometru ma wysoką liczbę skrętów. Wiemy z prawa Ohma, że natężenie tego prądu będzie proporcjonalne do różnicy potencjałów czynnej pomiędzy A i B. Można zatem zaopatrzeć woltmetr w skalę, wyrażoną w woltach.

§ 78. Zastosowanie prawa Ohma do zamkniętego obwodu.

Wyobraźmy sobie dwie płyty wyrobione z dwóch różnych metali A, B i zanurzone w elektrolitycznym roztworze C (rys. 117); taka całość, jak wiadomo, jest najprostszem ogniwem. Obwód ogniwa zamykamy drutem sporządzonym z dowolnego metalu D. Przypuśćmy, że prąd w obwodzie płynący jest trwały; że krąży w ogniwie w kierunku od A do B, w drucie zaś D od B do A. Uważajmy punkt M zetknięcia płyty B z drutem D; niechaj wartość potencjału metalu D w punkcie M wynosi V_M. Posuwamy się od punktu M w kierunku krążenia prądu; spotykamy wówczas coraz inne wartości potencjału. Dopóki idziemy wzdłuż przewodnika jednolitego, potencjał maleje stosownie do prawa (1) § 74-go; gdy z jednego przewodnika przechodzimy do innego przewodnika, potencjał skacze o różnicę zależną od natury i od stanu przewodników (§ 38). Lecz gdy okrążymy obwód dokoła i powrócimy do metalu D



Rys. 117.

w punkcie M, potencjał musi przybrać napowrót wartość V_M; suma wszystkich spadków wzdłuż przewodników oraz wszystkich skoków na granicach zetknięcia musi być równa zeru. Oznaczając przez R_A, R_B, R_C opory płyt A i B oraz roztworu C, przez r opór drutu D, przez i natężenie prądu płynącego w obwodzie i posługując się, dla wyobrażenia granicznych skoków potencjału, znanemi z rozdz. II-go symbolami, mamy zatem

1. $$V_M - ri + D/A - R_A i + A/C - R_C i + C/B - R_B i + B/D = V_M$$

skąd zaraz wynika

2. $$D/A + A/C + C/B + B/D = (r + R_A + R_B + R_C) i.$$

Lecz podług prawa Volty (§ 39) mamy

3. $$D/A + A/B + B/D = 0.$$

Rozumiejąc przeto przez

4. $$R = R_A + R_B + R_C$$

łączny opór ogniwa (tak zwany jego *opór wewnętrzny*) oraz przez

5. $$\mathcal{E} = B/A + A/C + C/B$$

jak dawniej (§ 39), *elektromotoryczną siłę ogniwa*, wyprowadzamy z równań (2) i (3) co następuje

6. $$\mathcal{E} = (r + R) i.$$

Równanie (6) wyraża prawo Ohma w zastosowaniu do zamkniętego obwodu. Zmierzywszy, przy pomocy opornicy, opory r i R, siłę zaś elektromotoryczną $\mathcal{E}$ wyznaczywszy elektrometrycznie, możemy obliczyć natężenie prądu i z formuły (6), nie posługując się wcale galwanometrem.

Przypuśćmy, że źródłem prądu krążącego w obwodzie jest zespół n jednakowych ogniw złączonych *w szereg* (§ 40); całkowita siła elektromotoryczna czynna w obwodzie wynosi wówczas $n\mathcal{E}$, opór zaś t. zw. wewnętrzny jest nR. Natężenie i prądu płynącego w obwodzie dane jest w tym razie przez

7. $$n\mathcal{E} = (r + nR) i.$$

Przypuśćmy przeciwnie, że źródłem prądu jest zespół n jednakowych ogniw spiętych *równolegle*; siła elektromotoryczna czynna w obwodzie jest wówczas $\mathcal{E}$, zupełnie tak, jak gdyby pracowało w nim tylko jedno ogniwo, natomiast opór wewnętrzny jest n razy mniejszy niż opór jednego ogniwa. Mamy w tym razie

8. $$\mathcal{E} = \left(r + \frac{R}{n}\right) i.$$

§ 79. Rozpraszanie energji elektrycznej w przewodnikach.

Weźmy na uwagę dwa punkty a i b drutu, w którym, w kierunku od a do b, płynie prąd elektryczny. Oznaczmy przez V_a i V_b wartości potencjału w punktach a i b, przez R rozumiejmy opór części ab, przez i natężenie płynącego w drucie prądu. Według twierdzenia (1) § 74-go mamy

1. $$V_a - V_b = Ri.$$

Z tem twierdzeniem porównywamy inną znaną nam prawdę. Podług § 37-go praca W, którą w przeciągu czasu τ łożą siły pola elektrycznego na utrzymanie między a i b prądu o natężeniu i, wynosi

2. $$W = i(V_a - V_b)\tau.$$

Wyrugowawszy różnicę $V_a - V_b$ z (1) i (2), znajdujemy

3. $$W = Ri^2\tau.$$

Ażeby zrozumieć znaczenie równania (3), musimy odwołać się do sposobów myślenia, do których prowadzą wielkie *zasady zachowania* i *rozpraszania energji*. Z różnych rozdziałów tej książki jest nam wiadomo, że praca, wykonana przeciwko zachowawczym siłom, w zachowawczym układzie, nie ginie, że gromadzi się w postaci zasobu pracy, w postaci naprzykład grawitacyjnej, sprężystej, elektrostatycznej, magnetostatycznej, wogóle *potencjalnej* albo też w postaci *kinetycznej* energji; gdy odwracamy zaszłą przemianę, czerpiemy z takiego zapasu energji i odbieramy napowrót pracę, którą wydaliśmy. Nie wszystkie jednak układy są zachowawcze; zjawiska w naturze są *nieodwracalne*. Praca wyłożona przeciwko siłom niezachowawczym, w nieodwracalnem zjawisku, wprawdzie nie znika, nie obraca się w niwecz, ale ucieka i rozprasza się, wówczas zaś najczęściej przestaje nam być pożyteczna. Najpospolitszą postacią rozproszonej energji jest ciepło. Gdziekolwiek ruch ciał materjalnych natrafia na tarcie, na opór, tam pojawia się ciepło, które powstało kosztem mechanicznej energji; skoro zaś przeobraziła się w ciepło, energja przez przewodnictwo, przez konwekcję, przez promieniowanie pierzcha, rozbiega, rozpływa się. Tarcie, lepkość, dyfuzja, przewodzenie ciepła, niedoskonała sprężystość, wszystko to są przykłady *zjawisk dysypacyjnych*, w których energja, prze-

mieniając się w ciepło, wyzwala się z pod ludzkiego panowania, nieuchwytnie uchyla się od naszego kierunku i chociaż nie ulega zagładzie, nie ginie w rachunku natury, przepada dla naszych celów i dla naszego użytku. Do klasy zjawisk dysypacyjnych należy w pełni zjawisko płynięcia prądu elektrycznego przez metal lub elektrolit; przewodnictwo elektryczne jest nawet najlepszym przykładem, jest typem tych zjawisk, ponieważ jego mechanizm jest stosunkowo prosty. Metal lub elektrolit wobec sił elektrycznego pola *nie* jest zachowawczym układem; przeciwnie, jest skrajnie niezachowawczy, rozprasza całą pracę, której siły te dostarczają. *Praca W*, którą obliczyliśmy w powyższem równaniu (3), *w metalu lub elektrolicie zamienia się całkowicie na ciepło*; zrozumienie tej prawdy zawdzięczamy J. P. Joule'owi (1840 r.), temu samemu badaczowi, którego imię pozostanie związane z ustanowieniem pierwszej zasady nauki termodynamiki.

Rozumiejąc przez Q ilość ciepła, która wytwarza się w czasie τ w przewodniku metalicznym lub elektrolitycznym, o oporze R, gdy w przewodniku tym płynie prąd o natężeniu i, powiadamy:

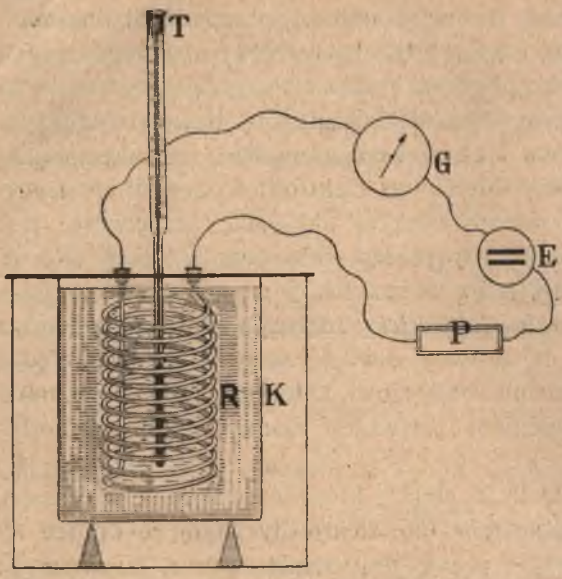
4. $$Q = W = Ri^2\tau.$$

Ilość ciepła Q zależy tylko od czasu τ, od oporu R i od natężenia prądu i; caeteris paribus jest proporcjonalna do długości okresu τ, do oporu R i do kwadratu natężenia prądu i. Niezliczone pomiary potwierdziły słuszność i ścisłość tych wniosków, których ogół nazywamy *prawem Joule'a*.

Przypuśćmy, że opór R wyrażamy w ohmach, natężenie prądu i w amperach, długość okresu τ w sekundach; z równania (3) otrzymamy wówczas pracę W, z równania (4) ilość ciepła Q, wyrażone w joule'ach (por. §§ 66 i 75). Wiemy jednak z §§ 107 i 112-go tomu II go, że 1 kalorja jest równoważna $4{\cdot}18 \times 10^7$ ergom czyli 4·18 joule'om; 1 joule jest przeto równoważny 0·239 kalorji. Jeżeli więc przez przewodnik o oporze R (wyrażonym w ohmach) płynie prąd natężenia i (w amperach), wówczas w ciągu czasu τ (w sekundach) pojawia się w tym przewodniku ilość ciepła, która, zmierzona w kalorjach, wynosi $0{\cdot}239\, Ri^2\tau$.

Prawdziwość prawa Joule'a możemy potwierdzić prostem doświadczeniem. Do obwodu, zawierającego ogniwo trwałe E, galwanometr G i opornicę P (rys. 118), włączamy wężownicę wyrobioną z drutu metalowego; wężownicę tę umieszczamy w cieczy (np. nafcie lub oliwie) kalorymetru (por. rozdz. VIII-my

tomu II-go). Opór R wężownicy jest nam znany. Gdy prąd płynie w obwodzie przez pewien przeciąg czasu, termometr wskazuje, że temperatura podniosła się. Znając cieplną pojemność wężownicy oraz cieczy, termometru i naczynia kalorymetru, obliczamy ilość ciepła, którą prąd wiadomego natężenia wytworzył w znanym okresie czasu w łonie przewodnika znanego oporu.



Rys. 118.

Wyobraźmy sobie, że do obwodu przedstawiającego opór słaby włączyliśmy drut nader cienki, którego opór jest stosunkowo ogromny; w drucie pojawia się bardzo znaczna ilość ciepła, jego temperatura podnosi się, dopóki nieuchronne cieplne straty, które drut w czasie np. 1 sekundy ponosi, nie dorównają dopływowi ciepła, wynikającemu w tym samym czasie z rozpraszania się elektrycznej energji. Ostateczne podniesienie temperatury drutu zależy więc od natężenia prądu, od oporu drutu oraz od zdolności i możności, którą on w danych warunkach posiada, oddawania otoczeniu ciepła przez przewodnictwo, konwekcję i promieniowanie (§§ 101 i 102 tomu II-go). Ażeby okazać rolę, którą gra opór przewodnika w ustanawianiu się cieplnej równowagi, przepuszczamy prąd (dostatecznego natężenia) przez łańcuch, złożony ze srebrnych i platynowych naprzemian drucików jednakowej grubości (por. § 77); platynowe druciki rozżarzają się, gdy srebrne są jeszcze ciemne.

Rys. 119.

Z działalności cieplnej prądu elektrycznego korzystamy w mnóstwie zastosowań praktycznych. Powszechnie znane są narzędzia, zasilane energją elektryczną, służące do gotowania, prasowania, do spajania metali; prąd płynie w nich przez przewodniki, wyrobione zwykle z *nichromu*, aljażu niklu i chromu; w chirurgicznych *elektrokauterach* rozgrzewa się drut platynowy. W t. zw. *stopkach*, które chronią elektryczne przewody od prądów przypadkowo nadmiernych, zawarte bywają druty lub blaszki ołowiane, cynowe, niekiedy srebrne, które, topiąc się, przerywają obwód.

Tomasz Edison w r. 1879 umieścił cienkie węglowe pasemko w szklanej bańce, z której wyciągnął następnie powietrze (§ 54 tomu II-go); tym sposobem

powstała dziś tak rozpowszechniona *lampka elektryczna żarowa*. Lampki węglowe są stosunkowo tańsze, ale mało wydajne; pasemka węglowego nie możemy w nich rozgrzewać ponad 1800°C, albowiem rozpyla się ono wówczas bardzo prędko. Znacznie wyżej podnosić możemy temperaturę metalicznych włókienek, sporządzanych zwykle z osmu, wolframu (tungstenu) lub tanta u (rys. 119); dlatego lampki żarowe, zaopatrzone w takie włókienka, przy jednakowej świetności, zużywają mniej energji na sekundę niż węglowe. Włókienka umieszcza się dzisiaj nieraz nie w próżni, lecz w czystym azocie. Zwykła lampka żarowa metaliczna wymaga *dzielności* (pracy elektrycznej na sekundę) około 0·5 watta na t. zw. *świecę*.

Zadania.

1. Przy napięciu 110 woltów lampa elektryczna wymaga natężenia prądu 0·5 ampera. Ile wynosi opór lampy?

2. Przez słup rtęci, o temp. 0°C, którego długość wynosi 53·15 cm, poprzeczne zaś przecięcie 0·5 mm², płynie prąd elektryczny o natężeniu 10 amperów; jaka różnica potencjałów istnieje u końców słupa?

3. Znając opór właściwy miedzi w 0°C (§ 77), obliczyć opór linji telefonicznej, utworzonej z drutu miedzianego, długości 1 km, średnicy 1 mm, w tej samej temperaturze.

4. Dwa punkty obwodu są połączone dwoma drutami; opór jednego drutu wynosi 2 ohmy, drugiego 3 ohmy. Obliczyć opór równoważny rozgałęzieniu.

5. W jaki sposób można byłoby dowieść, że elektromotoryczna siła ogniwa nie zależy od rozległości ani od wzajemnej odległości płyt metalowych, które wchodzą w skład ogniwa?

6. Siła elektromotoryczna ogniwa wynosi 1·2 wolta, opór ogniwa wynosi 3 ohmy. Pięć takich ogniw połączono w szereg, przyczem opór zewnętrznego obwodu był równy 15 ohmom; obliczyć natężenie prądu. Jakie będzie natężenie, gdy tę samą liczbę tychże ogniw, przy tym samym oporze zewnętrznym, zepniemy równolegle?

7. Połączyliśmy n ogniw pewnego typu w szereg; opór zewnętrzny wynosił r, natężenie prądu było i_1. Tę samą liczbę tych samych ogniw spięliśmy równolegle; przy tym samym oporze zewnętrznym r natężenie prądu było i_2. Dowieść, że: jeżeli opór jednego ogniwa R jest bardzo mały w porównaniu do r (jak to naprzykład wydarza się, gdy zewnętrzny obwód jest linją telegraficzną) wówczas przybliżenie $i_1 = ni_2$; jeżeli przeciwnie opór R jest bardzo duży w porównaniu do r, wówczas przybliżenie $i_2 = ni_1$.

8. Przebudowawszy ogniwo, zmniejszyliśmy jego opór do połowy poprzedniej wartości; elektromotoryczna siła ogniwa nie zmieniła się przytem. Jak zmieniło się natężenie prądu, gdy pierwotny opór wewnętrzny jest 500 razy większy, lub gdy jest 500 razy mniejszy niż opór zewnętrzny?

9. Opory dwóch drutów, srebrnego i platynowego, mają być jednakowe; w jakim wzajemnym stosunku powinny stać ich długości, jeżeli poprzeczne przecięcia mają być identyczne? w jakim stosunku powinny stać średnice poprzecznych przecięć, jeżeli długości mają być sobie równe?

10. Spięliśmy równolegle trzy druty, z których każdy ma opór 15 ohmów; jaka różnica potencjałów, czynna w końcach tego rozgałęzienia, wytwarza prąd 3 amperów?

11. W metalicznem pasemku lampki żarowej dwie nitki zetknęły się ze sobą; jaki będzie skutek zetknięcia?

12. Opór ampermetru jest 2799 razy większy niż opór shuntu, w który ampermetr jest zaopatrzony. Jaki ułamek całkowitego prądu płynie przez przyrząd mierniczy?

13. Zmierzyliśmy opór pasma lampki żarowej tantalowej przy pomocy stałego prądu, «na zimno»; obliczając natężenie prądu, potrzebnego do rozżarzenia lampki, czy możemy posłużyć się znalezionym wynikiem?

14. Prąd elektryczny o natężeniu 0·5 ampera w przeciągu 10 sekund wywiązuje 6 kaloryj w pewnym przewodniku. Obliczyć opór przewodnika.

15. Do 960 gr wody, o temperaturze 13°C, zanurzamy zwój drutu, którego opór wynosi 20 ohmów; przez zwój przepuszczamy prąd 5 amperów. Zaniedbując straty cieplne wody, obliczyć, po ilu sekundach temperatura wody dojdzie do 18°C?

ROZDZIAŁ SZÓSTY.

Zjawiska elektromagnetycznej indukcji.

§ 80. Odkrycie praw elektromagnetycznej indukcji.

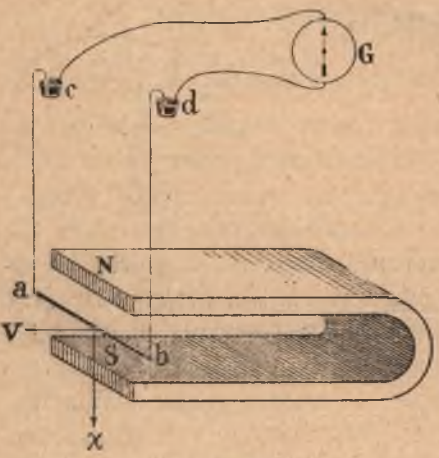
Przekonaliśmy się w pierwszym rozdziale niniejszego tomu tej książki, że elektryczny ładunek w zbliżonym przewodniku budzi nowe ładunki, nieistniejące przedtem lub utajone (§ 6). Widzieliśmy później (§§ 49 i 59), że w pobliskim kawałku żelaza lub stali magnes wywołuje magnetyczne własności. Zjawiska te nazywaliśmy elektrostatyczną i magnetyczną *indukcją*. Czy prąd elektryczny, gdy płynie w przewodzącym obwodzie, nie indukuje prądu w innym, sąsiednim, przewodzącym obwodzie? Do podobnego a nawet, jak zobaczymy, do tego samego pytania możemy zbliżyć się z innej strony. W czwartym rozdziale zrozumieliśmy fakt bardzo ważny: prąd w swem otoczeniu sprawia pole magnetyczne; zatem zapytujemy: czy magnetyczne pole nawzajem nie wznieca prądu? Uczymy się zawsze, odwracając znane nam prawdy i z każdego twierdzenia, gdy tylko można, snując zapytanie. Pomiędzy 1820 a 1831-ym rokiem fizycy skrzętnie usiłowali odnaleźć źródła prądu w różnych polach magnetycznych statycznych; lecz Ampère przeciął przecząco wszystkie te poszukiwania. Gdy w pobliżu magnesu znajduje się przewodzący obwód (gdy naprzykład solenoid otacza magnes dokoła), w obwodzie nie dostrzegamy prądu; *pole magnetyczne statyczne w spoczywającym obwodzie nie budzi prądu.*

Nad temi zagadnieniami rozmyślał podówczas również i Michał Faraday w Londynie, *nieuczony samouk*, jak sam siebie nazywał. Ów cichy i nieśmiały samotnik zadawał pytania naturze i umiał przymuszać ją do odpowiedzi. W jesieni 1831-go roku Faraday nagle zrozumiał, w jakich warunkach powstają *prądy elektryczne indukowane* i wiekopomnym tym czynem dokończył, co Galvani i Volta, Oersted i Ampère byli zaczęli.

Następstwa elektrycznych i elektromagnetycznych odkryć XIX-go stulecia były i są nieobliczalne; prowadzą one ludzkość do zmienionych sposobów pracy i myśli, do nowych form życia na ziemi.

§ 81. Ruch przewodnika w obcem polu magnetycznem.

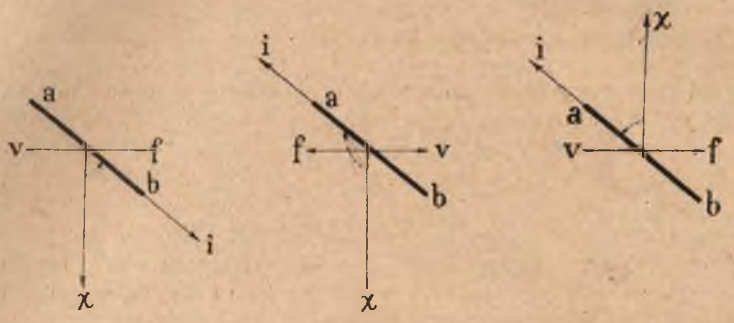
Wyobraźmy sobie magnes *NS* w kształcie płaskiej podkowy (rys. 120); linje pola idą tu oczywiście od *N* do *S* na dół pionowo. W polu tem umieszczamy drut *ab* stanowiący część przewodzącego obwodu *abdGca*; w obwodzie znajduje się wrażliwy galwanometr *G* ale niema ogniwa ani innych źródeł prądu. Dzięki rtęciowym kontaktom *c* i *d* możemy poruszać drut *ab* jak wahadło; korzystając z tej możności, odchylamy *ab* nagłem pchnięciem, naprzykład w kierunku wskazanym przez *v* na rysunku; galwanometr zdradza natychmiast, że w obwodzie powstaje *prąd elektryczny indukowany*, który w drucie *ab* płynie w kierunku od *a* do *b*. Ale prąd ten trwa krótko; skoro tylko ruch drutu ustał, prąd znika. Spróbujmy poruszyć drut w przeciwnym kierunku; w drucie *ab* pojawia się wówczas prąd indukowany, zwrócony od *b* do *a*, zatem w przeciwnym niż poprzednio kierunku. Spróbujmy odwrócić kierunek linij pola magnetycznego; gdy ułożyliśmy podkowę stroną *S* do góry, stroną *N* ku dołowi, linje pola kierują się pionowo ku górze; odchylając drut *ab* znowu w kierunku wskazanym przez *v* na rysunku, przekonywamy się, że w drucie *ab* prąd indukowany płynie w kierunku od *b* do *a*, przeciwnym niż poprzedni, który poznaliśmy w pierwotnem położeniu magnetycznej podkowy.



Rys. 120.

Możemy streścić krótko wyniki wykonanego doświadczenia. Pamiętajmy o tem, że w cienkim drucie *ab*, stanowiącym składową część zamkniętego obwodu, prąd musi płynąć w kierunku osi. Widzimy zatem, że we wszystkich przypadkach *prąd indukowany i*

był skierowany prostopadle zarówno do kierunku ruchu v drutu jak do kierunku χ linij pola magnetycznego; umieszczony wzdłuż kierunku ruchu *v* obserwator byłby był dostrzegł we wszystkich



Rys 121.

trzech przypadkach, iż *ruch obrotowy od χ do i odbywa się w kierunku przeciwnym kierunkowi ruchu wskazówek na tarczy zegara* (rys. 121).

§ 82. Reguła Lenza.

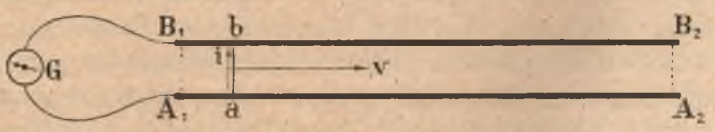
Powróćmy do rozbioru doświadczenia, którem zajmowaliśmy się w artykule poprzednim. Gdy, poruszając drut *ab* w kierunku *v* (rys. 121), powołujemy w tym drucie prąd *i* do płynięcia, prąd ten znajduje się w obcem sobie polu magnetycznem *χ*; według §§ 71 i 72-go, drut doznaje zatem od pola ponderomotorycznej siły *f* prostopadłej do *ab* (lub do *i*), prostopadłej do wektora *χ* i tak skierowanej, że umieszczony wzdłuż siły *f* obserwator dostrzega ruch obrotowy od *i* do *χ* w kierunku przeciwnym kierunkowi ruchu wskazówek na tarczy zegara. Porównajmy ten wniosek z twierdzeniem § 81-go, które wskazuje, jak względem wektorów *i* oraz *χ* skierowany jest wektor *v*; spostrzegamy natychmiast, że *wektory f i v*, we wszystkich przypadkach, *przypadają w kierunkach sobie przeciwnych.* Sprawdzamy tym sposobem na niniejszym przykładzie słuszność twierdzenia wypowiedzianego przez Lenza w r. 1834-ym: *gdy w przewodniku poruszającym się poprzez pole magnetyczne objawia się prąd indukcyjny, ponderomotoryczna siła wywierana na przewodnik sprzeciwia się ruchowi.*

Przez następstwa, które za sobą pociąga, prąd indukcyjny hamuje zatem wywołujący go ruch; *prąd indukcyjny wyczerpuje własne swe źródło.* Prostym sposobem możemy okazać owo hamowanie. Usunąwszy magnetyczną podkowę NS z urządzenia doświadczenia wyobrażonego na rys. 120-ym, wprawiamy układ $cabd$ w zwykłe wahania, które on może odbywać podobnie jak wahadło; takie wahania zanikają powoli, sprzeciwiają im się słabe tarcia, nieznaczne opory; takie wahania są niemal *perjodyczne.* Przywróćmy teraz podkowę NS, umieszczając ją w położeniu pierwotnem; odchyliwszy z pionowego położenia równowagi wahadło $cabd$, dostrzegamy, że nie odbywa ono oscylacyj dokoła tego położenia, lecz zmierza raczej ku niemu coraz leniwiej; porusza się *aperjodycznie*, jak gdyby było zanurzone w mazi lub smole. Ogromny stosunkowo opór, którego wahadło obecnie doznaje, jest dziełem sił ponderomotorycznych, wytwarzanych przez prąd indukcyjny w polu magnetycznem. Gdybyśmy życzyli sobie, ażeby ruch zwykłego (mechanicznego) wahadła zanurzonego w mazi lub smole nie ustawał, nie kończył się rychło, musielibyśmy ruch ten wspomagać pracą; dostarczana praca przeobrażałaby się w ciepło (§ 104 tomu II-go). Pragnąc podobnie wymusić ruch niezanikający, perjodyczny, wahadła $cabd$ w polu magnetycznej podkowy, musimy ruch ten zasilać pracą; dostarczana praca zamienia się wówczas przedewszystkiem w ciepło Joule'a (§ 79) powstające w obwodzie prądu indukcyjnego.

§ 83. Elektromotoryczna siła prądu indukcyjnego.

Wyobraźmy sobie drut metalowy ab; poruszając go z prędkością wiadomą w kierunku prostopadłym do osi drutu a zarazem prostopadłym do linij znanego obcego pola magnetycznego, możemy przekonać się, jak znaczna jest elektromotoryczna siła, budząca w drucie prąd indukcyjny. Proste doświadczenie, które w tym celu możemy wykonać, opisujemy poniżej.

Na poziomej desce stołu, w odległości 20 cm od siebie, umocowane są dwie równoległe szyny A_1A_2 i B_1B_2, z których każda ma około 2 m długości (rys. 122); szyny te biegną *prostopadle* do płaszczyzny miejscowego południka magnetycznego. Końce A_1 i B_1 szyn łączą się ze sobą za pośrednictwem przewodu, do



Rys 122.

którego włączony jest wrażliwy galwanometr G. Po szynach, lekko do nich przyciśnięty, poruszać się może metalowy pręt ab; wprawiając go w ruch postępowy wzdłuż szyn, w kierunku v, dostrzegamy, że wskazówka galwanometru wychyla się; w obwodzie abB_1GA_1a pojawił się prąd indukcyjny. Ażeby fakt ten zrozumieć, przypomnijmy sobie, że wykonywamy doświadczenie w polu

magnetycznem ziemskiem. Ponieważ szyny zostały ułożone prostopadle do płaszczyzny południka magnetycznego, pręt ab zatem znajduje się w płaszczyźnie tego południka. Składowa pozioma h natężenia magnetyzmu ziemskiego (§ 60) przypada w kierunku osi pręta ab, nie wywiera więc wpływu na budzący się w nim prąd indukcyjny (§ 81); natomiast *pionowa* składowa natężenia magnetyzmu ziemskiego przecina pręt ab w kierunku pionowym ku dołowi; według § 81-go spółdziała więc ona w indukowaniu prądu w pręcie ab. Na rys. 79-ym oznaczaliśmy przez OV ową pionową składową, obecnie będziemy ją rozumieli przez literę χ. Gdy pręt ab posuwa się po szynach w kierunku v prostopadłym do własnej osi a zarazem prostopadłym do kierunku χ pionowej składowej pola magnetycznego ziemskiego, w pręcie pojawia się prąd i indukcyjny, płynący w kierunku od a do b (§ 81). Przypuśćmy, iż całkowity opór obwodu abB_1GA_1a wynosi 2·1 ohma. Posuwając pręt ab po szynach ruchem jednostajnym, z prędkością (przypuśćmy) 100 cm/sek, spostrzegamy w galwanometrze odchylenie, z którego wnosimy, że natężenie prądu indukowanego w obwodzie wynosiło 4 mikroampery.

Przypomnijmy sobie treść § 72-go. Oznaczmy przez l długość pręta ab. Gdy ów pręt posuwa się prostopadle do linij pola, którego wektor ma wartość χ, płynie w nim prąd indukcyjny o natężeniu i; pręt doznaje zatem od pola działania ponderomotorycznej siły f, której wartość wynosi

1. $$f = li\chi$$

i której kierunek jest wprost przeciwny kierunkowi prędkości v ruchu (§ 82); gdy w równaniu (1) wyrażamy l w cm, χ w gaussach, i w elektromagnetycznych jednostkach natężenia prądu, f wypada wyrażona w dynach. Przypuśćmy, że posuwaliśmy pręt po szynach przez czas τ z prędkością stałą v; posunęliśmy go o długość $v\tau$, wykonaliśmy przeto *przeciwko* sile f pracę

2. $$W = fv\tau = li\chi v\tau$$

która, gdy v podaliśmy w cm/sek, τ w sek, wypada wyrażona w ergach. Załóżmy, że praca W, zużywszy się na wytworzenie w obwodzie prądu indukcyjnego, ostatecznie, według prawa Joule'a, zamieniła się w ciepło; założenie to czynimy dla próby, ażeby je sprawdzić. Rozumiejąc przez R całkowity opór obwodu, mielibyśmy według przyjętej hypotezy

3. $$W = Ri^2\tau$$

(§ 79). Z równań (2) i (3) wypadłoby wówczas

4. $$Ri = vl\chi.$$

Podług rozdz. V-go, iloczyn Ri jest siłą elektromotoryczną $\mathcal{E}$ budzącą prąd i w uważanym obwodzie; mielibyśmy więc ostatecznie

5. $$\mathcal{E} = vl\chi.$$

Ponieważ w tem równaniu wartość χ jest podana w gaussach czyli w elektromagnetycznych jednostkach, siła elektromotoryczna $\mathcal{E}$ również w elektromagnetycznych jednostkach wyrażona być winna. Istotnie, gdy v wyraziliśmy w cm/sek, l w cm, wartość zaś χ w gaussach, siła $\mathcal{E}$ wypada podana w jednostce $gr^{1/2}\,cm^{3/2}/sek^2$, która jest właśnie elektromagnetyczną jednostką potencjału oraz siły elektro-

motorycznej (por. §§ 56 i 65). Lecz jest powszechnym zwyczajem podawać w woltach wartości sił elektromotorycznych. Przypuszczając, że $\mathcal{E}$ jest obliczona w woltach i zachowując jednostki cm/sek, cm oraz gaussy po prawej stronie wzoru (5), mamy

6. $$\mathcal{E} = 10^{-8}\, v l \chi$$

(por. § 66). Z podanych w § 60-ym wartości łatwo wyprowadzamy, że wartość składowej pionowej χ natężenia magnetyzmu ziemskiego wynosi obecnie w Polsce 0·42 gaussa; kładąc jeszcze 100 cm/sek za v, oraz 20 cm za l, otrzymujemy z równania (6):

7. $$\mathcal{E} = 0{\cdot}84 \times 10^{-5} \text{ wolta.}$$

Ponieważ $R = 2{\cdot}1$ ohma, przeto

8. $$i = 4 \text{ mikroamperom}$$

zgodnie z odczytaniem galwanometru. Upewniamy się tą drogą o słuszności założenia, którego wyrazem jest równanie (3).

W opisanem doświadczeniu sprawdziliśmy wnioski, które możemy streścić jak następuje. Gdy drut metalowy ab, długości l, porusza się z prędkością v w obcem polu magnetycznem, prostopadle do własnej osi i prostopadle do linij pola, budzi się w nim siła elektromotoryczna

9. $$\mathcal{E} = v l \chi$$

gdzie χ oznacza wartość wektora pola, w którem drut porusza się. W obwodzie, którego częścią składową jest drut ab, elektromotoryczna siła $\mathcal{E}$ powołuje prąd indukcyjny o natężeniu i do płynięcia; prąd ten i w ciągu jednostki czasu wytwarza w obwodzie ilość ciepła Joule'a Ri^2, jeżeli R jest oporem obwodu. Na drut ab niosący w sobie prąd i pole magnetyczne wywiera siłę ponderomotoryczną f sprzeciwiającą się ruchowi; przeciwko tej sile f wykonywamy pracę, ażeby wzbudzić siłę $\mathcal{E}$ oraz prąd i zmusić do płynięcia; w ciągu jednostki czasu musimy dostarczyć Ri^2 pracy, dokładnie więc tyle, ile pochłania ciepło Joule'a pojawiające się w obwodzie. Całkowita wykonywana przez nas praca przeobraża się ostatecznie w ciepło; tym sposobem rozprasza się.

§ 84. Prawo Faradaya.

Powracamy jeszcze raz do doświadczenia opisanego w artykule poprzednim. Przypuśćmy, że pręt ab (rys. 122) w chwili $t = 0$ zajmuje położenie A_1B_1, w chwili $t = \tau$ zajmuje położenie A_2B_2;

przypuśćmy, że przez czas τ posuwał się ze stałą prędkością v tak iż

1. $$A_1A_2 = B_1B_2 = v\tau.$$

Obwodem prądu jest $A_1B_1GA_1$ w chwili $t = 0$ oraz $A_2B_2B_1GA_1A_2$ w chwili $t = \tau$. Oznaczmy przez S_0 powierzchnię (czyli rozległość) płaszczyzny opasanej przez pierwszy obwód, przez S powierzchnię płaszczyzny opasanej przez drugi; mamy:

2. $$S - S_0 = \text{pow. } A_1A_2B_2B_1A_1 = v\tau l.$$

Jak powiedzieliśmy, przez tę płaszczyznę przebiegają normalnie linje i wiązki pola magnetycznego, którego wektor ma wartość χ; według § 58-go na każdy cm² wypada liczba wiązek równa wartości liczbowej wektora χ t. j. liczba $\chi/1$ gauss. Ile wiązek przebiega przez powierzchnię $A_1A_2B_2B_1A_1$? Oznaczmy przez N_0 liczbę wiązek przebiegających przez powierzchnię $A_1B_1GA_1$, przez N rozumiejmy liczbę wiązek przecinających $A_2B_2B_1GA_1A_2$; powiadamy, iż

3. $$(N - N_0) : \left(\frac{\chi}{1 \text{ gauss}}\right) = (S - S_0) : 1 \text{ cm}^2.$$

Z równań (2) i (3) otrzymujemy

4. $$N - N_0 = \frac{v\tau l\chi}{1 \text{ cm}^2 \times 1 \text{ gauss}}$$

przez porównanie zaś wzoru (4) z formułą (9) § 83-go wyprowadzamy

5. $$\frac{\mathcal{E}}{1 \text{ cm}^2 \times 1 \text{ gauss}} = \frac{N - N_0}{\tau}.$$

Jak wnosimy z równania (9) § 83-go, elektromagnetyczna jednostka siły elektromotorycznej jest następująca:

6. $$(\text{jedn. } \mathcal{E}) = 1 \text{ cm}^2 \times 1 \text{ gauss}/1 \text{ sek};$$

twierdzeniu (5) nadajemy więc postać

7. $$\frac{\mathcal{E}}{(\text{jedn. } \mathcal{E})} = \frac{N - N_0}{\left(\frac{\tau}{1 \text{ sek}}\right)}.$$

Liczbowa wartość elektromotorycznej siły prądu indukcyjnego, wytwarzanego przez ruch części obwodu w obcem polu magnetycznem, jest równa liczbowej wartości szybkości, z jaką skut-

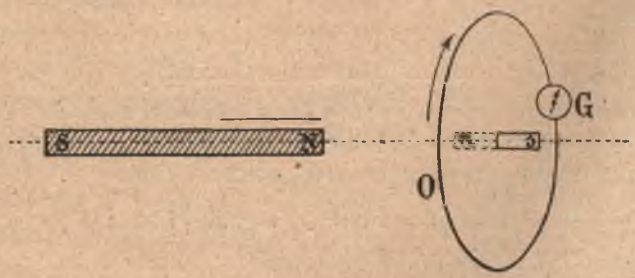
kiem ruchu zmienia się liczba wiązek pola obejmowanych przez obwód. W takiej postaci Faraday w r. 1851-ym wypowiedział prawo zasadnicze zjawisk elektromagnetycznej indukcji.

Różnica $N - N_0$ w równaniach (4), (5) i (7) wyraża zachodzącą skutkiem ruchu *zmianę liczby wiązek* przecinających normalnie powierzchnię okrążaną przez obwód; czyli, jak powiedzieliśmy krótko, «*wiązek obejmowanych przez obwód*»; jest to oczywiście liczba oderwana (niemianowana); po obu stronach równania (7) mamy więc liczby oderwane. Sama przez się wartość (mianowana) $\mathcal{E}$ nie jest równa wartości $(N - N_0)/\tau$ lecz jest do niej proporcjonalna. Ponieważ elektromagnetyczną jednostką siły elektromotorycznej, według § 83-go, jest jednostka $1\ \mathrm{gr}^{1/2}\,\mathrm{cm}^{3/2}/\mathrm{sek}^2$, zatem jednostką wyrazu stojącego po lewej stronie równania (5) jest 1/sek, jak ze względu na prawą stronę być właśnie powinno.

§ 85. Uogólnienie reguły Lenza oraz prawa Faradaya.

W doświadczeniu poprzedniem poruszaliśmy jednę, ruchomą część elektrycznego obwodu; tym sposobem zmienialiśmy liczbę wiązek obcego pola magnetycznego obejmowanych przez obwód; dostrzegaliśmy wówczas prąd indukcyjny w obwodzie, posłuszny prawu Faradaya. Ale liczbę wiązek magnetycznego pola obejmowanych przez obwód możemy zmieniać jeszcze różnemi innemi sposobami. Przytaczamy tutaj niektóre przykłady.

(I) Wyobraźmy sobie magnes *NS* (rys. 123) i przypuśćmy, że w jego sąsiedztwie znajduje się obwód *O* zawierający galwanometr *G*. Poruszając magnes względem obwodu lub obwód

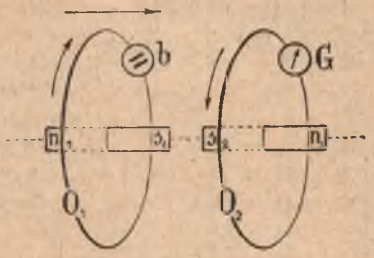


Rys. 123.

względem magnesu, dostrzegamy w obwodzie prąd indukcyjny. Wiemy istotnie z rozdz. III-go, że wiązki wychodzące z magnesu (lub doń wchodzące) są gęsto nagromadzone w pobliżu magnesu, rzednieją zaś, oddalając się od niego; gdy zatem odległość obwodu od magnesu zwiększa się, liczba wiązek obejmowanych

przez obwód musi naogół się zmniejszać; gdy odległość ta zmniejsza się, liczba wiązek musi się zwiększać.

(II) Wyobraźmy sobie dwa obwody O_1 i O_2 (rys. 124), które znajdują się w niezbyt znacznej od siebie odległości; obwód O_1, zwany *pierwotnym* obwodem, zawiera ogniwo lub baterję ogniw b; w t. zw. *wtórnym* obwodzie O_2 znajduje się galwanometr G, niema natomiast ogniwa ani innych źródeł siły elektromotorycznej. Poruszając obwód pierwotny względem wtórnego lub obwód wtórny względem pierwotnego, dostrzegamy prąd indukcyjny we wtórnym obwodzie. Wiemy istotnie z rozdz. IV-go, że wiązki pola magnetycznego, towarzyszącego prądowi w obwodzie pierwotnym, są gęsto zgromadzone w płaszczyznie samego obwodu, ale odbiegając odeń we wszystkie strony, rozpraszają i przerzedzają się coraz bardziej (§ 63); oddalając się zatem od pierwotnego obwodu, obwód wtórny zagarnia coraz mniej wiązek jego pola we własny swój zakres; zbliżając się ku pierwotnemu obwodowi, łowi i okrąża ich coraz więcej.



Rys. 124.

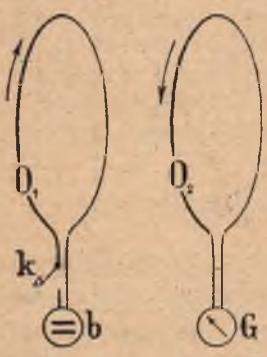
Do obu powyższych przypadków możemy zastosować regułę Lenza; musimy wypowiedzieć ją jednak nieco ogólniej niż w § 82-im; powiadamy: *wytwarzane przez prąd indukcyjny siły ponderomotoryczne sprzeciwiają się zawsze ruchowi, który jest źródłem tego prądu.*

Rozważmy dokładniej przypadek pierwszy: magnes NS, którego oś pozostaje wciąż umiejscowiona w osi płaskiego kołowego obwodu O, zbliża się ku temu obwodowi, zwracając się ku niemu biegunem swym N (rys. 123); w obwodzie O powstaje prąd indukcyjny. Ażeby móc podać kierunek prądu, wyobraźmy sobie obserwatora leżącego w osi obwodu, tak by jego głowa była zwrócona ku biegunowi N; spoglądając na obwód, obserwator dostrzega, że prąd indukcyjny krąży w kierunku przeciwnym kierunkowi ruchu wskazówek na tarczy zegara. Sprawdźmy teraz, czy stosuje się reguła Lenza. Prąd indukowany w obwodzie O tworzy dokoła pole magnetyczne, którego wektor H w osi obwodu leżący zwraca się wprost ku biegunowi N (§ 63); to samo pole w osi obwodu wzbudziłby fikcyjny magnes ns (rys. 123), którego oś byłaby umiejscowiona w osi obwodu, biegun zaś n zwracałby się ku biegunowi N rzeczywistego magnesu. Fikcyjny magnes ns odpychałby rzeczywisty NS i nawzajem byłby przezeń odpychany; zatem obwód O, niosąc w sobie prąd indukcyjny, odpycha od siebie magnes NS;

zbliżanie magnesu NS do obwodu O wymaga więc wykonania pracy; kosztem tej pracy tworzy się w obwodzie prąd indukcyjny.

Rozumujemy podobnie w przypadku, gdy magnes NS oddala się od obwodu O; pomiędzy obwodem a magnesem czynne jest wówczas przyciąganie. Podobnie roztrząsamy także powyższy drugi przypadek, któremu odpowiada rys. 124.

Doświadczenie poprzednie (II) możemy łatwiej wykonać, gdy jego układ zmienimy jak następuje. Przypuśćmy, iż obadwa obwody, pierwotny i wtórny, są nieruchome (rys. 125); przy pomocy klucza k znajdującego się w pierwotnym obwodzie możemy ten obwód zamykać albo otwierać, innemi słowy, możemy przez ten obwód przesyłać prąd lub go w nim przerywać. Zamykanie pierwotnego obwodu działa podobnie jak zbliżanie go do obwodu wtórnego; otwieranie pierwotnego obwodu działa podobnie jak oddalanie go od obwodu wtórnego.



Rys. 125.

W przypadkach elektromagnetycznej indukcji, które dotychczas rozważyliśmy oraz we wszystkich innych przypadkach tego zjawiska sprawdza się prawo Faradaya w następującej uogólnionej postaci. Przypuśćmy, że dowolny obwód O w chwili t_1 obejmuje N_1 wiązek jakiegokolwiekbądź magnetycznego pola, w chwili zaś późniejszej t_2 obejmuje N_2 wiązek tegoż pola. Niechaj t_1 i t_2 zbliżają się ku sobie coraz bardziej, spotykając się w chwili t; N_1 i N_2 zbliżają się wówczas również ku sobie coraz bardziej; zatem różnice $t_2 - t_1$ oraz $N_2 - N_1$ zbliżają się jednocześnie do zera, natomiast stosunek $(N_2 - N_1)/(t_2 - t_1)$ dąży wówczas do pewnej wartości granicznej U, którą nazywamy *prawdziwą (w chwili t) szybkością zmieniania się liczby N wiązek obejmowanych przez obwód*. Przez $\mathcal{E}$, jak poprzednio, rozumiejąc elektromotoryczną siłę prądu indukcyjnego, czynną w obwodzie w chwili t, mamy ogólnie

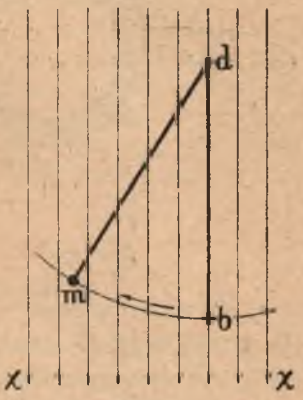
1. wart. liczb. $\mathcal{E}$ = wart. liczb. U

podobnie jak w § 84-ym.

Przypuśćmy, że w któremkolwiek z opisanych doświadczeń obwód, w którym pojawia się prąd indukcyjny, jest n-krotny (§ 64); lub też przypuśćmy, że jest solenoidem zawierającym n skrętów (§ 69). Każdy skręt przyczynia się wówczas w równej mierze do wytworzenia wypadkowej siły elektromotorycznej. Po-

dobnie jak w baterji spiętych w szereg ogniw (§ 40), siły elektromotoryczne budzące się w kolejnych skrętach dodają się do siebie; wypadkowa więc siła elektromotoryczna jest proporcjonalna do liczby n skrętów obwodu.

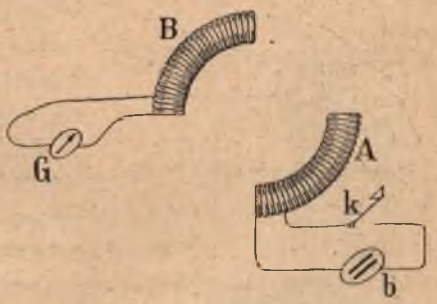
Przypomnijmy sobie doświadczenie nad elektromagnetyczną indukcją, od którego w § 81-ym rozpoczęliśmy studjum praw tego zjawiska. Wyobraźmy sobie ówczesny obwód $abdGca$ (rys. 120), widziany z boku, w rzucie pionowym; przedstawia się on wówczas jako prosta bd (rys. 126). Magnetyczna podkowa, jak wiemy, wytwarza tu pole, którego linje χ biegną na dół pionowo. W położeniu bd obwód nie przecina wiązek pola; możemy powiedzieć, że obejmuje liczbę wiązek równą zeru. W położeniu md obejmuje pewną liczbę wiązek, proporcjonalną mianowicie do wstawy kąta bdm odchylenia. Przypuśćmy, że bd waha się jak zawieszone w d wahadło; wiemy, że punkt ciężki takiego wahadła przebiega przez położenie b z największą prędkością. Podobnie dzieje się w niniejszym przypadku: liczba obejmowanych przez obwód wiązek zmienia się najszybcej w chwili, gdy obwód przebiega przez pionowe położenie bd; w tej chwili elektromotoryczna siła indukcji jest więc stosunkowo największa.



Rys. 126.

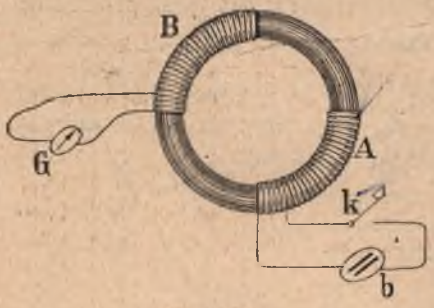
§ 86. Ponowne uogólnienie prawa indukcji.

Wyobraźmy sobie dwa solenoidy A i B (rys. 127), umieszczone naprzeciwko siebie; w obwodzie pierwotnym solenoidu A znajduje się ogniwo lub baterja b oraz klucz k; w obwodzie wtórnym solenoidu B mamy galwanometr G. Gdy obwód pierwotny $AbkA$ zamykamy, we wtórnym obwodzie BG musi powstawać prąd indukcyjny; lecz ponieważ obwody znajdują się w niejakiej odległości od siebie, prąd indukcyjny zazwyczaj jest bardzo słaby; może być tak nikły, że najwrażliwszy galwanometr zaledwie pozwoli go wykryć. Nie zmieniając teraz urządzenia ani położenia solenoidów, nie naruszając w niczem baterji b, galwanometru G ani pozostałego układu



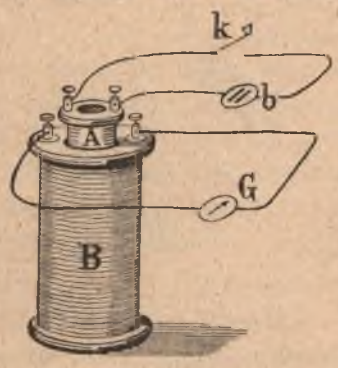
Rys. 127.

doświadczenia, poprowadźmy przez solenoidy *A* i *B* pierścień pełny żelazny, jak to objaśnia rys. 128; gdy przesyłamy prąd przez obwód pierwotny, w obwodzie wtórnym powstaje teraz prąd indukcyjny bezporównania silniejszy aniżeli w doświadczeniu poprzedniem. Fakt ten tłumaczymy bez trudności, odwołując się do wywodów §§ 59 i 70. Pod wpływem pola magnetycznego tworzonego przez pierwotny prąd w *A*, pierścień żelazny magnesuje się; pierścień wiedzie i niejako donosi aż do wnętrza solenoidu *B* linje oraz wiązki magnetycznej indukcji, które w nim teraz istnieją. Gdy przesyłamy prąd pierwotny przez *A*, lub gdy przerywamy go w *A*, liczba wiązek w pierścieniu zmienia się nagle; im raptowniej rośnie albo maleje, tem znaczniejsza jest siła elektromotoryczna, która budzi prąd indukcyjny we wtórnym obwodzie *B*.



Rys. 128.

Jeżeli z jakiegokolwiek powodu zmienia się liczba wiązek magnetycznej indukcji obejmowanych przez pewien obwód, w obwodzie powstaje prąd indukcyjny; liczbowa wartość elektromotorycznej siły tego prądu jest zawsze równa chwilowej szybkości, z jaką zmienia się liczba wiązek magnetycznej indukcji obejmowanych przez obwód. W twierdzeniu tem uogólniliśmy jeszcze raz prawo Faradaya. Jeżeli ośrodkiem zmieniającego się pola magnetycznego jest próżnia lub atmosferyczne powietrze, twierdzenie obecne nie różni się od poprzedzającego przytoczonego w § 85-ym; lecz jeśli tym ośrodkiem jest żelazo lub stal, uogólniona postać prawa indukcji, którą tutaj podaliśmy, przewiduje, zgodnie z rzeczywistością, ogromnie wzmożoną siłę elektromotoryczną prądu indukcyjnego (por. §§ 59 i 70).



Rys. 129.

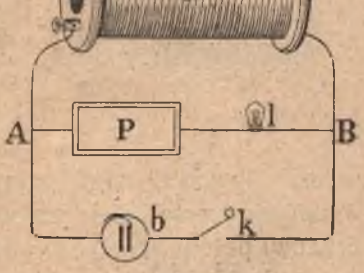
Słynnem doświadczeniem wykonanem przy pomocy żelaznego pierścienia Faraday wdarł się po raz pierwszy do zakresu zjawisk indukcji, do którego nikt przed nim nie umiał przeniknąć. W przedsionku *Royal Institution* w Londynie

(instytucji, z którą imię Faradaya pozostanie nazawsze złączone) stoi piękny posąg wielkiego badacza; widzimy w jego ręku ów pierścień żelazny, trwale zapisany w dziejach pojmowania natury.

Prostą odmianą «doświadczenia z pierścieniem» jest następujące: do cewki wtórnej *B*, połączonej z galwanometrem *G*, wprowadzamy pierwotną cewkę *A*, w której obwodzie znajduje się baterja *b* oraz klucz *k* (rys. 129). Gdy przesyłamy prąd pierwotny przez cewkę *A*, gdy prąd już w *A* płynący przerywamy, odwracamy lub jakkolwiekbądź wogóle zmieniamy, w cewce *B* powstaje prąd indukcyjny; gdy naprzykład wysuwamy cewkę *A* (w której prąd płynie) z cewki *B* lub ją wsuwamy do *B*, prąd indukcyjny zdradza się natychmiast w galwanometrze *G*. Lecz w każdym przypadku wzbudzony prąd indukcyjny wzmaga się znacznie, gdy do wnętrza cewki *A* wprowadzimy żelazny *rdzeń*, który wypełnia to wnętrze wiązkami magnetycznej indukcji.

§ 87. *Zjawiska indukcji własnej.*

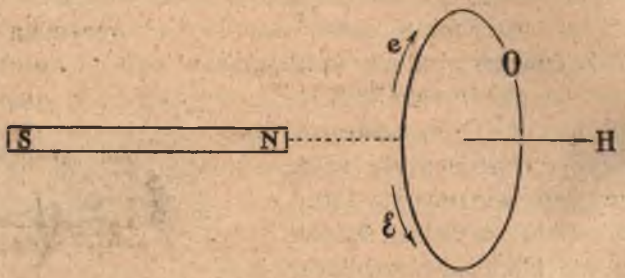
Do obwodu zawierającego baterję *b* oraz klucz *k* (rys. 130) wprowadzamy cewkę *C*; równolegle do cewki włączamy uboczną gałąź *AB*, w której umieściliśmy opornicę *P* oraz małą lampkę żarową *l*. Zamknąwszy klucz, dobieramy w opornicy opór w taki sposób, iż lampka *l* zaledwie się żarzy. Gdy teraz nagle obwód otworzymy, lub go po chwili nagle zamkniemy, lampka rzuca przelotny, silny lecz krótkotrwały błysk światła. Mamy tu przykład zjawiska, które nazywamy *indukcją własną*; na zasadzie poprzedzających wywodów możemy je łatwo zrozumieć. Wyobraźmy sobie dowolny obwód *O*, w którym w pewnej chwili *t* płynie prąd o natężeniu *i*; istnieje wówczas wszędzie w sąsiedztwie pole magnetyczne nieodłączne od prądu; przez obwód *O* przebiega pewna liczba *N* wiązek pola. Jeżeli obwód *O* nie zmienia się w niczem, liczba *N*, jak wiemy z rozdz. IV-go, jest proporcjonalna do natężenia *i*. Przypuśćmy, że natężenie *i* zmienia się w chwili *t* z jakiegokolwiek powodu i w jakikolwiekbądź sposób; liczba *N* zmienia się wówczas podobnie jak zmienia się *i*. Stosownie do § 85-go wyprowadzamy stąd wniosek, że w obwodzie *O* w chwili *t* czynna jest pewna siła elektromotoryczna, powiedzmy *e*, proporcjonalna do szybkości, z jaką w danej chwili zmienia się *N*,



Rys. 130.

zatem także do szybkości, z jaką w danej chwili zmienia się *i*. W obwodzie może zresztą być jednocześnie czynna inna, obca siła elektromotoryczna, przypuśćmy $\mathcal{E}$, pochodząca naprzykład z obecności ogniwa, baterji, maszyny elektrycznej i t. p.; siła $\mathcal{E}$ nie przeszkadza działaniu siły e i wcale go nie zakłóca; obiedwie elektromotoryczne siły dodają się do siebie, gdy skierowane są zgodnie, odejmują się od siebie, gdy są skierowane przeciwnie. *Gdy z jakiejkolwiek przyczyny natężenie prądu płynącego w obwodzie zmienia się w jakikolwiekbądź sposób, w obwodzie tym* (niezależnie od obcych sił elektromotorycznych, które w nim mogą być czynne) *występuje t. zw. elektromotoryczna siła indukcji własnej, proporcjonalna do szybkości, z jaką w danej chwili zmienia się owo natężenie.*

Wyobraźmy sobie naprzykład, że kołowy obwód *O* zawiera baterję i klucz; obwód z początku jest otwarty, prądu w nim



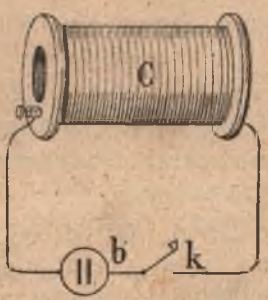
Rys. 131.

niema. Obwód *O* nagle zamykamy; zaczyna w nim płynąć prąd wzbudzany przez elektromotoryczną siłę $\mathcal{E}$ baterji; towarzyszące prądowi pole magnetyczne wykształca się szybko; przez obwód *O* dążą wiązki pola coraz gęstniejącym strumieniem. W jakim kierunku zmierzają te wiązki? W osi kołowego obwodu wyobraźmy sobie obserwatora, przez którego wektor *H* pola przebiega od stóp ku głowie (rys. 131); spoglądając na obwód, obserwator dostrzega, że kierunek siły $\mathcal{E}$ okrąża go przeciwnie niż posuwają się wskazówki na tarczy zegara (por. § 63). Wszystko dzieje się tak jak gdyby od przeciwnej (od głowy obserwatora odwróconej) strony zbliżał się magnes linjowy naprzód zwrócony biegunem północnym; w obwodzie *O* działa zatem elektromotoryczna siła e indukcji własnej skierowana przeciwnie niż obca siła $\mathcal{E}$ (por. § 85). Siła e przeciwdziała sile $\mathcal{E}$ i nie pozwala jej wywołać w obwodzie

prądu, który $\mathcal{E}$ sama przez się byłaby zdolna wytworzyć. Lecz siła ta e jest przecież nietrwała i szybko przemija; gdy pole magnetyczne utrwala się, gdy liczba N przestaje się zwiększać, e maleje i zamiera zupełnie. Natężenie prądu w obwodzie rośnie więc z czasem, poczynając od zera i dochodzi wreszcie do wartości trwałej, przepisanej przez prawo Ohma. Dla uproszczenia przypuszczaliśmy tutaj, że siła e indukuje się w jednokrotnym obwodzie. Jeżeli mamy do czynienia z obwodem wielokrotnym, twierdzenia poprzednie pozostają w mocy, atoli siła elektromotoryczna e indukcji własnej jest wówczas znacznie większa niż w jednokrotnym obwodzie. Dlatego posłużyliśmy się cewką C w doświadczeniu wyobrażonem na rys. 130.

Jak powiedzieliśmy w § 85-ym, siła elektromotoryczna *obcej* (niejako) *indukcji* występująca w n-krotnym obwodzie jest proporcjonalna do liczby n skrętów. Elektromotoryczna siła *indukcji własnej* rośnie szybcej z liczbą skrętów; przy niezmiennej postaci skrętów jest proporcjonalna do kwadratu n^2 ich liczby.

Weźmy na uwagę inny przypadek. Obwód O zawiera baterję b, klucz k oraz cewkę C; działa w nim obca siła elektromotoryczna $\mathcal{E}$, która, gdy obwód jest zamknięty, wytwarza w nim prąd o natężeniu i (rys. 132). Otwieramy nagle obwód O; prąd i spotyka nagle niezmierny opór pewnej warstwy powietrza; natężenie i maleje raptownie. Zależne od natężenia i pole magnetyczne znika również z wielką szybkością, skutkiem czego pojawia się w obwodzie siła elektromotoryczna e indukcji własnej tak znaczna, że w miejscu przerwy iskra elektryczna przebija warstwę powietrza; przez pomost iskry prąd krótkotrwały płynie znowu w obwodzie. Rozumując jak wyżej, dochodzimy do wniosku, że elektromotoryczna siła e jest skierowana zgodnie z obcą siłą elektromotoryczną $\mathcal{E}$, wprowadzoną do obwodu przez baterję; prąd elektryczny w obwodzie zamiera przeto powolniej aniżeli znikałby sam przez się po przerwaniu obwodu, bez spółdziałania elektromotorycznej siły indukcji własnej.



Rys. 132.

Gdy obwód O nagle *otwieramy*, występuje w nim elektromotoryczna siła indukcji własnej bezporównania znaczniejsza aniżeli ta, która pojawia się w chwili zamykania obwodu. Zjawisko to możemy objaśnić jak następuje. W chwili, w której otwieramy obwód, prąd w nim jeszcze płynie, pole magnetyczne prądu

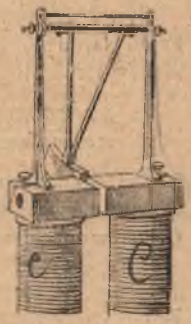
jeszcze istnieje; pod wpływem bezmiernego oporu warstwy powietrza zalegającej miejsce przerwy, pole to w mgnieniu oka zapada się w nicość. Inaczej dzieje się, gdy zamykamy obwód. Dopóki nie domknęliśmy jeszcze obwodu, dopóki istnieje w nim przerwa, opór jest wprawdzie znowu olbrzymi, ale niema prądu w obwodzie, pole nie istnieje; zjawisko zaczyna się dopiero w chwili, w której całkowicie zwarliśmy obwód, w tej zaś chwili opór już jest stosunkowo nieznaczny. Dlatego przy otwieraniu obwodu w miejscu przerwy przeskakuje iskierka, która nie pojawia się przy zamykaniu.

Streśćmy krótko znalezione wyniki. Gdy obwód O zamykamy, prąd wzrasta; elektromotoryczna siła $\mathfrak{e}$ stara się prąd okiełznać, jego przyrost powstrzymać; przezwyciężając wpływ tej siły $\mathfrak{e}$, obca siła elektromotoryczna $\mathcal{E}$ wytwarza wreszcie prąd trwały, zgodny z prawem Ohma. Gdy obwód O otwieramy, prąd ginie; siła $\mathfrak{e}$ wspomaga go wówczas i przedłuża jego konanie. Cokolwiek dzieje się, *elektromotoryczna siła indukcji własnej sprzeciwia się zawsze*. Wyobraźmy sobie ciało materjalne m, masywne, bezwładne, zanurzone w ośrodku, który stawia pewien (słaby) opór ruchowi ciała (por. § 46 tomu I-go); przypuśćmy, że ciało m jest poddane działaniu siły zewnętrznej stałej, dość znacznej, np. siły ciężkości. Jeżeli bryłę m poddajemy nagle działaniu siły obcej, zewnętrznej, prędkość jej wzrasta; bezwładność bryły stara się ruch okiełznać, przyrost prędkości powstrzymać; przezwyciężając wpływ bezwładności, siła zewnętrzna wytwarza w końcu ruch jednostajny, zgodny z prawem Stokesa. Gdy ciało m usuwamy nagle z pod wpływu siły zewnętrznej, jego prędkość ginie; bezwładność wspomaga ruch wówczas i przedłuża jego konanie. Cokolwiek dzieje się, bezwładność sprzeciwia się zawsze. Dzięki indukcji własnej, prąd elektryczny oddziaływa zatem na pobudki obcej siły elektromotorycznej $\mathcal{E}$ mniej więcej podobnie jak ciało materjalne bezwładne odpowiada na pobudki siły zewnętrznej.

Przypuśćmy, iż punkt materjalny o masie m porusza się prostolinjowo z prędkością v pod wpływem siły zewnętrznej F oraz oporu kv, gdzie k jest spółczynnikiem stałym. Natężenie i prądu elektrycznego w obwodzie O gra rolę prędkości v, obca elektromotoryczna siła $\mathcal{E}$ ogniwa lub baterji jest analogiczna do siły F, opór R obwodu O odpowiada stałemu spółczynnikowi k. Przyśpieszenie f punktu m zależy od szybkości zmieniania się prędkości v; iloczyn mf w mechanicznym przypadku ma zatem to samo znaczenie, jakie ma elektromotoryczna siła indukcji własnej $\mathfrak{e}$ w elektrycznym; istotnie $\mathfrak{e}$ zależy od szybkości zmieniania się natężenia i. *Spółczynnikiem p indukcji własnej* w obwodzie O nazywamy stałą, analogiczną do masy m poruszającego się punktu; p możemy zatem poczytywać za miarę bezwładności prądu w obwodzie. Gdy jednak masa m jest zupełną stałą w dynamice, spółczynnik p zależy od ukształtowania obwodu; analogja urywa się tutaj.

§ 88. Prądy Foucaulta.

Roztrząsaliśmy dotychczas prądy indukcyjne budzące się w cienkich (linjowych) obwodach; lecz oczywistą jest rzeczą, że mogą one również powstawać w masach metalicznych postaci dowolnej, np. w płytach, walcach, kulach i t. d. Takie prądy, zwane dziś zwykle *prądami Foucaulta*, zauważył już był Arago w r. 1824-ym; nie umiano ich wytłumaczyć, dopóki prawa elektromagnetycznej indukcji nie były znane.



Rys. 133.

Prawo Lenza stosuje się do prądów Foucaulta; możemy przekonać się o tem zapomocą następującego uderzającego doświadczenia. Masywna płyta miedziana sporego wahadła może przebiegać swobodnie pomiędzy biegunami silnego elektromagnesu (rys. 133). Dopóki elektromagnes jest nieczynny, ruch wahadła ma do zwalczenia tylko słabe opory i tarcia, trwa zatem długo, zanim się uspokoi. Lecz gdy pole magnetyczne zostało wzbudzone, płyta wahadła, mimo udzielonego przez ciężkość rozpędu, nie może przebrnąć międzybiegunowej cieśniny; widać natychmiast, że spotyka tam opór ogromny, którego nie może zwyciężyć.

Kręćmy na wirownicy, pomiędzy biegunami elektromagnesu, grubościenną rurkę miedzianą, którą napełniliśmy alkoholem i zamknęliśmy koreczkiem; alkohol niebawem poczyna wrzeć, tworząca się para wyrzuca korczek gwałtownie do góry. Pole magnetyczne elektromagnesu sprzeciwia się tu ruchowi zupełnie podobnie, jak czynią to drewniane kleszcze, któremi posłużyliśmy się w doświadczeniu, wyobrażonem na rys. 132-im, § 104 tomu II-go.

Elektryczny opór rozległych brył metalicznych bywa stosunkowo niewielki; dlatego natężenie prądów Foucaulta może niekiedy być bardzo znaczne. Energja idąca na wytwarzanie tych prądów pasorzytniczych szybko przemienia się w ciepło, wówczas zaś rozprasza się przez przewodnictwo cieplne lub promieniowanie. Elektrotechnika stara się unikać takiego niepożytecznego rozpraszania energji. Jeżeli więc rozległa metaliczna bryła, wchodząca w skład pewnej machiny lub przyrządu, ma poruszać się w polu magnetycznem stałem lub spoczywać w polu zmiennem, buduje się ją wówczas z cienkich drutów lub prętów, z warstw albo płytek i części te składowe bryły oddziela się od siebie izolatorami.

§ 89. Induktor Ruhmkorffa.

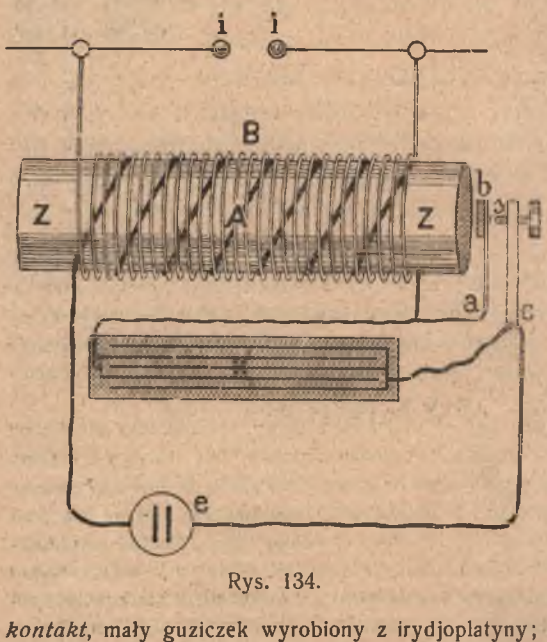
Cewka indukcyjna lub (jak dziś częściej mawiamy) *induktor* stanowi przykład zastosowania praw elektromagnetycznej indukcji

w dwóch blisko ze sobą sąsiadujących solenoidalnych obwodach. Doświadczenie opisane w § 86-ym (rys. 129) tłumaczy ogólnie zasadę działania tego przyrządu, który zaczął kształtować się w połowie XIX-go stulecia w ręku paryskiego konstruktora Ruhmkorffa, dzisiaj zaś, wszechstronnie udoskonalony, służy do mnóstwa naukowych badań oraz lekarskich i technicznych zastosowań praktycznych.

Rys. 134 wyobraża budowę zwykłego induktora w uproszczeniu schematycznem. Najważniejszą część przyrządu stanowi układ dwóch spółosiowych cewek *A* i *B*. Cewki te różnią się w każdym względzie, mianowicie:

pierwotna (wewnętrzna) *A* liczy niewiele skrętów drutu grubego;
wtórna (zewnętrzna) *B* liczy bardzo wiele skrętów drutu cienkiego

Cewki są nieruchome; lecz przesyłając i przerywając pierwotny prąd w obwodzie *A*, wiele razy na sekundę, otrzymujemy prądy indukcyjne w obwodzie *B*. Celem wzmocnienia tych indukcyjnych prądów umieszczamy wewnątrz cewki *A* gruby rdzeń żelazny *ZZ*, który składa się zwykle z izolowanych od siebie pręcików; dzięki temu urządzeniu prądy Foucaulta stają się w rdzeniu nieznaczne.



Rys. 134.

Zamykanie i otwieranie pierwotnego obwodu *A* odbywa się automatycznie; czynność tę spełnia *przerywacz*, którego odmianą najprostszą jest młoteczek Neefa, *absc* na rys. 134-ym. W pobliżu jednego z biegunów rdzenia *ZZ* znajduje się płaska sprężyna *ab* zakończona żelazną główką *b*; w środku powierzchni tej główki, naprzeciw śruby *s*, znajduje się t zw. *kontakt*, mały guziczek wyrobiony z irydjoplatyny; z tego samego aljażu składa się zakończenie śruby *s*. Sruba ta *s* przez podstawę *c* łączy się z jednym biegunem baterji *e* pierwotnego obwodu, *b* zaś przez *a* łączy się z jednym końcem cewki *A*; pierwotny obwód *eAabsce* jest więc przerwany jedynie tylko w miejscu *bs*. Przypuśćmy, że *b* dotyka *s*; prąd płynący z baterji krąży wówczas w pierwotnym obwodzie, rdzeń *ZZ* magnesuje się i przyciąga *b* ku sobie; zetknięcie *bs* przerywa się zatem, prąd znika, *ZZ* przestaje przyciągać, *ab* prostuje się, *b* odskakując uderza o *s*, co znowu zamyka obwód i przywraca w nim

prąd. Każde otwarcie pierwotnego obwodu i przerwanie w nim prądu budzi we wtórnym obwodzie prąd indukcyjny, którego kierunek zgadza się z kierunkiem pierwotnego prądu; każde zamknięcie pierwotnego obwodu i przesłanie przezeń prądu wywołuje we wtórnym obwodzie prąd indukcyjny, którego kierunek jest przeciwny kierunkowi pierwotnego prądu. Przy zamykaniu i przy otwieraniu pierwotnego obwodu zjawia się w nim jednak nowa, dodatkowa siła elektromotoryczna, mianowicie siła elektromotoryczna indukcji własnej. Gdy obwód pierwotny zamyka się, tworzące się pole magnetyczne pierwotnego prądu, dzięki działaniu elektromotorycznej siły indukcji własnej, wykształca się stosunkowo powoli; gdy obwód pierwotny otwiera się, ginące pole magnetyczne pierwotnego prądu, dzięki działaniu elektromotorycznej siły indukcji własnej, zanika stosunkowo powoli (§ 87). Wiemy jednak, że przy otwieraniu obwodu występuje w nim elektromotoryczna siła indukcji własnej bezporównania znaczniejsza aniżeli w chwili zamykania obwodu; elektromotoryczna siła indukcji czynna we wtórnym obwodzie w chwilach otwierania pierwotnego przewyższa zatem niezmiernie elektromotoryczną siłę, która rozwija się w tymże wtórnym w chwilach zamykania pierwotnego obwodu.

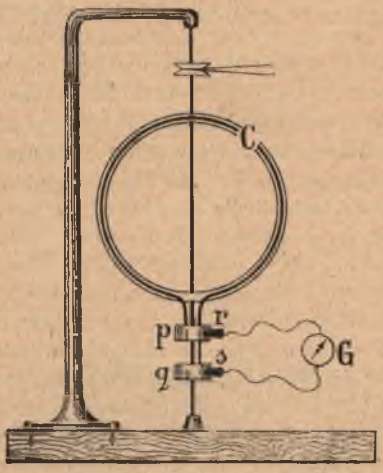
Przypuśćmy teraz, że w punktach *a* oraz *c*, równolegle do przerwy *bs* pierwotnego obwodu, włączyliśmy kondensator *K* o pojemności stosownie dobranej. Kondensator działa zgrubsza jak zbiornik elektryczny; przedewszystkiem tłumi on iskrę, która bez niego biłaby w przerywaczu w chwili otwierania pierwotnego obwodu; lub przynajmniej iskrę tę wielce osłabia i skraca. Tem samem zwiększa się znacznie siła elektromotoryczna czynna we wtórnym obwodzie w chwilach otwierania pierwotnego; pomiędzy kulkami *ii* iskiernika znajdującego się we wtórnym obwodzie wytwarza się nadzwyczaj szybko różnica potencjałów ogromna, w tem przeto miejscu bije iskra. Natomiast w chwilach zamykania pierwotnego obwodu elektromotoryczna siła działająca we wtórnym obwodzie jest słaba i nie może wywołać iskry między kulkami *ii*. We wtórnym obwodzie induktora otrzymujemy zatem prąd *przerywany*, który zaczyna płynąć, zawsze w tym samym, jednym tylko kierunku, w chwili każdego otwarcia pierwotnego obwodu. Ten prąd wtórny różni się od pierwotnego w każdym względzie. Krążąc w obwodzie pierwotnym stosunkowo słabego oporu, prąd pierwotny ma natężenie dość znaczne lecz niskie napięcie; induktor *transformuje* czyli przeobraża ten prąd, dając we wtórnym obwodzie prąd słabego natężenia (gdyż opór cewki wtórnej jest znaczny) ale bardzo wysokiego napięcia. Ażeby dać przybliżony obraz zachodzącego przekształcenia, przytaczamy, że natężenie pierwotnego prądu zasilającego induktor Ruhmkorffa wynosi zazwyczaj od kilku do kilkunastu amperów, natężenie zaś wtórnego liczy się na drobne ułamki ampera. Napięcie pierwotnego prądu wynosi po policie kilkanaście lub kilkadziesiąt woltów; napięcie w iskierniku wielkiego induktora przenosi niejednokrotnie 100000 woltów; nowoczesne potężne przyrządy wytwarzają iskry metrowej, nawet dwumetrowej długości.

Młoteczek Neefa oraz inne podobne mechanizmy, które przerywają obwód pierwotny najwyżej kilkaset razy na sekundę, byłyby bezsilne w ogromnych induktorach dzisiejszych; takie przyrządy posługują się innemi urządzeniami, np. *elektrolitycznym przerywaczem Wehnelta*. W rozcieńczonym roztworze wodnym kwasu siarkowego zanurzona jest maleńka elektroda platynowa; przepływając przez nią, prąd pierwotny wydziela nagle tak znaczną ilość ciepła,

że otaczająca ciecz ulatnia się szybko; prąd przerywa się wówczas, para skrapla się i zjawisko znów się powtarza.

§ 90. Przykład prądu przemiennego.

Wyobraźmy sobie doświadczenie następujące: dokoła osi pionowej, dzięki urządzeniu zrozumiałemu z rys. 135-go, kręci się spora obręcz płaska *C*, na której nawinięto wiele skrętów grubego drutu miedzianego; końce tej cewki łączą się z pierścieniami metalowemi *p* i *q*, których dotykają szczoteczki kollektora *r* i *s* prowadzące do galwanometru *G*. Gdy obracamy cewkę *C* niezbyt szybko i jednostajnie, wskazówka galwanometru wychyla się z położenia równowagi naprzemian w jednę stronę i drugą; zjawisko to objaśniamy bez trudności. Gdy obracamy cewkę *C*, liczba wiązek pola magnetycznego ziemskiego przecinających płaszczyznę cewki zmienia się perjodycznie; w cewce powstaje zatem prąd indukcyjny, którego siła elektromotoryczna zmienia się również perjodycznie. Ponieważ oś obrotu jest pionowa, w grę wchodzi tylko *pozioma* składowa *h* wektora pola magnetycznego ziemskiego (§ 60); składowa pionowa przypada zawsze w płaszczyznie cewki, nie uczestniczy zatem w zjawisku indukcji.

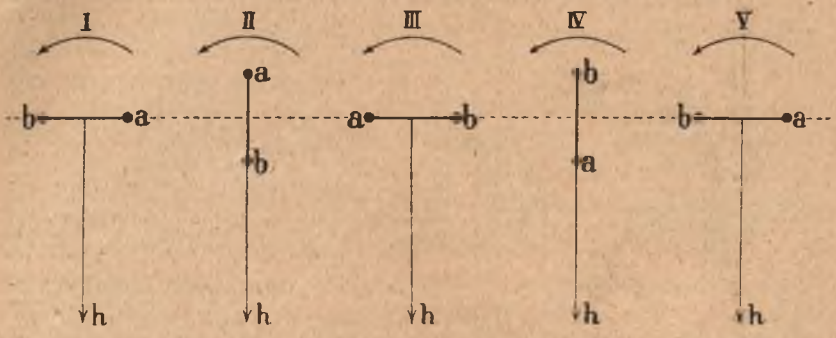


Rys. 135.

Na schematycznym rys. 136-ym płaszczyzna papieru wyobraża płaszczyznę poziomą; oś obrotu cewki *C* jest do niej prostopadła; kierunek obrotu wskazuje wszędzie strzałka. Prosta *a b* wyobraża w każdem położeniu płaszczyznę cewki; punkty *a* i *b* są poziomemi przecięciami tejże cewki; *h* jest kierunkiem poziomej składowej natężenia magnetyzmu ziemskiego, indukującej prąd w cewce. Rozumiejmy przez *N* liczbę wiązek składowego (poziomego) pola ziemskiego magnetycznego, przecinających płaską powierzchnię cewki w danem jej położeniu. Gdy płaszczyzna cewki jest prostopadła do płaszczyzny południka magnetycznego (położenia I, III, V), liczba *N* jest największa; gdy płaszczyzna cewki przebiega przez płaszczyznę południka magnetycznego (położenia II, IV), liczba *N* jest równa zeru. Łatwo widzimy, że w pobliżu położeń I, III, V liczba *N* zmienia się najpowolniej i w samej chwili przejścia przez jedno z tych położeń nie

zmienia się wcale; w sąsiedztwie natomiast położeń II, IV liczba N zmienia się najszybcej. Przypuszczając (jak wyżej), że obrót cewki jest jednostajny, dochodzimy zatem na zasadzie § 84 go do wniosku, iż prąd indukcyjny w cewce znika na chwilę, gdy cewka przebiega przez położenia I, III, V; w położeniach II i IV cewki prąd przeciwnie jest najsilniejszy. Kierunek indukcyjnego prądu znajdujemy łatwo na zasadzie podanych w § 85-ym przepisów, jak okazuje zestawienie następujące:

Okres:		I—II	II—III	III—IV	IV—V
N:		maleje	rośnie	maleje	rośnie
prąd	w *a*	do góry	do góry	na dół	na dół
	w *b*	na dół	na dół	do góry	do góry



Rys. 136.

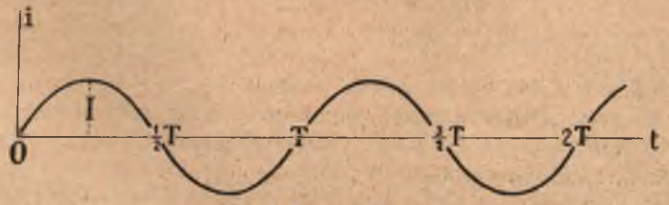
W chwilach, w których cewka przebiega przez położenia I, III, V, kierunek prądu indukcyjnego, jak widzimy, odwraca się.

Wyniki powyższe możemy zawrzeć w krótkiej formule. Rozumiejąc przez i natężenie prądu indukcyjnego płynącego w cewce C w chwili t, przez I oznaczając największą wartość tego natężenia, przez T czas trwania obrotu cewki (t. zw. *okr-s*), licząc wreszcie czas t od chwili przejścia cewki przez położenie I, mamy

1. $$i = I \sin 2\pi \frac{t}{T}$$

skąd łatwo wyprowadzamy:

	I	II	III	IV	V
$t =$	0	$\frac{1}{4}T$	$\frac{1}{2}T$	$\frac{3}{4}T$	T
$i =$	0	I	0	$-I$	0

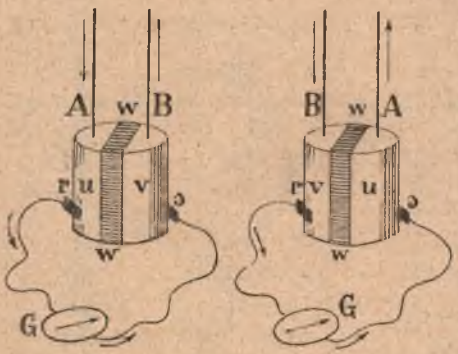


Rys. 137.

Natężenie i prądu indukcyjnego w cewce C zmienia się zatem z biegiem czasu t według praw *ruchu harmonicznego prostego* (por. § 31 tomu I-go oraz § 63 tomu II-go); I jest amplitudą, T okresem, stosunek $2\pi/T$ jest częstością zmian natężenia. Graficzny obraz zależności natężenia i od czasu przedstawia, jak wiadomo, krzywa zwana *sinusoidą* (rys. 137).

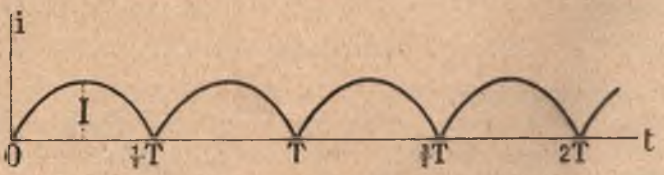
Prąd elektryczny, którego natężenie (oraz siła elektromotoryczna) zależy od czasu według praw ruchu harmonicznego prostego, jest stosunkowo prostym przykładem *przemiennego prądu.*

Zmieńmy jak następuje urządzenie powyższego doświadczenia (rys. 135). Końce A i B cewki C są połączone z metalowemi półpierścieniami u i v (rys. 138); te półpierścienie, oddzielone od siebie warstwą ww izolującą, kręcą się wraz z nią i wraz z cewką podczas obrotu osi; szczoteczki kollektora r i s odprowadzają prąd lub go doprowadzają. Perjodycznym zmianom kierunku prądu w cewce C towarzyszy teraz obrót półpierścieni odbywający się w tym samym okresie; przy takiem urządzeniu kollektora prąd w obwodzie rGs musi płynąć w kierunku wciąż jednakowym.



Rys. 138.

Prąd indukcyjny, który otrzymujemy obecnie w obwodzie rGs, ma kierunek stały ale natężenie zmienne; rys. 139 uzmysławia prawo zależności tego natężenia od czasu. Związek krzywej rys. 139-go z sinusoidą rys. 137-go jest łatwo widoczny.



Rys. 139.

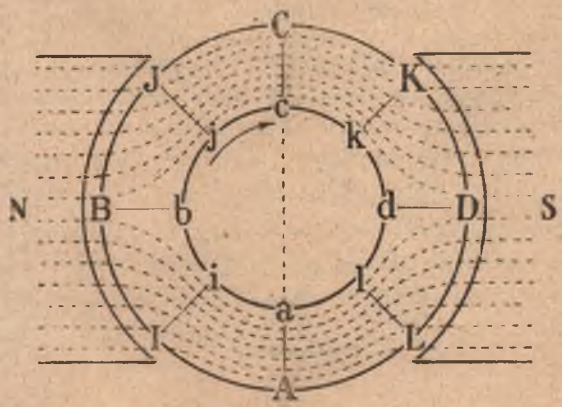
§ 91. O prądnicy.

W doświadczeniu § 90-go cewka kręciła się w polu magnetycznem obcem, nieruchomem, niezmiennem. Możemy urządzić

doświadczenie przeciwnie: w sąsiedztwie cewki nieruchomej możemy obracać magnes lub elektromagnes; wraz z magnesem poruszają się wówczas linje i wiązki jego pola, w cewce powstają zatem prądy indukcyjne.

Maszyny, które wytwarzają prądy indukcyjne kosztem pracy motorów, noszą nazwę *prądnic.* W każdej prądnicy układ cewek porusza się względem pewnego pola magnetycznego lub też, przeciwnie, pole magnetyczne porusza się względem pewnego układu cewek; w cewkach budzą się wówczas prądy indukcyjne. Każda zatem prądnica zawiera następujące części składowe istotne: (I) magnes lub elektromagnes tworzący pole magnetyczne (II) układ cewek, w których powstają prądy indukcyjne; ze znanego nam (z § 86-go) powodu cewki są umieszczone na *rdzeniu* sporządzonym z miękkiego żelaza; cały ten układ, złożony z cewek i rdzenia, nazywamy *twornikiem* prądnicy. W skład prądnicy wchodzi jeszcze (III) *kollektor*, który nieprzerwanie łączy cewki twornika z zewnętrznym obwodem maszyny.

Wynaleziony przez Gramme'a w r. 1871-ym *twornik pierścienny* odegrał ważną rolę w dziejach rozwoju prądnicy. Pomiędzy biegunami *N* i *S* magnesu (rys 140) wyobraźmy sobie obracalny pierścień żelazny, ze względu na prądy Foucaulta złożony z osobnych, izolowanych, cienkich obwodów kołowych (§ 88); dokoła pierścienia obiega cewka zamknięta, sama w siebie powracająca, wyrobiona z miedzianego drutu. Przez pierścień biegną wiązki magnetycznej indukcji, jak to schematycznie wskazuje rys. 140. Przypuśćmy, że *AacC* jest osią symetrji pierścienia prostopadłą do kierunku *NS*; *BbdD* jest do *AacC* prostopadła. Dla określoności przypuśćmy, że oś obrotu jest pionowa, płaszczyzna *Aa Bb Cc Dd* pozioma i że pierścień wraz ze swą cewką porusza się w kierunku strzałki; w rzeczywistem wykonaniu oś obrotu prawie zawsze bywa pozioma, płaszczyzna pierścienia pionowa, lecz okoliczność ta nie ma istotnego wpływu na wyniki rozumowania. Weźmy na uwagę oznaczony skręt cewki i rozumiejmy przez *N* liczbę wiązek magnetycznej indukcji, które przecinają powierzchnię otoczoną przez skręt;

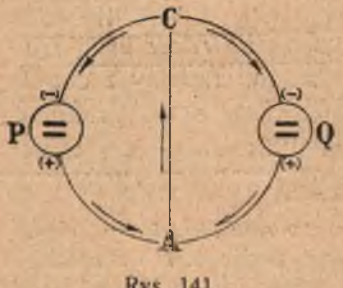


Rys. 140.

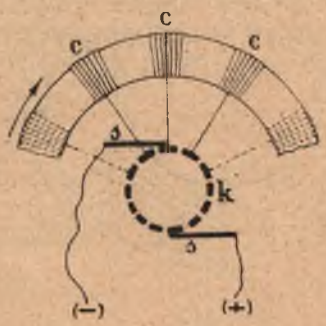
widzimy, że w położeniach aA oraz cC liczba N jest największa, w położeniach zaś bB i dD jest równa zeru. Liczba N zmniejsza się zatem w okresie AB ruchu, w okresie BC zwiększa się, w CD znowu się zmniejsza, w DA znowu się zwiększa. Zasadzając się na twierdzeniach § 85 go, wnosimy, iż:

w położeniu iI prąd płynie: w i do góry, w I na dół
w położeniu jJ prąd płynie: w j do góry, w J na dół
w położeniu kK prąd płynie: w k na dół, w K do góry
w położeniu lL prąd płynie: w l na dół, w L do góry;

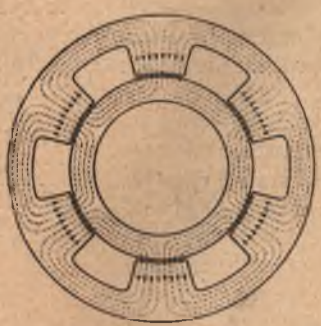
iI jest którekolwiek z położeń między aA a bB, podobnie jJ jest którekolwiek z położeń między bB a cC i t. d. W skrętach leżących dla nas na lewo od osi AC prąd indukcyjny płynie więc w kierunku przeciwnym aniżeli w skrętach leżących dla nas w danej chwili na prawo od tejże osi; kierunek prądu odwraca się w położeniach aA i cC. Wyobraźmy sobie, dla lepszego zrozumienia rzeczy, że przeciwstawiliśmy dwa identyczne ogniwa P i Q (rys. 141) t. j. że spięliśmy je biegunami jednoimiennemi; P dąży do przesłania prądu przez obwód w kierunku $PAQCP$, natomiast Q dąży do przesłania go w kierunku przeciwnym; prądu zatem w obwodzie wcale nie będzie Ale potencjał w punkcie A jest oczywiście wyższy niż w punkcie C; jeżeli zatem połączymy A z C drutem, prąd przepłynie przez drut w kierunku od A do C. Podobnie w pierścieniu Gramme'a; lewa strona i prawa strona pierścienia zachowują się jak ogniwa P i Q rys. 141 go; gdy miejsca A i C cewki pierścienniej połączymy przy pomocy szczoteczek, w obwodzie zamykającym AC otrzymujemy prąd skierowany od A do C. W rzeczywistem wykonaniu mamy osobne cewki zamiast skrętów, o których



Rys. 141.



Rys. 142.

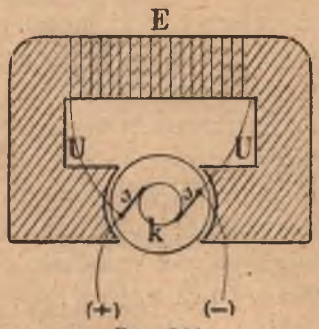

Rys. 143.

(dla uproszczenia) przed chwilą mówiliśmy; szczoteczki ss (rys. 142) nie dotykają tych poruszających się cewek c lecz raczej odrębnego kollektora k, z którego odcinkami, jak widać z rysunku, cewki są połączone.

W powyższem przedstawieniu rzeczy przypuszczaliśmy, że twornik kręci się w polu magnetycznem sprawianem przez jednę parę biegunów N i S; taką

prądnicę nazwalibyśmy *dwubiegunową*. Potężne machiny nowoczesne są wielobiegunowe; przybliżone wyobrażenie o układzie biegunów w takiej prądnicy możemy powziąć ze schematycznego rysunku 143-go.

Wyobraźmy sobie elektromagnes (§ 70); gdy prąd budzący jego działalność jest przerwany, w rdzeniu elektromagnesu pozostaje jeszcze pamiątka po namagnesowaniu, t. zw. *magnetyczna pozostałość* (§ 49). Przypuśćmy, że twornik prądnicy kręci się pomiędzy biegunami takiego niewzbudzonego elektromagnesu; magnetyczna pozostałość rdzenia (która znajduje się w nim zawsze) wystarcza, ażeby w tworniku i w zewnętrznym obwodzie maszyny objawił się choćby słaby prąd indukcyjny. Część tego prądu odprowadźmy teraz ubocznem odgałęzieniem, t. zw. upustem *UEU* (rys. 144) do cewki elektromagnesu *E*; odprowadzony prąd wzmacnia pole sprawiane przez elektromagnes; pod wpływem tego wzmożonego pola powstaje w tworniku i w obwodzie prądnicy prąd silniejszy, który znowu oddziaływa na pole. Pole i prąd, prąd i pole podniecają się tym sposobem wzajemnie, dopóki prąd nie osiągnie pewnego natężenia granicznego, trwałego, zależnego od ustroju maszyny i od natury zewnętrznego jej obwodu. Budowa prądnic zwanych *dynamomaszynami* polega na takiej zasadzie, podanej przez Siemensa w r. 1867, tu tylko ogólnikowo skreślonej. Dynamomaszyna popchnęła ludzkość naprzód, po drodze materjalnych postępów, niemniej niż przed wiekiem maszyna parowa; potężniejąca wciąż w naszych oczach sztuka elektrotechniczna tej przedewszystkiem maszynie zawdzięcza zadziwiające swoje zdobycze.



Rys. 144.

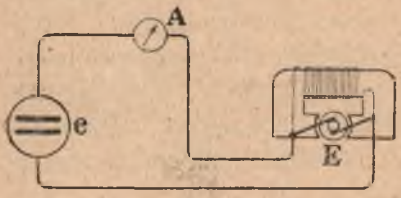
§ 92. Motor elektryczny.

Gdy twornik kręci się w polu elektromagnesu, w tym tworniku (oraz w zewnętrznym obwodzie prądnicy) powstaje prąd indukcyjny; z reguły Lenza wnosimy, że pole wywiera na twornik siły ponderomotoryczne, które sprzeciwiają się jego ruchowi. Wykonywamy więc pracę, gdy obracamy twornik normalnie funkcjonującej prądnicy; musimy wykonywać pracę, albowiem

ona jest źródłem energji wytwarzanego prądu indukcyjnego. Otwórzmy zewnętrzny obwód prądnicy, tak iż prąd nie może w nim krążyć; twornik poczyna zaraz kręcić się gładko, obrót pochłania wówczas tyle tylko pracy, ile zużywa jej tarcie. Lecz skoro obwód zamkniemy napowrót, czujemy natychmiast, że twornik obraca się trudniej.

Dostarczając prądnicy pracy, otrzymujemy zatem elektryczną energję; gdy, przeciwnie, prądnicy udzielamy elektrycznej energji, oddaje nam ona pracę do rozporządzenia. Przypuśćmy, że, obracając twornik prądnicy P w kierunku dla nas zgodnym z kierunkiem ruchu wskazówek na tarczy zegara, otrzymujemy prąd natężenia i oraz pewnego wiadomego kierunku; gdy przez tę samą prądnicę P przesyłamy prąd tego samego natężenia i oraz tego samego kierunku, twornik kręci się w kierunku dla nas przeciwnym kierunkowi ruchu wskazówek na tarczy zegara. Każda zatem prądnica może być poruszana *wstecznie* i służy wówczas za *motor elektryczny*. Takie motory upowszechniły się dziś nadzwyczajnie; przy ich pomocy możemy przesyłać energję do miejscowości dowolnie odległej lub też rozdzielać ją łatwo pomiędzy liczne lecz drobne stacje odbiorcze; w obu razach ponosimy w drodze tylko taką stratę, jaka z ciepła Joule'a nieuchronnie wynika.

Wyobraźmy sobie obwód, w którym znajduje się baterja akumulatorów e, ampermetr A oraz prądnica E (rys. 145). Oznaczmy przez $\mathfrak{e}$ elektromotoryczną siłę baterji, przez R opór całkowitego obwodu. Gdy twornik nie porusza się, $\mathfrak{e}$ jest jedyną siłą elektromotoryczną w naszym obwodzie; płynie w nim wówczas prąd o natężeniu i, gdzie



Rys. 145.

$$1. \qquad \mathfrak{e} = Ri.$$

Praca $\mathfrak{e}i$ wykonywana przez baterję w jednostce czasu (§ 37) zużywa się całkowicie na ciepło Joule'a Ri^2 powstające w obwodzie w tej samej jednostce czasu. Zasilajmy teraz prądnicę prądem płynącym z baterji; twornik prądnicy porusza się i wykonywa nazewnątrz pracę, prądnica funkcjonuje jako elektryczny motor, ale przeciwstawia wówczas pewną siłę elektromotoryczną $\mathcal{E}$ elektromotorycznej sile $\mathfrak{e}$ baterji. Ponieważ $\mathcal{E}$ działa w obwodzie przeciwnie niż $\mathfrak{e}$, mamy zatem obecnie

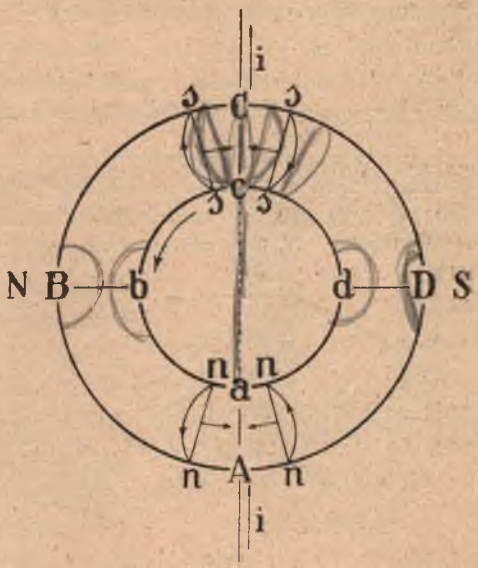
$$2. \qquad \mathfrak{e} - \mathcal{E} = Ri$$

tem samem

$$3. \qquad \mathfrak{e}i = Ri^2 + \mathcal{E}i.$$

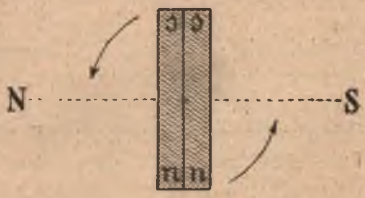
Praca $\mathcal{E}i$ wykonywana przez baterję w jednostce czasu zużywa się obecnie po części na ciepło Joule'a Ri^2, po części na mechaniczną pracę uskuteczniana przez elektromotor; ta ostatnia wynosi, jak widzimy, $\mathcal{E}i$ w jednostce czasu. Im szybciej porusza się elektromotor, tem większa jest $\mathcal{E}$; równanie (2) powiada zatem, że, im prędzej kręci się twornik, tem natężenie i prądu musi być słabsze, co też potwierdza ampermetr. Gdy ruch twornika hamujemy, natężenie i wzrasta.

Przypomnijmy sobie doświadczenie wyobrażone na rys. 101 ym, § 71. Przesyłając prąd i przez drut CD, w polu magnesu NS, wytwarzaliśmy ponderomotoryczną siłę F, która dążyła do obrócenia obwodu dokoła osi AB; widzimy obecnie, że to doświadczenie objaśnia zasadę działania elektrycznego motoru. Nie przepuszczajmy teraz prądu przez obwód lecz obracajmy go dokoła osi AB, w tem samem jak poprzednio magnetycznem polu, w kierunku przeciwnym kierunkowi siły F; w drucie CD pojawi się prąd indukcyjny i skierowany jak na rys. 101-ym; to zatem odwrotne doświadczenie ilustruje zasadę prądnicy. Odwracalność, której podaliśmy tu przykład, stwierdzamy w każdem niemal doświadczeniu tłumaczącem prawa elektromagnetycznej indukcji.



Rys. 146.

Przypuśćmy, że posługujemy się pierścieniem Gramme'a jako twornikiem elektrycznego motoru; rys. 146 wyobraża schematycznie ten pierścień. Obcy prąd, którym zasilamy motor, wpływa w punkcie A do skrętu przebiegającego przez miejsce aA, rozdziela się tutaj na dwa półskręty, opływa zatem wszystkie dalsze skręty czyli solenoidy ABC i ADC w sensie przeciwnym; płynące przez te solenoidy prądy łączą się napowrót w punkcie C i zjednoczone wracają do baterji. Jeżeli płaszczyzna $ABCD$ rys. 146 go jest pozłoma, wskazane są na nim tylko górne półskręty; kierunek prądu podaje strzałka. Na zasadzie §§ 69 i 70-go sprawdzamy, że północny biegun nn solenoidu ABC znajduje się w aA, południowy ss w cC; północny biegun solenoidu ADC znajduje się również w aA, południowy również w cC; ażeby czytelnik mógł łatwo przekonać się o słuszności tych twierdzeń, przecięcia nn, nn są nieco odchylone od położenia aA, które rzeczywiście zajmują; przecięcia ss, ss są podobnież odchylone od cC; prostopadła do każdego przecięcia



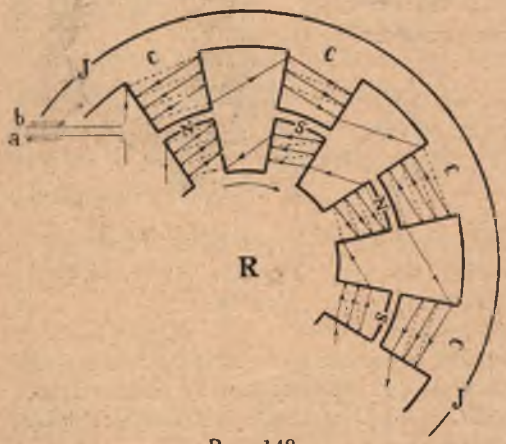
Rys. 147.

strzałka wyobraża przewidzianego w § 69-ym obserwatora. Mamy tu ostatecznie dwa solenoidy *ABC* i *ADC* złożone biegunami jednoimiennemi; w polu magnetycznem pochodzącem od biegunów *N, S* zachowują się one jak dwa magnesy *n s* wyobrażone na rys. 147-ym; oczywistą jest rzeczą, że będą się one starały wykręcić się, jak wskazują strzałki.

§ 93. Alternatory.

Obracając cewkę płaską kołową w jednorodnem polu magnetycznem, wytwarzamy w niej prąd indukcyjny przemienny; przekonaliśmy się o tym fakcie w § 90-ym. Doświadczenie opisane w powołanym artykule tłumaczy ogólnikowo zasadę działania t. zw. *alternatorów* t. j. prądnic mających dostarczać prądu przemiennego.

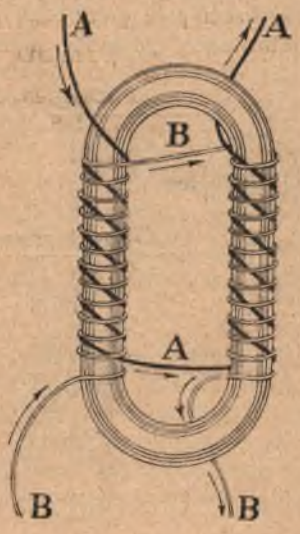
Pospolite urządzenie alternatora możemy do pewnego stopnia zrozumieć ze schematycznego rys. 148-go. Zaczynamy opis od ruchomej, wewnętrznej części maszyny czyli od t. zw. *rotoru R*; jest to żelazny walec, który dźwiga na sobie elektromagnesy *N, S*; elektromagnesy te zasila prąd obcy, stałego kierunku, płynący z baterji lub innego źródła pomocniczego. Cewki elektromagnesów *N, S* są nawinięte naprzemian przeciwnie, ich bieguny są zatem naprzemian północne *N* i południowe *S*. Rotor kręci się we wnętrzu nieruchomego *statora*, składającego się z zewnętrznego żelaznego *jarzma JJ* i z osadzonych w niem, nawewnątrz zwróconych cewek *CC*; w tych cewkach tworzy się prąd przemienny. Jak widać z rysunku, cewki *CC*, nawinięte naprzemian przeciwnie, stanowią wszystkie razem jeden obwód wspólny, którego zewnętrzne bieguny znajdują się w *a* oraz *b*. Przypuśćmy na chwilę, że cewki *CC* są nawinięte zgodnie; w każdej cewce, przed którą przebiega biegun *N*, powstawałby wówczas prąd indukcyjny przeciwnego kierunku niż w cewce sąsiedniej, przed którą jednocześnie przesuwa się *S*; prąd nie tworzyłby się więc wcale w obwodzie *aCCb*. Lecz skoro cewki *CC* są nawinięte naprzemian przeciwnie, indukcyjne prądy rodzące się w cewkach sąsiednich nie znoszą się lecz się do siebie dodają. Prąd krążący w obwodzie *aCCb* jest oczywiście przemienny; kierunek tego prądu odwraca się w chwilach, w których bieguny rotoru przebiegają przed cewkami statora; strzałki umieszczone na rysunku we wspomnianym obwodzie odwracają się w owych chwilach na strzałki przeciwne; strzałki wskazane w obwodzie *NSNS* pozostają niezmienne.



Rys. 148.

§ 94. *Przetwornica.*

Elektrotechnika posługuje się dziś coraz częściej prądem przemiennym, przedewszystkiem z powodu, iż może *transformować* go łatwo: z przemiennego prądu o niskiem napięciu może otrzymywać przemienny o napięciu wysokiem albo też, przeciwnie, z przemiennego prądu o wysokiem napięciu może wytwarzać prąd przemienny o niskiem napięciu. Posługujemy się w tym celu t. zw. *przetwornicą*, która w zasadzie jest induktorem, znacznie jednak sprawniejszym choć uproszczonym. W induktorze transformujemy prąd pierwotny, którego kierunek pozostaje wciąż jednakowy; żeby tego dokonać, musimy perjodycznie otwierać i zamykać obwód pierwotny. Gdy życzymy sobie przetworzyć prąd pierwotny przemienny, same już wahania natężenia oraz zmiany kierunku pierwotnego prądu wywołują prądy indukcyjne we wtórnym obwodzie; przerywacz induktora (a także i jego kondensator) staje się zatem zbyteczny. Wyobraźmy sobie, że dokoła ramion żelaznego, zamkniętego w samym sobie rdzenia (rys. 149) nawinięte są, jeden na drugim, dwa solenoidalne obwody *A* i *B*; obwód *A* liczy stosunkowo niewiele skrętów drutu stosunkowo grubego, *B* zawiera znacznie więcej skrętów drutu stosunkowo cienkiego. Jeden obwód jest pierwotnym, drugi wtórnym obwodem; w tych dwóch przypadkach czynność przetwornicy jest wprost przeciwnej natury:



Rys. 149.

Jeżeli		Napięcie prądu jest	
A jest obwodem	*B* jest obwodem	pierwotnego	wtórnego
pierwotnym	wtórnym	niskie	wysokie
wtórnym	pierwotnym	wysokie	niskie

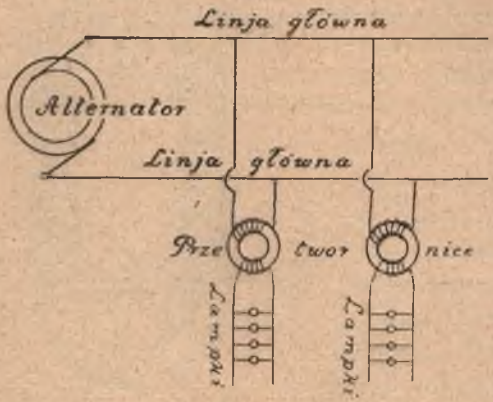
W pierwszym razie przetwornica podnosi napięcie, w drugim je obniża; powiadamy, że w pierwszym przypadku działa *do góry*, w drugim *na dół*. Pod wpływem pola prądu pierwotnego rdzeń przetwornicy perjodycznie magnesuje się i odmagnesowywa;

namagnesowanie to oscylujące, uwięzione w żelazie, niemal bez strat niepożytecznych działa na obwód wtórny, budząc w nim prąd wtórny przemienny. Wszystko to dzieje się w łonie substancji obwodów i rdzenia; przetwornica jest prawdziwie *molekularną* machiną, której organów możemy się tylko domyślać.

Oznaczmy przez e_1 i e_2 napięcie pierwotnego i wtórnego prądu, przez n_1 i n_2 rozumiejmy liczbę skrętów pierwotnego i wtórnego obwodu; według § 85-go mamy przybliżenie

1. $$e_1 : e_2 = n_1 : n_2.$$

Dla przykładu przypuśćmy, że alternator czynny w elektrowni miejskiej wytwarza prąd przemienny o napięciu 2200 woltów; byłoby to wielką nieostrożnością, gdybyśmy wprowadzali do mieszkań ludzkich prąd o tak niebezpiecznem napięciu; w każdym zatem domu, jak to tłumaczy rys. 150, pierwotny prąd miejski transformuje się na prąd wtórny, o napięciu np. 110 woltów; w każdej przetwornicy obwód wtórny liczy 20 razy mniej skrętów aniżeli obwód pierwotny.



Rys. 150.

Przypuśćmy, że pragniemy przesyłać energję z miejscowości P do miejscowości Q; niechaj będzie W ilością energji, którą mamy przesyłać w ciągu sekundy; zakładamy, że ilość W jest nam dana. Oznaczmy przez i natężenie prądu, którym posługujemy się, przez $\mathcal{E}$ jego napięcie. Na wytwarzanie prądu w miejscowości P łożymy w sekundzie pracę $\mathcal{E}i$; zatem

2. $$W = \mathcal{E}i.$$

Jeżeli R jest oporem linji PQ, musimy stracić po drodze, w każdej sekundzie, ilość Ri^2 energji na niepożyteczne ciepło Joule'a. Gdy ilość W jest dana, natężenie i będzie tem mniejsze, im $\mathcal{E}$ jest wyższa; im mniejsze zaś i, tem mniejsza (w kwadratowym stosunku) jest strata Ri^2. Dlatego więc inżynierowie, gdy pragną przesyłać energję na znaczną odległość, transformują napięcie, najprzód w miejscowości P do góry, w Q napowrót na dół. W Kalifornji zbudowano naprzykład, niedawno, linję długości 1770 km, która przenosi prąd o napięciu 220000 woltów.

§ 95. Ampermetry cieplne.

Natężenia przemiennego prądu niepodobna jest zmierzyć przy pomocy zwykłego galwanometru lub ampermetru. Organy ruchome

tych przyrządów (igła magnesowa, cewka i t. p.) są w pewnym stopniu bezwładne; pewien przeciąg czasu upływa, zanim przybiorą położenie odpowiadające natężeniu wprowadzonego prądu; jeżeli tymczasem prąd już zmienił kierunek, igła lub cewka, zanim odchyliła się ostatecznie w jednę stronę, już w przeciwną musi zawrócić. Prąd powoli przemienny może więc wywołać wahania w mierniczym przyrządzie; bardzo szybko przemienny nie sprawia żadnego wogóle wychylenia.

Skutki cieplne każdego prądu, jak uczy prawo Joule'a, są proporcjonalne do kwadratu natężenia prądu, nie zależą zaś wcale od jego kierunku; prąd przemienny rozgrzewa drut metalowy lub pasemko żarowej lampki, podobnie jak czyni to prąd stałego kierunku. Wyobraźmy sobie metalowy pręcik, którego jeden koniec jest nieruchomy, drugi zaś działa na obracalną wskazówkę, podobnie jak to widzimy na rys 118 tomu II go; gdy przez taki pręcik płynie prąd (stałego czy zmiennego kierunku), pręcik ogrzewa i wydłuża się, wskazówka odchyla się z położenia zero. Na takiej zasadzie polega budowa t. zw. *ampermetrów cieplnych.*

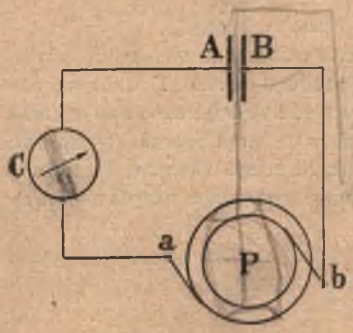
Oznaczmy przez I amplitudę zmian natężenia przemiennego prądu; powiadamy, że natężenie takiego prądu w ciągu każdego okresu T waha się nieustannie w granicach od zera do I. Średnia wartość kwadratu natężenia w czasie jednego okresu wynosi zatem $I^2/2$; skąd wynika, że prąd przemienny sprawia takie skutki cieplne, jakie wywołałby prąd niezmiennego kierunku i natężenia stałego, wynoszącego $I/\sqrt{2}$; wartość tę nazywamy *skutecznem natężeniem* przemiennego prądu.

ROZDZIAŁ SIÓDMY.

Drgania i fale elektryczne.

§ 96. Hypoteza Maxwella.

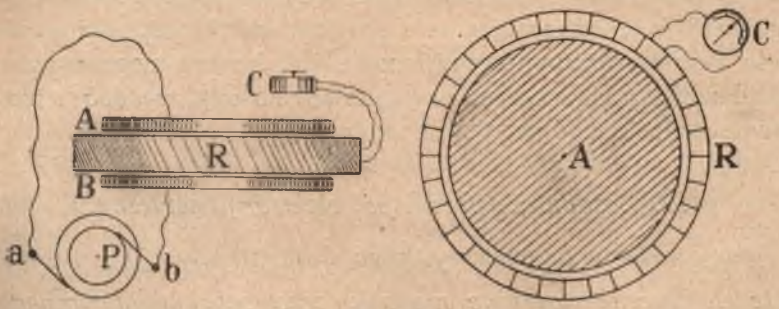
Przypuśćmy, że a i b są biegunami alternatora P (rys. 151); bieguny te łączymy z okładkami A i B kondensatora płaskiego, między któremi zalega warstwa pewnego dielektryka, np. nafty, parafiny, powietrza; do obwodu wprowadzamy jeszcze cieplny ampermetr C. Obwód $PCABP$ nie jest zamknięty; pomiędzy A i B jest przerwany przez warstwę dielektryka. Mimo to przecież, gdy alternator jest czynny, wskazówka ampermetru odchyla się; w obwodzie płyną zatem prądy. Gdyby zamiast alternatora działała w obwodzie prądnica dostarczająca prądu o stałym kierunku, ładowałaby ona okładki kondensatora, lecz, wobec olbrzymiego oporu dielektrycznej warstwy, nie mogłaby wytworzyć w obwodzie prądu trwałego, płynącego wciąż w jednym kierunku. Jakim więc sposobem, gdy w P alternator jest czynny, prąd w obwodzie dochodzi do skutku? Przypuśćmy, że alternator zaczyna funkcjonować w chwili $t = 0$; okres przemiennego prądu niechaj nazywa się T. W pierwszej połowie okresu, od $t = 0$ do $t = \frac{1}{2}T$, załóżmy, iż a jest dodatnim biegunem prądnicy, ujemnym zaś b; okładka A otrzymuje wówczas dodatni, okładka B ujemny ładunek. W drugiej połowie okresu, od $t = \frac{1}{2}T$ do $t = T$, okładka A otrzymuje ujemny, okładka B dodatni ładunek. Widzimy zatem, że w obwodzie płynie istotnie prąd z alternatora, raz w jednym kierunku, to znowu w przeciwnym. Ale naładowany kondensator rozbraja się



Rys. 151.

oczywiście, gdy jego okładki zostały ze sobą połączone metalicznie; do prądów wytwarzanych w obwodzie przez alternator dodają się zatem (lub też, zależnie od kierunku, odejmują się od nich) dalsze prądy przemienne, wzbudzane przez kondensator.

Okładki *A* i *B* w doświadczeniu powyższem otrzymują, jak powiedzieliśmy, naprzemian dodatnie i ujemne ładunki. W warstwie dielektrycznej między okładkami wytwarza się zatem pole elektryczne również przemienne, pole *oscylacyjne*. Linje tego pola skierowane są prostopadle do płaszczyzn powierzchni okładek; lecz jeśli w pewnej fazie zjawiska linje te dążą np. ku górze, wkrótce gasną one i nikną, natomiast pojawiają się inne, ku dołowi biegnące; i te również giną niebawem, ustępując miejsca nowym znów linjom, skierowanym ku górze. Posuwamy



Rys. 152.

się teraz w doświadczeniu o ważny krok naprzód. Pole elektryczne przemienne w warstwie dielektrycznej otaczamy żelaznym pierścieniem *R* (rys. 152), który owijamy skrętami solenoidu; obwód solenoidu zamykamy cieplnym ampermetrem *C*; rys. 152 wskazuje układ doświadczenia w widoku bocznym i górnym. Gdy alternator jest czynny, ze wskazań ampermetru wynika, że w obwodzie solenoidu płyną prądy indukcyjne; w pierścieniu *R* istnieje zatem przemienne pole magnetyczne; linje tego pola-przybliżenie prostopadłe do skrętów solenoidu, obiegają pierścień dokoła, okrążają zatem linje pionowe pola elektrycznego, które w dielektrycznej warstwie pomiędzy *A* i *B* chwieje się nieustannie. *Przemienne w dielektryku pole elektryczne wytwarza w otoczeniu pole magnetyczne przemienne; linje magnetycznego pola okrążają wówczas linje pola elektrycznego w obwodach zamkniętych.*

Prawda, którą tu poznajemy, jest tylko szczególnym przypadkiem ogólnego twierdzenia, jednego z najważniejszych w dzisiejszej budowie teorji zjawisk elektromagnetycznych. W polu przemiennem zarówno wartość jak kierunek wektora pola zmienia się perjodycznie. Nietylko jednak takie, przemienne pole elektryczne, każde wogóle, jakkolwiekbądź z czasem *zmienne* pole elektryczne, bez względu na to, czy w próżni, w dielektryku czy w metalu jest czynne, sprawia dokoła skutki magnetyczne, podobnie jak sprawia je, według rozdz. IV-go, zwykły prąd elektryczny w przewodniku płynący. *Każde z czasem zmienne pole elektryczne tworzy w otoczeniu pole magnetyczne.* To ważne uogólnienie odgadł James Clerk Maxwell około 1864-go r.; przenikliwym wzrokiem dostrzegł w naturze przez nikogo wówczas nieprzeczuwane zjawisko, które, jak zobaczymy, jest istotnem ogniwem w jej mechanizmie. Lecz jeśli chcemy zrozumieć całą treść i doniosłość hypotezy Maxwella, musimy sięgnąć wstecz do dawniejszych naszych wywodów; musimy wysnuć z nich pewne wnioski ogólne, pewne oderwane twierdzenia.

§ 97. Zasadnicze prawa pól elektromagnetycznych.

Przypominamy przedewszystkiem dwie prawdy:

pole elektryczne statyczne nie wytwarza pola magnetycznego;
pole magnetyczne statyczne nie wytwarza pola elektrycznego.

O słuszności tych twierdzeń przekonaliśmy się wielokrotnie. Statycznemu polu niezmiennych i nieruchomych ładunków elektrycznych nie towarzyszy magnetyczne pole. Statyczne pole niezmiennych i nieruchomych magnesów nie indukuje elektrycznych prądów. Z IV-go i VI-go rozdziału czerpiemy pewność, że obadwa te przeczące orzeczenia są prawdziwe.

Posuwamy się dalej i wypowiadamy nowe dwa założenia:

pole elektryczne zmienne wytwarza pole magnetyczne;
pole magnetyczne zmienne wytwarza pole elektryczne.

W pierwszem zdaniu powtarzamy tylko hypotezę Maxwella, przytoczoną w artykule poprzednim. W drugiem twierdzeniu streszczamy prawa zjawisk elektromagnetycznej indukcji, znane z VI-go rozdziału. Zważmy istotnie, że niema pola elektrycznego bez różnic potencjału; gdyby potencjał w pewnym obszarze miał wartość wszędzie jednakową, wektor elektryczny byłby

w nim wszędzie równy zeru (§ 26). Przypuśćmy, że w zmiennem polu magnetycznem pojawia się metaliczny przewodnik; według powyższego drugiego twierdzenia powstają w przewodniku różnice potencjału, budzi się w nim zatem prąd, który nazywamy «indukcyjnym». Jeśli umieściliśmy przewodnik w polu magnetycznem statycznem, prądu w nim niema.

Pole rodzące się pod wpływem zmiennego pola magnetycznego jest więc elektrycznem lecz wcale nie jest elektrostatycznem polem; różni się ono owszem od elektrostatycznego pola w istotnym względzie. Ażeby się o tem upewnić, przypomnijmy sobie, *że, kiedy zmienne pole magnetyczne wywołuje pole elektryczne, linje wywołanego elektrycznego pola okrążają linje pola wywołującego w obwodach zamkniętych.* Przykłady trafności tego spostrzeżenia spotykamy we wszystkich niemal przypadkach opisanych w rozdz. VI-ym; najprostszy jest może przykład doświadczenia, wyobrażonego na ryss. 123-im lub 131-ym; linje indukowanego elektrycznego pola biegną tam oczywiście przez cały obwód O dokoła. Zgoła inaczej dzieje się w polu elektrostatycznem; linje takiego pola poczynają się, jak wiadomo (§ 18), na dodatnich elektrycznych ładunkach, kończą się na ujemnych; *linje pola elektrostatycznego nie stanowią nigdy obwodów zamkniętych.* Z § 20-go wynika, że elektryczne ładunki są niejako *zakończeniami elektrycznych wiązek.* Możemy więc powiedzieć, że elektromagnetycznie wzbudzone pole elektryczne jest osobliwe: *jest to pole elektryczne bez elektrycznych ładunków.*

Wyobraźmy sobie pole elektrostatyczne i przypuśćmy, że wywiadowczy ładunek q posuwa się w niem, niezmiernie powoli, z punktu A do punktu B. Rozumiejąc przez V_A i V_B wartości potencjału utworzone w A oraz w B, powiadamy, że praca W wykonana przez pole przy wspomnianem przejściu wynosi

1. $$W = q\,(V_A - V_B)$$

(por. § 26). Przypuśćmy, że, wyruszywszy z miejsca A, ładunek q odbywa obieg zamknięty (kołowy) i powraca wreszcie do A; wówczas $V_B = V_A$ i otrzymujemy

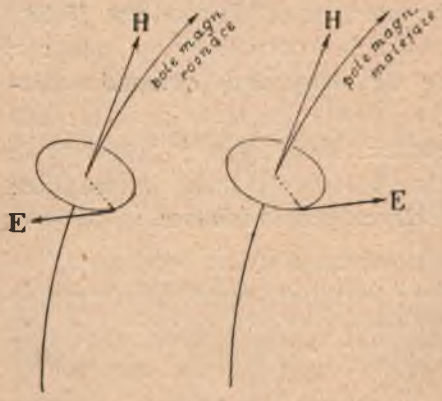
2 $$W = 0.$$

Taka zresztą jest fundamentalna własność każdego pola *zachowawczego*, jak nam z § 83-go tomu I-go wiadomo. Lecz gdyby obwód zamknięty w całym swym przebiegu kierował się zgodnie z pewną wybraną linją pola, praca W wzdłuż obwodu wykonana nie byłaby równa zeru; każdy element obwodu przypadałby wówczas w kierunku miejscowego wektora E, na każdym więc elemencie siła qE wykonałaby pracę elementarną dodatnią (§ 70 tomu I-go); z takich dodatnich składników nie mogłaby powstać suma równająca się zeru. Idąc w polu elektrostatycznem wzdłuż pewnej upatrzonej linji pola *nie* powra-

camy więc do punktu wyjścia. Odbywając w takiem polu obiegi zamknięte, musimy *przecinać* linje, albowiem one ciągną się w polu jak łańcuchy otwarte.

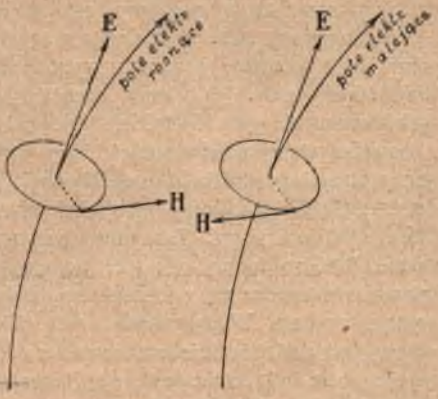
Co powiedzieliśmy o własnościach pola elektrycznego indukowanego przez zmienne pole magnetyczne, stosuje się również do pola magnetycznego, które, według hypotezy Maxwella, tworzy się pod wpływem zmiennego pola elektrycznego; powstaje wówczas pole magnetyczne lecz bynajmniej *nie* magnetyczne statyczne. Jak widzieliśmy w przykładzie przytoczonym w § 96-ym, linje wzbudzonego magnetycznego pola okrążają linje budzącego elektrycznego w obwodach zamkniętych; tymczasem w zewnętrznem polu statycznem trwałego magnesu linje ciągną się otwartemi pasmami i nie stanowią nigdy obwodów zamkniętych (rozdz. III-ci). Pole tworzące się pod wpływem zmiennego elektrycznego pola jest wprawdzie magnetyczne ale magnetycznych biegunów w niem *niema*.

Przypuśćmy, że pod wpływem zmiennego pola magnetycznego pojawia się pole elektryczne. Wyobraźmy sobie obserwatora, przez którego, od stóp do głowy, biegną w danem miejscu linje magnetyczne a zatem biegnie i wektor *H* pola (rys. 153). Przypuśćmy, że w wybranem miejscu i w uważanej chwili pole magnetyczne wzmaga się; spoglądając na elektryczne linje, obserwator dostrzega, że okrążają go one w kierunku zgodnym z kierunkiem ruchu wskazówek na tarczy zegara. Przypuśćmy przeciwnie, że w upatrzonem miejscu i w danej chwili pole magnetyczne słabnie; spoglądając na elektryczne linje, obserwator dostrzega, że okrążają go one w kierunku przeciwnym kierunkowi ruchu wskazówek na tarczy zegara. Wyobraźmy sobie na chwilę, że kółka otaczające magnetyczne linje na rys. 153-im przedstawiają obwody sporządzone z drutu metalowego; kierunek stycznego do nich wektora *E* wskazuje, jak płynie pojawiający się wówczas w obwodzie prąd indukcyjny.



Rys. 153.

Przypuśćmy, że pod wpływem zmiennego pola elektrycznego budzi się pole magnetyczne. Wyobraźmy sobie znów obserwatora, przez którego, od stóp do głowy, biegną w danem miejscu linje elektryczne a zatem biegnie wektor E pola (rys. 154). Załóżmy, że w umówionem miejscu i w uważanej chwili pole elektryczne potężnieje; spoglądając na magnetyczne linje, obserwator dostrzega, że okrążają go one w kierunku przeciwnym kierunkowi ruchu wskazówek na tarczy zegara. Załóżmy przeciwnie, że w pewnem oznaczonem miejscu i w pewnej wybranej chwili pole elektryczne maleje; spoglądając na magnetyczne linje, obserwator dostrzega, że okrążają go one w kierunku zgodnym z kierunkiem ruchu wskazówek na tarczy zegara. Kierunek wektora H na rys. 154-ym okazuje, jak poruszałby się wywiadowczy biegun magnetyczny północny, gdyby umieszczony był w polu zupełnie swobodnie (por. § 56).



Rys. 154.

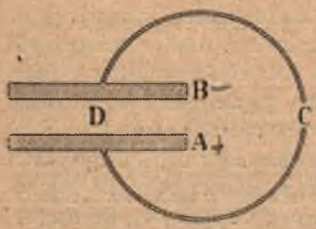
Uderzająca jest symetrja twierdzeń, które tutaj poznaliśmy. Podstawiając przymiotnik «elektryczny» zamiast «magnetyczny» i naodwrót w wypowiedzeniu tych prawd, przechodzimy od pierwszej do drugiej lub od drugiej przeciwnie do pierwszej; w kierunkach wzbudzanych pól zachodzi jednak *przeciwieństwo*, jak wnosimy z porównania reguł kierunkowych ze sobą i jak z zestawienia ryss. 153 i 154-go natychmiast wynika Z tem zastrzeżeniem, symetrja praw pola elektromagnetycznego jest zatem doskonała *w próżni*. Atoli w materjalnych ośrodkach symetrja tych praw jest niedoskonała. Materjalne substancje przewodzą prąd elektryczny; t. zw. izolatory przewodzą go źle, elektrolity i metale przewodzą go dobrze; wszystkie jednak w pewnej mierze przewodzą Prąd elektryczny przewodzony tworzy w otoczeniu pole magnetyczne, którego prawa znamy z rozdz. IV-go; wiemy, że powstające tym sposobem pole jest magnetyczne, lecz nie jest magnetyczne statyczne; wiemy, że jest to pole magnetyczne bez magnetycznych biegunów. Linje tego pola okrążają linje elektrycznego pola w obwodach zamkniętych, podobnie jak czynią to linje magnetycznego pola towarzyszącego zmiennemu polu elektrycznemu; lewa strona rys. 154-go mogłaby być poczytana za ilustrację praw pola sprawianego przez prąd elektryczny linjowy, płynący w kierunku tamtejszego wektora E. Lecz do przewodzonego prądu elektrycznego *niema* odpowiednika w magnetycznych zjawiskach. Niema magnesów, których bieguny pod wpływem pola mogłyby płynąć swo-

bodnie, zobojętniać się i magnetyczną energję w ciepło przemieniać; niema «przewodników magnetycznych» ani też «prądu magnetycznego przewodzonego»; nie możemy powiedzieć, czy taki prąd wytwarzałby w otoczeniu pole elektryczne bez ładunków, jak wymagałaby tego symetrja

Przypomnijmy sobie prawa pola magnetycznego, towarzyszącego pr stolinjowemu elektrycznemu prądowi; wypowiedzieliśmy je w rozdz. IV ym, § 62. Linje takiego pola, jak wiemy, okrążają kierunek prądu w obwodach zamkniętych, kołowych (ryss. 84 i 85). Wyobraźmy sobie, że w punkcie *M* jednego z powołanych rysunków umieściliśmy wywiadowczy biegun magnetyczny północny obdarzony ilością *m* magnetyzmu i że biegun ten zmuszamy następnie do (niezmiernie powolnego) obejścia raz w koło orbity na rysunkach wskazanej, której środkiem jest *C*. Taki obieg jest oczywiście zjawiskiem kołowem, w znaczeniu § 83 go tomu I-go; lecz ponieważ wzdłuż całej drogi kierunek przemieszczenia zgadza się z kierunkiem działającej siły *mH*, wnosimy zatem, jak wyżej, że praca *W* wykonana przez pole magnetyczne podczas całkowitego obiegu jest dodatnia, *nie* jest równa zeru. Czyżby zatem pole magnetyczne prądu trwałego nie było zachowawcze? Obnosząc d koła prądu biegun magnetyczny, czyżbyśmy mogli utworzyć *perpetuum mobile*? Nie zapominajmy o tem, że prostolinjowy przewód prądu trwałego oraz biegun magnetyczny północny nie stanowią *odosobnionego* układu (§§ 81 i 83 tomu I go); pewien układ elektromotoryczny zewnętrzny (np. baterja ogniw lub akumulatorów, maszyna elektryczna, prądnica) musi pracować, ażeby w przewodzie *AZ* (ryss. 84 i 85) płynął trwale prąd elektryczny. Obnosząc biegun magnetyczny dokoła prądu *AZ* po orbicie kołowej, pobieramy pracę kosztem energji owego zewnętrznego źródła elektromotorycznego.

§ 98. Oscylacyjne rozbrajanie się kondensatora

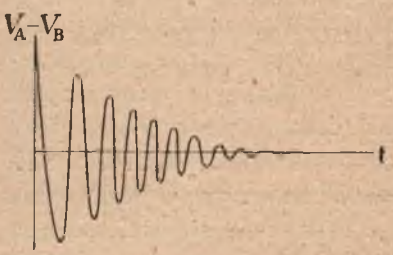
Wyobraźmy sobie kondensator płaski, którego okładki *A* i *B* (rys. 155), oddzielone od siebie dielektryczną warstwą *D*, posiadają ładunki znaków przeciwnych: *A* ma ładunek dodatni, *B* ujemny. Przez V_A i V_B oznaczmy wartości potencjałów okładek *A* oraz *B*; różnica $V_A - V_B$ jest dodatnia. W pewnej chwili początkowej $t = 0$ łączymy *A* z *B* zapomocą metalowego drutu *C*. Układ *ACBDA* możemy uważać za obwód, przerwany w *D*, zresztą zaś przewodzący; oczekujemy zatem, że on zachowa się podobnie jak obwód *O* zawierający baterję, który otwieramy nagle w chwili $t = 0$ (§ 87). Gdy jednak w obwodzie *O* § 87-go była czynna elektromotoryczna siła baterji, trwała siła elektromotoryczna, odnawiająca się nieustannie, w obecnym układzie *ACBDA* mamy tylko róż-



Rys. 155.

nicę potencjałów $V_A - V_B$, która w chwili $t = 0$ pewnej elektromotorycznej sile jest równoważna, później jednak przez sam przepływ prądu wyczerpuje się rychło. W tym odmiennym charakterze siły elektromotorycznej, zzewnątrz przyłożonej, leży różnica obu przypadków. Gdy w obwodzie O czynna była trwała siła elektromotoryczna, porównywaliśmy prąd w nim płynący do ruchu ciała materjalnego, który pod wpływem siły stałej dochodzi do skutku. Lecz w obecnym przypadku elektromotoryczna siła zmienia się w przebiegu zjawiska; przyrównamy go zatem do ruchu wahadła, w którym również, jak wiadomo, objawia się działanie siły zmiennej (moglibyśmy nawet powiedzieć *przemiennej*). Jak widzieliśmy w § 63-im tomu I-go, punkt ciężki wahadła pobudza do ruchu siła MT (ówczesny rys. 64). Weźmy na uwagę pierwszą fazę ruchu, ruch od A do C; w A siła MT jest największa, podczas ruchu szybko zanika, w C jest równa zeru. Mimo to punkt M wahadła nie zatrzymuje się w C; rozpęd bezwładności przenosi go do części CB toru, gdzie siła MT, skierowana przeciwnie aniżeli w AC, coraz usilniej sprzeciwia się ruchowi, aż go wreszcie wstrzymuje w miejscu B; następna faza BCA jest już tylko odwróceniem poprzedniej ACB. Podobnie dzieje się w zagadnieniu elektrycznem, którem jesteśmy obecnie zajęci. W pierwszej fazie zjawiska, pod wpływem dodatniej siły elektromotorycznej $V_A - V_B$, prąd w drucie C płynie w kierunku od A do B; lecz różnica $V_A - V_B$ zmniejsza się przez to i niebawem spada do zera. Prąd w tej chwili dopiął celu, zniweczył mianowicie pierwotną różnicę potencjałów; ale zjawisko nie kończy się na tem, prąd nie ginie u celu; uniesiony rozpędem indukcji własnej (która, jak z § 87 go wiemy, przedłuża jego obumieranie) prąd musi «przeholować». Okładka B otrzymuje teraz ładunek dodatni, okładka A przybiera ujemny; różnica $V_A - V_B$, która jest teraz ujemna, rosnąc w wartości bezwzględnej, sprzeciwia się coraz bardziej prądowi skierowanemu od A do B w drucie C; znosi go wreszcie i wytwarza prąd przeciwny, od B do A w drucie C skierowany. Następująca faza zjawiska jest już tylko odwróceniem pierwszej, którą poznaliśmy. *Rozbrajanie się naładowanego kondensatora jest oscylacyjnem zjawiskiem.* Ważny ten fakt teoretycznie przewidział i zbadał Lord Kelvin w r. 1853-im, gdy w ówczesnym doświadczalnym zasobie wiedzy nie było nawet wskazówki jego istnienia.

Powinniśmy jednakże o tem pamiętać, że prąd elektryczny w każdym przewodniku natrafia na opór; gdziekolwiek prąd płynie, jego energja w pewnej mierze przemienia się w ciepło. Jeżeli więc ruch wahadła ma być wiernym obrazem elektrycznych wahań w obwodzie kondensatora, wahadło to musimy w myśli zanurzyć w ośrodku stawiającym opór; kinetyczna energja wahającego się wahadła przeradza się wówczas stopniowo w ciepło. Ruch wahadła w tym razie nie jest ściśle perjodyczny; kolejne fazy ruchu nie są identyczne, ich amplitudy stopniowo maleją; ruch jest *tłumiony* i po niejakim czasie staje się niedostrzegalny. Podobnie dzieje się w obecnem naszem elektrycznem zagadnieniu: *rozbrajanie się naładowanego kondensatora jest następstwem drgań elektrycznych zanikających.* Graficzny obraz takich drgań znajdujemy w załączonym rys. 156-ym; wysokość każdej rzędnej wyraża chwilową wartość różnicy potencjałów okładek kondensatora, odcięta przedstawia długość odstępu czasu, który upłynął od początkowej chwili zjawiska. W pospolitych warunkach doświadczeń każde drganie trwa niezmiernie krótko a ich ogół zanika tak szybko, że do wiadomości naszej dochodzi tylko wynik ostateczny procesu: zobojętnienie się ładunków okładek, wyrównanie się wartości ich potencjałów.



Rys. 156.

Ażeby ilościową stronę zjawiska ogólnikowo zrozumieć, sięgnijmy jeszcze raz do mechanicznego porównania. Jak widzieliśmy w § 63 im tomu I-go, wywołująca ruch wahadła siła MT (w oznaczeniach ówczesnych) wynosi $-mgx/l$; zasadzając się na drugiem prawie ruchu i zaniedbując opór ośrodka, otrzymujemy zatem ówczesny związek (4):

1. przyśpieszenie wahadła $= -gx/l.$

Innemi słowy, szybkość, z jaką zmienia się szybkość zmieniania się wartości x jest proporcjonalna do x; spółczynnik proporcjonalności g/l utożsamiliśmy z wielkością ω^2 § 31-go tomu I-go, skąd wyniknął wzór (6) ówczesny, wyznaczający długość T okresu ruchu wahadła. Postąpmy podobnie w elektrycznem obecnem zadaniu. Rozumiejąc przez Q ładunek (dodatni) okładki A kondensatora, przez $\mathcal{E}$ różnicę potencjałów okładek A i B, przez C pojemność kondensatora, mamy podług § 28-go

2. $$Q = C\mathcal{E}.$$

Stosownie do § 34-go, natężeniem i prądu chwilowo płynącego w drucie, w kierunku od A do B, nazywamy szybkość zmniejszania się ładunku Q; podług (2) możemy zatem powiedzieć, iż

3. szybkość zmieniania się $\mathcal{S} = -i/C$.

Z drugiej strony, zgodnie z wywodami § 87 go możemy założyć:

4. $\mathcal{S} = p \times$ (szybkość zmieniania się i)

gdzie rozumiemy przez p, jak w § 87-ym, spółczynnik indukcji własnej uważanego obwodu; zatem również

5. szybkość zmieniania się $\mathcal{S} = p \times$ (przyśpieszenie zmieniania się i).

Porównawszy ze sobą twierdzenia (3) i (5), dochodzimy do wniosku

6. przyśpieszenie zmieniania się $i = -i/pC$

który w uważanem elektrycznem zadaniu wyraża fakt analogiczny do treści powyższego równania (1) w ruchu wahadła lub do założenia wypowiedzianego w (5) § 31-go tomu I-go. Oznaczając więc przez T długość *okresu elektrycznych oscylacyj* w zjawisku rozbrajania się kondensatora, otrzymujemy słynną formułę Lorda Kelvina

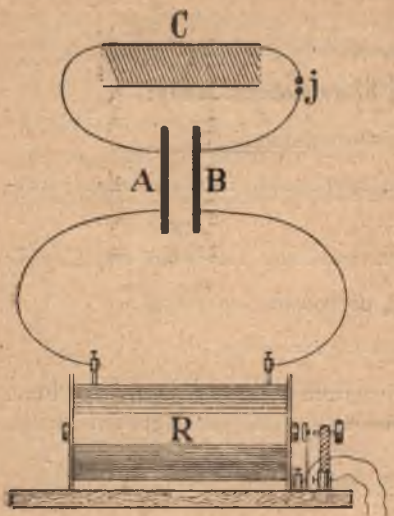
7. $$T = 2\pi\sqrt{pC}.$$

W rozumowaniu powyższem zaniedbaliśmy wpływ elektrycznego oporu obwodu; gdyby ten opór był bardzo znaczny, oscylacje mogłyby stać się niemożliwe. Wyobraźmy sobie, że punkt ciężki M wahadła (rys. 64 tomu I-go) jest zanurzony w nadzwyczaj zawiesistej mazi lub smole; opuszcza się on wówczas, wychodząc z miejsca A, lecz porusza się następnie coraz leniwiej i nie dosięga położenia C nawet po upływie czasu bardzo długiego. Podobnie dzieje się w elektrycznem zjawisku, gdy obwód kondensatora przeciwstawia drganiom opór ogromny; początkowa różnica potencjałów okładek maleje coraz opieszalej, aż wreszcie po długim czasie staje się niedostrzegalna. Takie wyładowanie nazywamy *aperjodycznem*.

Czy można przekonać się o tem doświadczalnie, że w obwodzie rozbrajającego się kondensatora odbywają się rzeczywiście drgania elektryczne? czy takie wahania można chociażby pośrednio dostrzegać oraz badać ilościowo, dokładnie? Są to pytania, które postawił sobie po raz pierwszy Feddersen w r. 1857-ym; pokonał on pomyślnie niemałe trudności, które wówczas nastręczała odpowiedź. Znamy dzisiaj wiele sposobów okazania i mierzenia drgań elektrycznych; wspominamy o najprostszych pokrótce.

Wyobraźmy sobie doświadczenie, którego schemat widzimy na rys. 157-ym. Do obwodu cewki wtórnej induktora R włączono kondensator AB (np. butelkę lejdejską); do kondensatora dołączono jeszcze drugi obwód, który zawiera po-

mocniczą cewkę *C* tudzież t zw. iskiernik *j* (układ dwóch metalowych kulek, w nieznacznej odległości od siebie). Prąd indukcyjny powstający w cewce wtórnej induktora ładuje okładki kondensatora. Gdy różnica potencjałów okładek osiąga wartość dostatecznie wysoką, kondensator rozbraja się; w *j* tworzy się iskra, która przez krótką chwilę udziela stosunkowo znacznego elektrycznego przewodnictwa warstewce powietrza znajdującej się między kulkami iskiernika. Rozbrojenie kondensatora ma dwie drogi do wyboru w tem doświadczeniu: jednę drogę *ACjB*, drugą zaś prowadzącą przez wtórną cewkę induktora. Lecz dzięki ogromnej indukcji własnej wtórnej cewki induktora droga druga praktycznie nie wchodzi w rachubę; rozbrojenie dokonywa się nieomal wyłącznie w drodze pierwszej.



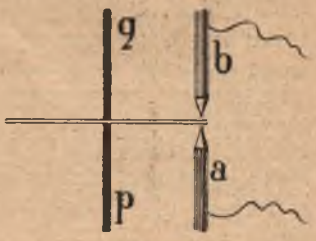
Rys. 157.

Wyobraźmy sobie, że, gdy w *j* biją iskry, biegnące od nich świetlne promienie padają najpierw na zwierciadło obracające się szybko dokoła osi pionowej (por. rys. 106 tomu II-go), następnie na soczewkę, która tworzy obraz iskry na kliszy fotograficznej. Gdyby iskra była zjawiskiem ciągłem, jej obraz, rozciągnięty skutkiem obrotu zwierciadła, wyglądałby jak wstęga jednostajnie świecąca Tymczasem otrzymujemy obraz wcale odmienny; jako przykład przytaczamy zdjęcie wykonane przez uczonego włoskiego, profesora Battelli

Rys 158.

(rys. 158). Musimy mieć na uwadze, że na rys. 158-ym czas upływa niejako w kierunku od lewej ręki ku prawej; nadto, iż najmocniej świeci część iskry wybiegająca z anody. Na rys 158 ym widzimy najprzód jasność u góry, ciemność u dołu; za chwilę widok jest odwrócony, znów przywrócony, znów odwrócony i t. d Anodą była tu zatem raz górna, to znowu dolna elektroda; *wyładowanie rzeczywiście było oscylacyjne*. Jasne smugi nie są pionowe, są zakrzywione na prawo; świecenie iskry zaczyna się zatem na anodzie, następnie posuwa się wzdłuż iskry z pewną, niezbyt nawet znaczną prędkością.

W doświadczeniach prof. Battelliego okres drgań wynosił w przybliżeniu od jednej miljonowej do jednej stotysięcznej części sekundy. Posługując się kondensatorami znacznej pojemności oraz pomocniczemi cewkami, których spółczynnik indukcji własnej ma wartość wysoką, możemy wywoływać drgania elektryczne, ktorych okres, zgodnie z formułą Lorda Kelvina, jest bezporównania dłuższy, wynosi naprzykład parę setnych lub nawet dziesiątych części sekundy. Śledzenie drgań tej częstości udaje się łatwo. Gdy skierujemy dość silny strumień powietrza ku elektrodom iskiernika, towarzyszące oddzielnym oscylacjom iskry rozłączają się i stają się zosobna widzialne. Krążek wycięty z kartonu niechaj kręci się szybko dokoła osi *pq* (rys. 159); jeżeli naładowany kondensator rozbraja się między elektrodami *a* i *b* iskiernika, z jednorazowego naładowania otrzymujemy nie jednę dziurkę u brzegu krążka, lecz całe ich mnóstwo.

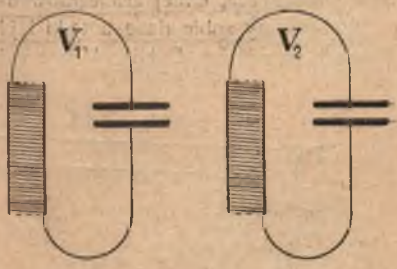


Rys. 159.

§ 99. O rezonancji elektrycznej.

W obwodzie rozbrajającego się kondensatora, jak nam teraz wiadomo, płynie prąd oscylujący; natężenie tego prądu nieustannie faluje, kierunek odwraca się wiele razy w ciągu sekundy. Magnetyczne pole takiego prądu zmienia się równie szybko i w ślad za prądem odwraca się także, wiele razy w czasie jednej sekundy; w każdym zbliżonym przewodzącym obwodzie powstają przeto silne prądy indukcyjne, również przemienne.

Przypuśćmy, iż w pewnym obwodzie V_1, który będziemy odtąd nazywali *elektrycznym wibratorem*, odbywają się drgania elektryczne (rys. 160). Jednorazową pobudką wywołujemy drgania w wibratorze, następnie pozostawiamy go samemu sobie; niezakłócone drgania, które w odosobnionym wibratorze dochodzą do skutku, nazywamy jego *swobodnemi* lub *własnemi* drganiami; tą samą nazwą w podobnem znaczeniu posługiwaliśmy się w § 86 tomu II go. Elektryczne swobodne drgania, podobnie jak mechaniczne, mają okres zależny od ustroju układu; naprzykład wibratorowi V_1 właściwy jest pewien okres T_1 drgań swobodnych, dany przez jego pojemność oraz indukcję własną. Przypuśćmy,

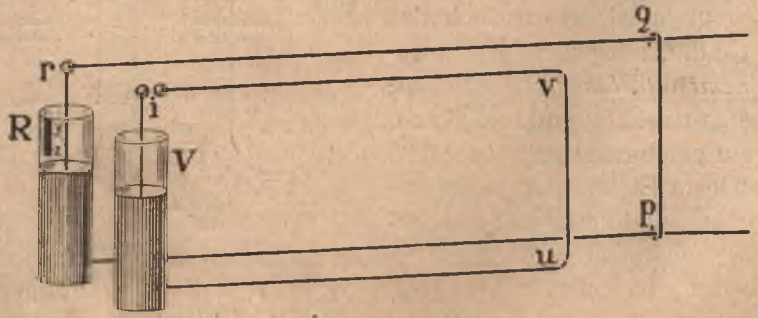


Rys. 160.

że w sąsiedztwie wibratora V_1 znajduje się inny V_2, którego okres drgań własnych wynosi T_2. W wibratorze V_2, pod wpływem drgań w V_1, wytwarzają się drgania, o których, jak w § 87-ym tomu II go, powiemy, że są *wymuszone*, odbywają się bowiem w okresie T_1 właściwym wibratorowi V_1, pod przymusem sił w tym okresie zmiennych, pochodzących od drgań wibratora V_1; obok tych drgań wymuszonych, niezależnie od nich, w wibratorze V_2 mogą odprawiać się jednocześnie jego drgania własne, w okresie T_2. Działanie dysypacyjne elektrycznego oporu usiłuje stłumić obadwa rodzaje drgań, wymuszone i własne; lecz wymuszone, zasilane dopływem obcej energji, są trwalsze niż własne, które, znikąd nie mając pomocy, muszą niebawem umilknąć. Jeżeli długość okresu T_2 różni się wybitnie od długości okresu T_1, drgania wymuszone w wibratorze V_2 są stosunkowo nieznaczne. Lecz jeżeli, zmieniając naprzykład pojemność kondensatora zawartego w obwodzie V_2, uczynimy długość okresu T_2 ściśle lub bardzo przybliżenie równą długości T_1, zajdzie wówczas wyjątkowy przypadek *rezonancji*, którym zajmowaliśmy się w § 88-ym tomu II-go; amplitudy drgań indukowanych w wibratorze V_2 powiększają się wówczas z biegiem zjawiska, drgania rozrastają się nadzwyczajnie. Wibrator V_2 tak dostrojony nazywamy *elektrycznym rezonatorem*.

Jeżeli opór rezonatora jest znikomy, rezonancja zaczyna się wówczas dopiero, gdy okresy drgań własnych wibratora i rezonatora stały się niemal dokładnie jednakowe; zaczyna się, innemi słowy, dopiero przy niemal ścisłym *izochroniźmie*. Najlżejsze rozstrojenie obwodów niszczy w tym razie rezonancję. Gdy opór rezonatora jest bardzo duży, rezonancja występuje wprawdzie już przy jakiembądź, nawet grubem zbliżaniu się do izochronizmu, bywa jednak wówczas znacznie słabsza, mniej zaakcentowana, aniżeli w przypadku poprzednim.

Wyobraźmy sobie dwie butelki lejdejskie V i R (rys. 161), dokładnie jednakowych rozmiarów. Butelka V jest wibratorem czyli układem pierwotnym w tem

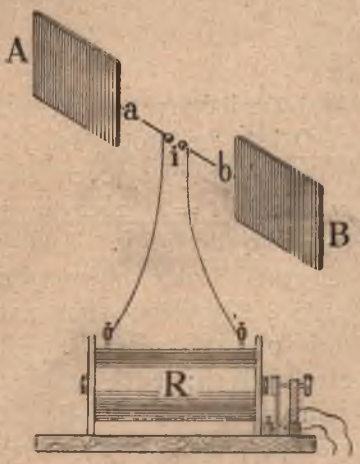


Rys. 161.

doświadczeniu; łączymy jej okładki z biegunami maszyny Wimshursta lub induktora Ruhmkorffa; butelka ładuje się i rozbraja się przez obwód *uvi*, przyczem w iskierniku *i* biją iskry. W pobliżu obwodu *VuviV* znajduje się drugi *RpqrR*, który zawiera rezonator *R*; przesuwając ruchomy łącznik *pq*, możemy zmieniać długość i postać owego drugiego obwodu. Od wewnętrznej okładki butelki *R* idzie pasek *yz* folji cynowej, kończąc się w małym odstępie od brzegu zewnętrznej okładki tej butelki. Przesuwając łącznik *pq* tam i napowrót, zestrajamy obwód *RpqrR* z obwodem *VuviV* w taki sposób, że, skoro tylko w *i* ukazują się iskierki, zjawiają się również w przerwie dzielącej *yz* od zewnętrznej okładki butelki *R*; mamy wówczas rezonancję. Umieszczając *pq* w innem położeniu, spostrzegamy, że rezonancji już niema.

§ 100. Odkrycia Henryka Hertza.

Zajmowaliśmy się dotychczas elektrycznemi drganiami, które dokonywają się w obwodach bądź ściśle zamkniętych bądź też *niemal zamkniętych* t. j. zawierających tylko drobną przerwę dielektryczną. Widzieliśmy, że okres drgań zależy od elektrycznej pojemności obwodu oraz od indukcji własnej, która w nim może być czynna. Idąc torem myśli Maxwella, Henryk Hertz (w Karlsruhe, następnie w Bonn), pomiędzy 1887 a 1891-ym rokiem, od takich doświadczeń przeszedł odważnie do badania drgań elektrycznych w obwodach zgoła *otwartych*; znakomicie tym sposobem zmniejszając pojemność oraz indukcję własną w wibratorze, zdołał po raz pierwszy wytworzyć drgania elektryczne *nadzwyczaj szybkie*, drgania, których okres jest niezmiernie krótki a częstość olbrzymia. Udowodniwszy, że od takich drgań poczynają się *fale elektryczne* (lub raczej, jak zobaczymy niebawem, *elektromagnetyczne*), które szerzą się dokoła w otaczającym ośrodku, Hertz świetnemi temi odkryciami zdobył nam nowy zakres zjawisk fizycznych, wagi nadzwyczajnej, zarówno dla oderwanej myśli naukowej jakoteż dla swobody i łatwości ludzkiego życia na ziemi.



Rys. 162.

Pierwszą, ogólnikową wskazówkę o sposobie doświadczeń Hertza możemy powziąć z następującego opisu. Wyobraźmy sobie dwie metalowe płyty *A* i *B*,

stosunkowo od siebie odległe (rys. 162); łączą się one drutem prostolinjowym *ab*, który jednak jest przerwany przez iskiernik *i*. Zapomocą cienkich metalowych drutów łączymy kulki iskiernika z biegunami cewki wtórnej induktora Ruhmkorffa *R*. Pomiędzy płytami *A* i *B*, poprzez drut *ab* oraz iskrę w *i* przeskakującą, płynie prąd elektryczny wahający się nieustannie, prąd, który odwraca się nadzwyczaj wiele razy w czasie jednej sekundy. W pierwszych doświadczeniach Hertza częstość drgań elektrycznych wynosiła około 10^8 na sekundę; umiemy posunąć się dzisiaj jeszcze znacznie dalej, jak o tem powiemy pokrótce w jednym z artykułów następnych.

§ 101. Fale elektromagnetyczne.

Przypuśćmy, że w pewnym punkcie przestrzeni, np. w miejscu *O* (rys. 163), w chwili $t = 0$, pojawia się pole elektryczne; lub też, że istniejące tam już pole w chwili $t = 0$ zaczyna się wzmagać.

Rys. 163.

Ażeby mieć przed oczyma przykład konkretny, wyobraźmy sobie, że *O* leży na drodze iskry bijącej w iskierniku wibratora Hertza; podczas odbywających się w wibratorze drgań, przez punkt *O* w chwili $t = 0$ zaczyna płynąć prąd elektryczny skierowany pionowo do góry. Taki stan rzeczy uzmysławia pierwszy (od lewej ręki) szkic schematyczny rys. 163-go. Dokoła punktu *O*, podług § 97-go, powstaje natychmiast pole magnetyczne, którego linje okrążają rosnący wektor *E* pola elektrycznego w obwodach zamkniętych; jednę taką zamkniętą linję *H* widzimy w pierwszem zaraz stadjum rys. 163-go. Lecz jeżeli elektryczne pole w punkcie *O* jest perjodycznie zmienne, rodzące się dokoła *O* magnetyczne pole jest również perjodycznie zmienne. Wyobraźmy sobie, że wartość wektora *H* wzrasta w każdym punkcie magnetycznego obwodu *H* poprowadzonego w pierwszej części rysunku; dokoła każdego takiego punktu budzi się znów pole elektryczne, którego

linje (podług praw znanych z § 97-go) okrążają rosnący wektor H w obwodach zamkniętych; cztery takie linje dostrzegamy w drugiem z kolei stadjum rys. 163-go. Podobnie dzieje się dalej, jak objaśniają następne figury rysunku. Gdziekolwiek potężnieje lub słabnie pole elektryczne, tam poczyna się dokoła pole magnetyczne; gdziekolwiek wzmaga się lub podupada pole magnetyczne, tam pole elektryczne dokoła wyrasta; pierwotne zaburzenie szerzy się tym sposobem coraz dalej i dalej. Od charakteru początkowego zaburzenia zależy przebieg zjawiska. Nagłe, urwane wstrząśnienie staje się źródłem *pulsu* elektromagnetycznego (por. § 61 tomu II go); zaburzenie przeciągłe, które dokonywa się według pewnego prawa zależności od czasu, daje początek *ciągowi* czyli *układowi fal elektromagnetycznych*. Jeżeli zakłócenie pierwotne powtarza się perjodycznie, w okresie np. T, układ fal w otoczeniu również jest perjodyczny; w każdym punkcie przestrzeni, który został dotknięty zawichrzeniem, elektryczne i magnetyczne zmiany pól odbywają się w tym samym okresie T.

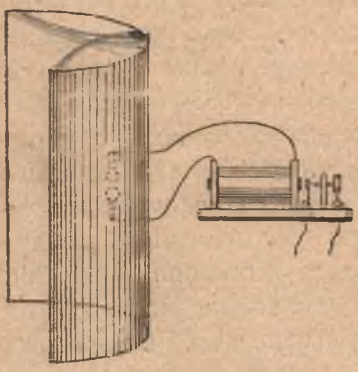
Widzieliśmy, jak ze wschodzących lub zachodzących pól elektrycznych i magnetycznych wyłaniają się nowe, magnetyczne i elektryczne pola. Nasuwa się wielkiej wagi pytanie: czy proces ten wymaga czasu? czy wyobrażone na rys. 163-im stadja zjawiska są sobie spółczesne? czy następują raczej kolejno w pewnych, choć niewątpliwie nadzwyczaj krótkich odstępach czasu? Zapytujemy innemi słowy, *czy fale elektromagnetyczne biegną w przestrzeni ze skończoną prędkością*? W tomie II im przekonaliśmy się, że fale głosowe biegną ze skończoną, dokładnie znaną prędkością; ale podobieństwo elektromagnetycznych fal do głosowych niewątpliwie jest powierzchowne. Fale głosowe niosą się w powietrzu i w wodzie, w pręcie, w strunie lub skale; ale przez próżnię nie przenikają. Fale elektromagnetyczne biegną w próżni; a nawet najłatwiej, najprędzej rozchodzą się w próżni. Już u wstępu niniejszego tomu tej książki zwróciła naszą uwagę głęboka różnica dzieląca zwykłe mechaniczne i elektromagnetyczne zjawiska. Wiemy jednak, że istnieje w naturze fundamentalne zjawisko, które rozgrywa się w próżni: *światło* lub (poprawniej powiedzmy) *promieniowanie* przenosi się nieustannie przez puste obszary otchłani niebios, biegnąc z ogromną (lecz jednak skończoną) prędkością

$$c = 3 \times 10^{10} \text{ cm/sek.}$$

Czy elektromagnetyczne fale dążą przez próżnię z tą samą prędkością? Pierwszy Maxwell zrozumiał, że tak jest istotnie; już około r. 1864-go, następnie zaś w dziele *A Treatise on Electricity and Magnetism*, które ukazało się w r. 1873-im, Maxwell, ze spokojną świadomością odniesionego zwycięstwa, uzasadnia twierdzącą odpowiedź na powyższe pytanie. Ogół uczonych pojął i uznał potęgę odkryć Maxwella dopiero w czternaście lat później, gdy doświadczenia Hertza dały dowody, w oczy bijące, ich doniosłości. A zatem Maxwell był fal elektromagnetycznych prawodawcą, zanim one w pracowni fizyka sztucznie wytworzone zostały; optykę przyłączył do zakresu nauki o elektromagnetycznych zjawiskach, zanim ktokolwiek ze spółczesnych zrozumiał, czego dokonał. Od dzieł wiekopomnych Maxwella rozpoczął się nowy okres badania natury.

§ 102. Odbijanie się fal elektromagnetycznych; długość fali.

Przypuśćmy, że elektryczny wibrator pobudza do drgań umieszczony w pobliżu elektryczny rezonator. Pomiędzy wibratorem a rezonatorem niechaj znajdzie się, przypuśćmy, płyta metalowa dostatecznie rozległa; działanie wibratora na rezonator natychmiast ustaje. Metale pochłaniają zatem fale elektromagnetyczne, które padają na ich powierzchnię; czy mogą je również odbijać? Rys. 164 wyobraża schematycznie doświadczenie, w którem Hertz dał odpowiedź na to pytanie. W ogniskowej linji dużego metalicznego, parabolicznie wygiętego zwierciadła umieszczał wibrator; w tym wibratorze wywoływał drgania w znany nam sposób, przy pomocy induktora Ruhmkorffa. Ażeby zdać sobie sprawę z biegu fal elektromagnetycznych w przestrzeni, musiał posłużyć się stosownym rezonatorem. Dwa proste pręty metalowe, leżące w przedłużeniu wzajemnem i kończące się naprzeciwko siebie kulkami (rys. 165), mogą stanowić taki rezonator;

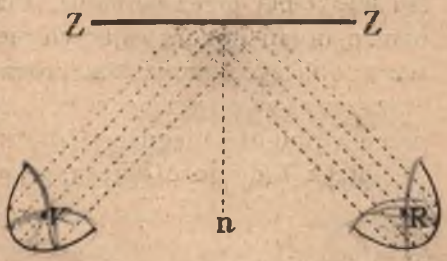


Rys. 164.

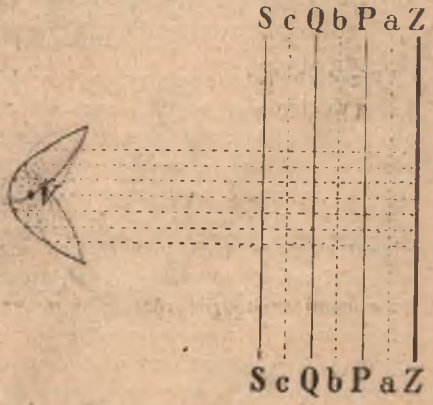
Rys. 165.

jeżeli okres drgań własnych rezonatora zgadza się z okresem drgań własnych wysyłającego fale wibratora, rezonancja zdradza się iskierką przeskakującą w iskierniku rezonatora. Naprzeciwko zwierciadła otaczającego wibrator (rys. 164) wyobraźmy sobie drugie podobne zwierciadło; w linji ogniskowej drugiego zwierciadła ustawmy rezonator równolegle do iskiernika wibratora; fale od wibratora idące, skupione przez pierwsze zwierciadło, skoncentrowane przez drugie, działają silnie na rezonator.

W opisanem przed chwilą doświadczeniu osi użytych parabolicznych zwierciadeł tworzyły ze sobą kąt 180°; ustawmy obecnie te osi w taki sposób, ażeby przecinały się pod kątem prostym (rys. 166). Fale wysyłane przez wibrator *V* nie docierają wówczas do rezonatora *R*, w którym nie obserwujemy też drgań elektrycznych. Lecz jeżeli na drodze fal biegnących z wibratora umieścimy płaskie metaliczne zwierciadło *ZZ*, kierując poprowadzoną do jego powierzchni normalną *n* pod kątem 45° do kierunku odbicia, rezonator natychmiast zaczyna «odpowiadać». Odchylając zwierciadło od należytego położenia, doprowadzamy znów rezonator do zupełnego milczenia. Jak w § 70-ym tomu II go, wnosimy zatem, że kierunek odbijania się fal leży w płaszczyznie przechodzącej przez kierunek ich padania oraz przez normalną *n* do powierzchni granicznej; kąt odbicia jest przytem równy kątowi padania.



Rys. 166.



Rys. 167.

Naprzeciwko parabolicznego zwierciadła zawierającego w linji ogniskowej wibrator *V* ustawiamy płaskie metaliczne zwierciadło *ZZ* (rys. 167); pomiędzy wibrator a zwierciadło wprowadzamy rezonator, umieszczając go (równolegle do iskiernika wibratora) w rozmaitych

odległościach od zwierciadła. W bezpośredniem sąsiedztwie powierzchni zwierciadła rezonator milczy; nie odpowiada również w punktach płaszczyzn *PP, QQ, SS*, równoległych do *ZZ*; najsilniejsze natomiast drgania dostrzegamy, gdy rezonator znajduje się w jednej z płaszczyzn *aa, bb, cc* i t. d., które leżą w środkach odstępów *ZP, PQ, QS*. Przypomniawszy sobie treść §§ 65, 66 i 77-go tomu II-go, wyjaśniamy z łatwością te spostrzeżenia. Fale wysyłane przez wibrator wraz z odbijającemi się nieustannie od zwierciadła falami tworzą widocznie przez interferencję *układ fal stojących*; jak w Kundta akustycznem doświadczeniu, długość *ZP* lub *PQ* lub *QS* jest widocznie równa połowie długości fali wysyłanej przez wibrator. Przypuśćmy, iż znamy długość *T* okresu drgań dokonywających się w wibratorze; długość tę możemy obliczyć, naprzykład rozważając obraz iskry wibratora, utworzony w obracającem się zwierciedle (§ 98). Oznaczając przez λ długość biegnącej fali, przez *c* prędkość jej posuwania się, przez *T* długość okresu, mamy, jak wiadomo, zawsze

$$\lambda = cT$$

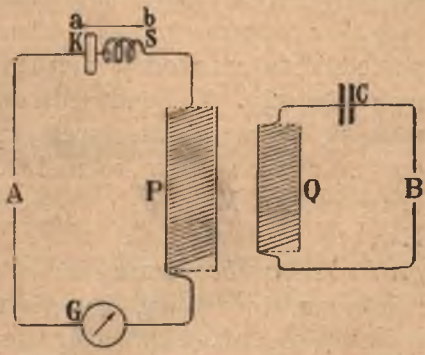
(por. §§ 62 i 63 tomu II-go); z równania tego możemy zatem obliczyć wartość prędkości *c*, jeżeli znamy *T* i zmierzyliśmy λ. Taką drogą Hertz sprawdził, że prędkość rozchodzenia się elektromagnetycznych fal w zwykłem atmosferycznem powietrzu (które względem tych fal zachowuje się niemal tak samo jak próżnia) zgadza się rzeczywiście, jak to Maxwell przewidział, z prędkością rozchodzenia się światła w próżni (§ 101).

Przed chwilą widzieliśmy, że fale elektromagnetyczne odbijają się oraz interferują według praw przytoczonych w rozdz. V-ym tomu II go; podobnie zachowują się fale świetlne, jak o tem w wykładzie nauki optyki szczegółowiej powiemy. Hertz przekonał się również, że fale elektromagnetyczne mogą *załamywać się* (np. w pryzmacie stosownych rozmiarów, wyrobionym z parafiny lub siarki), podobnie jak załamują się świetlne. Jakkolwiek zatem we własnościach fal elektromagnetycznych i świetlnych wiele jest podobieństwa, wszelako co do *długości* między pierwotnemi elektromagnetycznemi falami Hertza a falami świetlnemi zachodziła różnica ogromna: w doświadczeniach Hertza długości otrzymanych fal wynosiły zwykle kilka metrów; tymczasem długość *fal świetlnych* (na które organ nasz wzrokowy jest wrażliwy) porusza się, jak zobaczymy, w granicach od 4 do 8 stotysięcznych części centymetra. Następcy Hertza dokładali więc starań usilnych, ażeby, zmniejszając rozmiary użytych wibratorów, uzyskać fale elektromagnetyczne możliwie najkrótsze. Fizyk rosyjski Lebiediew zbudował w r. 1895-ym wibrator, którego długość wynosiła zaledwie 2·6 mm; pobudzany do drgań elektrycznych, wibrator ten wywoływał fale o długości 6 mm.

blisko tysiąc razy krótsze niż pierwotnie przez Hertza wytworzone fale. W ostatnich czasach zdołano zejść jeszcze niżej; umiemy otrzymywać dzisiaj fale elektromagnetyczne, których długość leży poniżej 0·3 mm. Ażeby wyjaśnić, dlaczego przekroczenie tej granicy jest godnym uwagi naukowym postępem, musimy powołać się jeszcze raz na wiadomości, które dopiero w następujących rozdziałach będziemy mogli szczegółowiej przedstawić. Tak zwane *źródła światła* wysyłają zazwyczaj nietylko świetlne fale, lecz również i znacznie krótsze *(pozafioletowe)* i znacznie dłuższe *(pozaczerwone)*; naprzykład w łuku elektrycznym, bijącym pomiędzy rtęciowemi elektrodami, powstają, pośród innych, również i fale pozaczerwone o długości 0·342 mm. Umiemy zatem już dzisiaj wzbudzać w pracowni, sztucznie, fale elektromagnetyczne *krótsze* niźli te, które zauważono w promieniowaniu pewnych łuków elektrycznych; nasze elektryczne wibratory potrafią wzniecać fale krótsze niż fale, którym atomy rozżarzonych ciał materjalnych dają niekiedy początek.

§ 103. *Krystaliczny detektor.*

Pragnąc przekonać się o obecności lub ustroju fal elektromagnetycznych w danym zakresie lub punkcie przestrzeni, Hertz, jak widzieliśmy, posługiwał się rezonatorem, w którego przerwie, gdy sprzyjają warunki, powstaje elektryczna iskierka. Taki przyrząd jest grubym, mało wrażliwym *detektorem* elektromagnetycznego falowania; zadowolnić się nim możemy tylko wówczas, gdy mamy do czynienia z długiemi i energicznemi falami. Znamy dziś doskonalsze przyrządy, które pozwalają dogodniej wykrywać i badać dokładniej drgania elektryczne, bądź w obwodach zamkniętych, bądź w otwartych rezonatorach Hertza. Wspominamy tu krótko o t. zw. *krystalicznym* detektorze, który bywa dziś w częstem użyciu. Wyobraźmy sobie obwód zawierający cewkę P oraz zwykły galwanometr G; do tego obwodu włączona jest płytka K, wyrobiona ze stosownego krystalicznego materjału; uciska ją lekko ostry koniec metalowej sprężynki S; z przeciwnej strony płytka jest połączona niezmiennie z drutem prowadzącym do pozostałych części obwodu (rys. 168). Układ złożony ze sprężyny i płytki okazuje szczególną właściwość: przewodzi stosunkowo dość łatwo prąd płynący w jednym kierunku, prądowi zaś



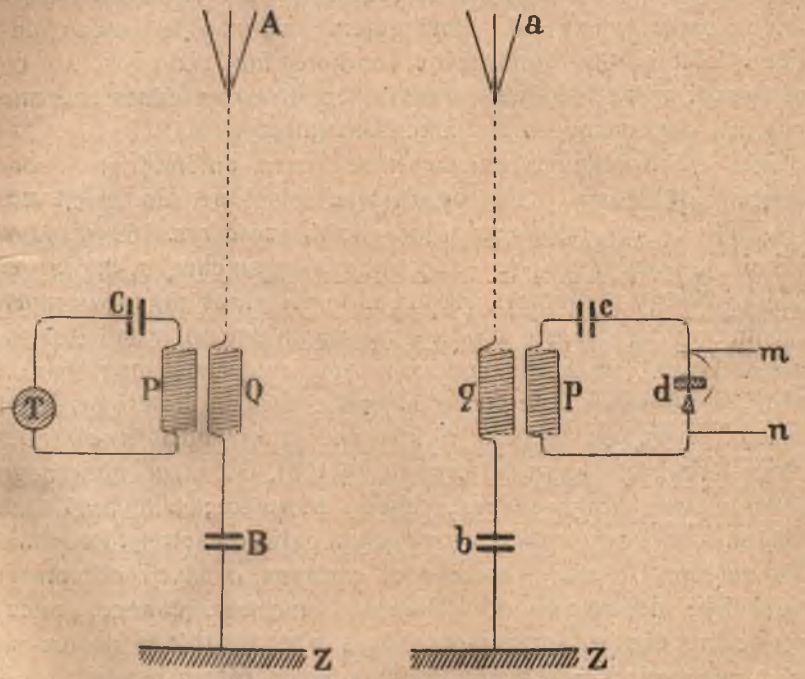
Rys. 168.

płynącemu w przeciwnym kierunku przeciwstawia opór nieporównanie znaczniejszy. W którym kierunku opór jest stosunkowo mały, w którym ogromny, zależy przedewszystkiem od natury ciał, z których detektor jest zbudowany. Przypuśćmy dla określoności, że detektor *KS* przepuszcza łatwo prąd w kierunku *ab*; praktycznie rzecz biorąc, możemy powiedzieć, że znosi prąd płynący w kierunku *ba*. Wyobraźmy sobie teraz, że na obwód *AKSPGA* działa indukcyjnie, za pośrednictwem cewki *P*, inny obwód *BQCB*, w którym odbywają się drgania elektryczne. Gdyby obwód *AKSPGA* nie zawierał detektora, powstawałyby w nim prądy elektryczne przemienne, które, jak wiadomo z § 95-go, nie sprawiałyby wychylenia wskazówki w zwykłym galwanometrze *G*. Ale detektor *KS* pozwala płynąć w obwodzie *AKSPGA* li tylko prądom skierowanym jak *ab*; galwanometr *G* doznaje zatem szybko po sobie następujących, w jednę tylko stronę działających impulsów, które, łącząc się, wywołują w nim trwałe wychylenie. Detektor *wyprostowywa* więc prąd płynący w obwodzie; dlatego możemy wykrywać i mierzyć ów prąd, nawet i wówczas, gdy jego natężenie jest bardzo słabe.

§ 104. Radjotelegrafja i radjotelefonja.

Wkrótce po dokonanych przezeń odkryciach, zapytywano Henryka Hertza, czy nie można byłoby zastosować fal elektromagnetycznych, które nas nauczył wytwarzać, do przesyłania sygnałów poprzez mury i ściany, poprzez góry i morza, bez pośrednictwa przewodów niezbędnych w zwyczajnym elektrycznym telegrafie. W odpowiedzi na to pytanie wielki badacz wyraził się powściągliwie, sceptycznie. A jednak już w kilka lat po tej rozmowie, w roku 1896-ym, młody włoski inżynier Guglielmo Marconi wstąpił śmiało na drogę, która zdaniem Hertza rokowała mało nadziei. Dziś, jak wiadomo, t. zw. *telegraf* i *telefon bez drutu* niemal po całej powierzchni kuli ziemskiej roznosi rozmowy, sygnały lub dźwięki muzyczne. Słuchamy owych wieści, dzięki przybiegającym elektromagnetycznym falom, na stacjach *odbiorczych*, które bywają odległe o setki i o tysiące kilometrów od stacyj wysyłających fale, *nadawczych*; co więcej, dzięki wrażliwości nowoczesnych detektorów stacje odbiorcze stają się coraz prostsze, coraz łatwiej dostępne. *Radjotelegrafja* i *radjotelefonja* urasta szybko w potęgę, która dokąd nas doprowadzi, niepodobna przewidzieć.

O urządzeniu stacyj radjotelegraficznych i radjotelefonicznych możemy powziąć niejakie wyobrażenie ze schematycznego rys. 169 go. Na stacji nadawczej, po lewej stronie rysunku, spostrzegamy obwód *TCPT*, który zawiera kondensator *C*, cewkę *P* oraz t. zw. *generator* (twornicę) *T* drgań elektrycznych; takim generatorem może być iskra elektryczna pobudzana przez induktor, pewien typ prądnic (prądnice Alexandersona) albo np. potężna *lampa elektronowa*, przyrząd, o którego budowie



Rys. 169.

i działalności będzie mowa w następującym rozdziale. Odbywające się w obwodzie *TCPT* drgania za pośrednictwem cewki *P* działają indukcyjnie na cewkę *Q*, która wchodzi w skład t. zw. *antenny A*. Antenną jest wysoki, izolowany, metaliczny przewodnik, który składa się zazwyczaj z układu zbiegających się drutów; oprócz cewki *Q* antenna zawiera zwykle jeszcze kondensator *B*, którego jedna okładka łączy się z ziemią *Z*. Antenna, w istocie rzeczy, jest wibratorem Hertza, bardzo znacznych rozmiarów. Podniecana do drgań przez drgania dokonywające się

w obwodzie *TCPT*, antenna wysyła w otaczające obszary fale elektromagnetyczne tem potężniejsze, im dokładniej ona jest *dostrojona* do obwodu *TCPT*. Częstość drgań wytwarzanych w obwodzie *TCPT* zależy przedewszystkiem od pojemności kondensatora *C* tudzież od spółczynnika indukcji własnej cewki *P* (§ 98); te zatem przyrządy są tak urządzone, że można zmieniać w szerokich granicach (czyli *regulować*) pojemność kondensatora oraz spółczynnik indukcji własnej cewki. Częstość drgań, które w *TCPT* dochodzą do skutku, rozstrzyga o długości fal wysyłanych przez antennę *A*. Posługujemy się zwykle bardzo długiemi falami w radjotelegrafji i radjotelefonji; długość λ tych fal wynosi niekiedy kilkaset metrów, często bywa jednak znacznie większa, dochodząc nawet kilkunastu kilometrów.

Fale elektromagnetyczne wysłane przez antennę stacji nadawczej dobiegają, choć oczywiście osłabione, do stacji odbiorczej. Stacja odbiorcza (por. prawą część rys. 169-go), podobnie jak nadawcza, jest zaopatrzona w antennę *a*, która gra rolę wielkiego rezonatora Hertza. Jeżeli okres drgań własnych tej antenny zgadza się z okresem zmienności pól w fali elektromagnetycznej, na której spotkanie ona jest wystawiona, fala ta budzi w antennie energiczne drgania, które z kolei, przez indukcję, wywołują drgania elektryczne w obwodzie *pcdp*. Detektor *d* wyprostowywa te drgania (§ 103), tak iż do ubocznego obwodu *mn* odpływa prąd stałego kierunku; taki prąd, jak wiadomo, możemy wykryć np. zwykłym galwanometrem. Podobnie jak antenna *A* stacji nadawczej, antenna *a* stacji odbiorczej musi być dostrojona do obwodu z nią sprzężonego, zatem do *pcdp*; obadwa przyrządy muszą być dostrojone do okresu fal przybiegających. Pojemności kondensatorów *b* i *c* oraz spółczynników indukcji własnej cewek *p* i *q* są zmienne w szerokich granicach, co ułatwia wspomniane dostrajanie.

Wyobraźmy sobie, że, przy pomocy stosownego mechanizmu, pozwalamy działać tylko przez pewien, krótszy lub dłuższy odstęp czasu owym pobudkom, które wzniecają drgania elektryczne w obwodzie *TCPT*. Fale dobiegające stacji odbiorczej będą wówczas *przerywane* w odstępach czasu zgodnych z pauzami, które im narzucamy na stacji nadawczej. Ze stacji nadawczej do odbiorczej przenoszą się tym sposobem sygnały telegraficzne; z sygnałów łatwo składają się zgłoski, wyrazy i zdania. Gdy pragniemy telefonować «bez drutu», zmieniamy natężenie pły-

nących w antennie *A* prądów, naprzykład działaniem fal głosowych na mikrofon włączony do tej anteuny; w tym razie, na stacji nadawczej, posługujemy się najlepiej lampą elektronową jako generatorem *nie* zanikających drgań elektrycznych.

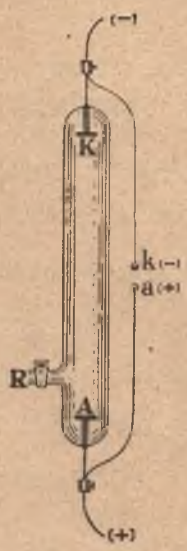
Antenną stacji odbiorczej bywa niekiedy cewka drutu, zwykle kilkumetrowej średnicy. Przypuśćmy, że linje magnetyczne fal uderzających o cewkę przebiegają przez nią nawskróś, w kierunku osi; w skrętach cewki indukują się wówczas prądy elektryczne przemienne, które budzą drgania elektryczne w obwodzie *pcdp*. Taką cewkę nazywamy *antenną ramową*.

ROZDZIAŁ ÓSMY.

Elektrony.

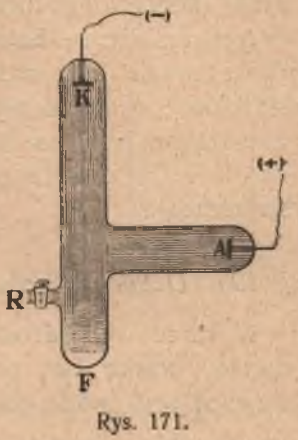
§ 105. Strumienie katodowe.

Wyobraźmy sobie rurę szklaną AK (rys. 170), wypełnioną powietrzem; w jej zakończeniach wtopione są elektrody: anoda A i katoda K; elektrody te łączą się metalicznie z biegunami a i k induktora Ruhmkorffa (§ 89). Boczna, zaopatrzona kurkiem, rurka R pozwala rozrzedzać powietrze w przyrządzie (np. przy pomocy rotacyjnej pompy, por. § 54 tomu II-go) lub też wprowadzać doń obce gazy. Dopóki powietrze zawarte w rurze ma normalną gęstość atmosferycznego powietrza, wyładowania elektryczne odbywają się pomiędzy a i k, nie odbywają się pomiędzy A i K; droga ak jest krótsza, jej opór jest mniejszy. Lecz jeżeli rozrzedzimy powietrze w AK, tak iż jego ciśnienie wynosi kilka milimetrów rtęci (§ 39 tomu II-go), wyładowania pomiędzy a i k ustają, zaczynają się zaś pomiędzy A i K; opór przeciwstawiany wyładowaniom przez kolumnę gazu zmniejsza się zatem, gdy gęstość gazu maleje. Przenosząc się z ak do AK, wyładowania przybierają zarazem nową postać. Pomiędzy biegunami a i k biła od czasu do czasu nagła, ostra, wąziutka błyskawica, trzaskając jak wystrzał; w rozrzedzonym gazie, w rurze AK, widzimy słup świetlny, trwały, przynajmniej napozór nieprzerwany; barwa, granice, budowa słupa zależą od natury gazu, służącego do doświadczeń, od panującego w nim ciśnienia, od rodzaju elektrycznych pobudzeń, wzniecających świecenie. Powszechnie znane, uderzające zjawiska *jarzenią się* gazów rozrzedzonych, wywoływane przez elektryczne wyładowania,



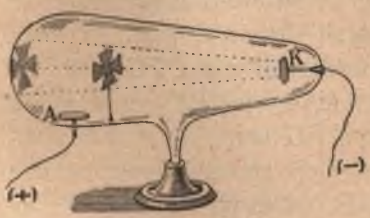
Rys. 170.

zajmują oddawna uwagę uczonych; nie wejdziemy tu jednak w ich opis ani w wytłumaczenie. Przypuścimy odrazu, że, rozrzedzając coraz bardziej gaz, który w rurze pozostał, zmniejszyliśmy jego ciśnienie do kilku tysięcznych części milimetra rtęci; jarzenie się gazu blednie i znika, natomiast ścianki szklanej rury poczynają świecić, zwykle zielonkawem, dosyć mdłem światłem. Świecenie to szkła, zwane jego *fluorescencją*, wynika z działania na ściankę jakiegoś *wypływu, strumienia, idącego z katody*. Ażeby przekonać się o tem, powtórzmy doświadczenie w rurze AK zgiętej, jak okazuje rys. 171; szkło fluoryzuje wówczas w okolicy F, gdzie trafia je wypływ wysłany przez katodę K; kolanko zawierające anodę A fluoryzuje bardzo słabo i tylko w części zbliżonej do drogi katodowej emisji. Szkło w miejscu F rozgrzewa się niebawem mocno; strumień biegnący z katody przynosi widocznie ze sobą pewną, stosunkowo dość znaczną ilość energji.



Rys. 171.

Już ostatnie doświadczenie pozwalało przypuszczać, że emisja katodowa płynie w kierunkach linij prostych; że jest tak istotnie, upewniamy się o tem w następującem, przez Crookesa wskazanem doświadczeniu. Na drodze katodowych strumieni umieszczamy krzyżyk metalowy (rys. 172); na przeciwległej ścianie rury spostrzegamy wówczas *cień* świadczący, iż katodowa emisja, podobnie jak promienie światła, porusza się w przestrzeni po drogach prostych. Nadajmy katodzie postać wklęsłej czaszy czyli odcinka powierzchni kulistej, której środkiem jest punkt O (rys. 173); wypływ z katody biegnący zbiera się wówczas, jak w ognisku, w punkcie O; umieszczona tam



Rys. 172.

Rys. 173.

platynowa blaszka rozżarza się do białości. Każdy zatem element powierzchni katody wyrzuca emisję w kierunku swej (oczywiście zewnętrznej) *normalnej*.

Szczególny rodzaj wypływu, który (jak pokrótce tu powiedzieliśmy) w gazach rozrzedzonych wybiega z katody, został odkryty przez niemieckiego uczonego Plückera w r. 1859-ym; nosi on dotychczas nazwę *katodowych promieni*, którą mu późniejsi badacze nadali. Lecz nazwa ta, jak zobaczymy niebawem, jest niestosowna; strumień płynący z katody *nie* jest promieniowaniem. Czemże on jest? *co* mianowicie porusza się w strumieniu katodowym? Odpowiedzi na to pytanie musimy szukać znów w doświadczeniu.

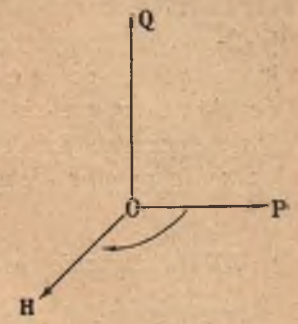
§ 106. Działanie pola magnetycznego na strumień katodowy.

W rurze wyobrażonej na rys. 174-ym katodą K jest płaski krążek, płaską swą powierzchnią zwrócony prostopadle do osi rury; A jest anodą, której położenie i postać, jak wiemy, nie ma

Rys. 174.

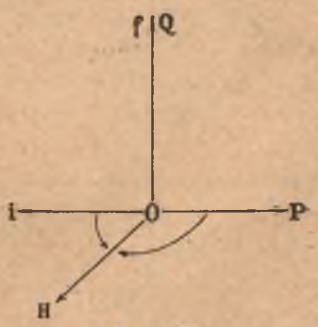
wpływu na przebieg zjawiska. Naprzeciwko katody, równolegle do niej, znajduje się sporządzona z miki płaska ścianka ab; przepuszcza ona tylko ostrą wiązkę katodowego strumienia, tę mianowicie, która przebiega przez mały otwór O ścianki; poza tym otworem wiązka porusza się wzdłuż płytki OFG pokrytej platynocyjankiem barowym lub innym związkiem zdolnym do żywej fluorescencji. Muskając płytkę OFG stycznie, wiązka strumienia katodowego pozostawia na niej prostolinjową smugę świetlną OP; na ściance rury, w P, pojawia się znana nam plamka fluorescencyjna. Zbliżamy teraz do rury magnes lub elektromagnes NS; ustawiamy go w taki sposób, ażeby linje pola magnetycznego przecinały prostopadle drogę wiązki katodowego strumienia. Wiązka OP zakrzywia się wówczas i odchyla,

przybierając postać OQ; plamka fluorescencyjna pojawia się w Q. Przypuśćmy, że pierwotna wiązka OP kierowała się poziomo i dla nas biegła *na prawo*; przypuśćmy, że linje pola magnetycznego dążą *ku nam* poziomo, prostopadle do kierunku OP; biegun N leży zatem *poza* płaszczyzną rys. 174-go, biegun S leży *przed* nią. Wiąz a OP odgina się wówczas w pionowej płaszczyznie OPQ; znak P względem nas posuwa się ku *górze*. Związek tych kierunków możemy wyrazić jak następuje. Wyobraźmy sobie trzy wzajemnie do siebie prostopadłe kierunki: kierunek OH linij pola magnetycznego, kierunek OP pierwotnej wiązki katodowego strumienia, kierunek OQ, w którym, pod wpływem magnetycznego pola, posuwa się plamka P (rys. 175); obserwator przez którego, od stóp do głowy, biegnie kierunek OQ, dostrzega, iż ruch obrotowy od OP do OH odbywa się w kierunku zgodnym z kierunkiem ruchu wskazówek na tarczy zegara.



Rys. 175.

Spostrzeżenia, które streściliśmy, pozwalają utworzyć pierwsze, ogólnikowe wyobrażenie o istocie katodowej emisji. Przypuśćmy, że z katody wybiega nieustanny grad jakichciś maleńkich cząstek, obdarzonych *ujemnemi* elektrycznemi ładunkami; ponieważ katoda jest biegunem ujemnym, pojmujemy natychmiast, dlaczego odpycha cząstki ujemnie naładowane, dlaczego wypędza je w kierunkach, do każdego elementu powierzchni normalnych (§ 18). Przypuśćmy, że katodowa emisja składa się z takich cząstek; wyrzucone z katody, biegną one ławą przez rurę; dzięki swobodzie, z której w rozrzedzonym gazie korzystają, biegną prostolinjowo, przez zwykłą bezwładność. Jakże zachowałaby się w polu magnetycznem taka lawina tryskających z katody cząstek ujemnych? Ponieważ każda cząstka jest naładowana ujemnie, jej ruch w kierunku OP (rys. 176) jest równoważny pewnemu słabemu elektrycznemu prądowi płynącemu w przeciwnym kierunku Oi (§ 34). Z rozdz. IV-go

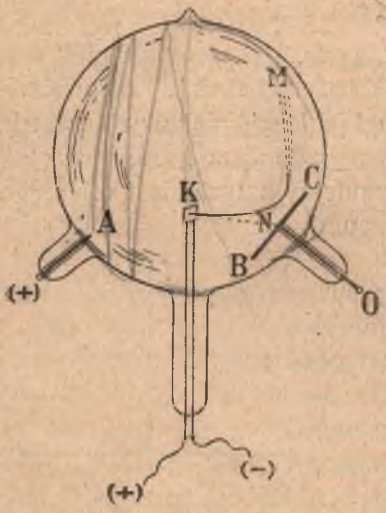


Rys. 176.

wiemy, jak działa pole magnetyczne na umieszczony w niem element prądu. Według § 72-go, jeżeli *Oi* (rys. 176) wyobraża kierunek prądu, *OH* zaś kierunek linij pola, obserwator umieszczony wzdłuż siły *Of*, którą pole wywiera na element prądu, dostrzega, iż ruch obrotowy od *Oi* do *OH* odbywa się przeciwnie niż poruszają się wskazówki na tarczy zegara (por. rys. 104 § 72-go). Widzimy obecnie, że kierunek *OQ* odchylania się wiązki katodowej zgadza się z kierunkiem *Of* działania pola magnetycznego na biegnące cząstki. *Emisja katodowa zachowuje się w polu magnetycznem, jak gdyby była strumieniem cząstek niosących na sobie ujemne elektryczne ładunki.*

§ 107. Działanie pola elektrycznego na strumień katodowy.

Jeżeli strumień katodowy, jak przypuściliśmy, składa się z cząstek naładowanych ujemnie, powinien poddawać się w takim razie wpływowi pola nietylko magnetycznego lecz również i elektrycznego. W przyrządzie wyobrażonym na rys. 177 ym *A* jest anodą, katodę zaś *K* stanowi mała i cienka platynowa (lub irydjoplatynowa) blaszka, na której powierzchni znajduje się odrobina tlenku wapniowego, barowego lub strontowego. Działaniem osobnego (pomocniczego) prądu elektrycznego rozgrzewamy katodę *K* do białości; przy pomocy prostego urządzenia (opuszczonego na rysunku), nie wyłączając pomocniczego prądu, który rozżarza katodę, możemy włączyć do bańki napięcie wynoszące od 100 do 200 woltów; gdy tak postąpimy, z katody wybiega wiązka ostro odgraniczona, łatwo widoczna dzięki jarzeniu się, które na drodze swej wywołuje w gazie rozrzedzonym. W bańce znajduje się jeszcze metalowa płytka *BC*, osadzona na pręciku metalowym *ON*. Dopóki płytka *BC* nie jest naładowana, wiązka katodowa, wybiegłszy z katody w kierunku normalnej, porusza się



Rys. 177.

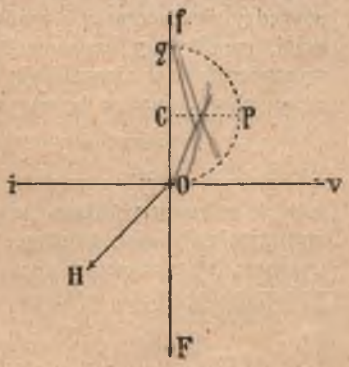
dalej po torze prostolinjowym KN; lecz skoro płytkę BC naelektryzujemy *ujemnie*, widzimy natychmiast, jak wiązka odgina i odchyla się, przybierając postać KM. Emisja katodowa jest więc niewątpliwie rojem *ujemnych* elektrycznych pocisków.

Rys. 178.

Katoda, którą tu opisaliśmy, wynaleziona przez Wehnelta w r. 1904-ym, wysyła strumień nadzwyczaj podatny na działanie wykręcające pola magnetycznego; przekonywamy się o tem w doświadczeniu następującem. Do katodowej bańki Wehnelta zbliżamy solenoid, przez który płynie silny prąd elektryczny (rys. 178); świecąca wiązka katodowa zakręca się w obwód niemal zamknięty, kołowy, którego osią jest oś solenoidu. Wiemy istotnie z § 69-go, że linje pola magnetycznego tworzonego przez solenoid są niemal ściśle prostemi, równoległemi do osi solenoidu; dokoła tych linij okręca się droga katodowego strumienia. Piękne to doświadczenie uzmysławia budowę pola magnetycznego, sprawianego przez solenoidalny prąd elektryczny; potwierdza ono zarazem naocznie, że strumień katodowy pod wpływem stosownie skierowanego pola magnetycznego zakrzywia się w koło, jak tego mogliśmy oczekiwać podług artykułu poprzedzającego.

§ 108. Własności cząstek katodowych.

Czemże są cząstki w katodowym strumieniu biegnące? jaka jest ich właściwa natura? rozwiązanie tych trudnych zagadnień powiodło się dopiero w r. 1897-ym. Znakomity uczony angielski Sir J. J. Thomson w Cambridge pokazał, że można zmierzyć masę, ładunek i prędkość katodowych pocisków; z tych zaś pomiarów wynika odpowiedź na ważne pytania, które postawiliśmy sobie. Udowodnimy przedewszystkiem co następuje: mierząc odchylenie, którego wiązka katodowa doznaje w znanem polu magnetycznem i elektrycznem, możemy znaleźć wartość ilorazu: ładunku cząstki katodowej podzielonego przez jej masę.



Rys. 179.

Przypuśćmy, iż cząstka o masie m, rzucona w punkcie O (rys 179) z prędkością v, w kierunku Ov, porusza się (pod wpływem pola magnetycznego) po kołowym obwodzie Opq, którego środek znajduje się w C; promień CO tego obwodu

oznaczamy przez r. Na zasadzie § 28-go tomu I go twierdzimy, że cząstka m w ruchu kołowym okazuje przyśpieszenie dośrodkowe v^2/r. W miejscu O cząstka m znajduje się zatem pod wpływem siły mv^2/r skierowanej ku C (por. § 67 tomu I-go); siłę tę wywiera pole magnetyczne.

Rozumiejmy przez e bezwzględną wartość ładunku cząstki m i przypuśćmy, że w jednostce objętości, dokoła O, znajduje się N takich katodowych cząstek; każda biegnie z prędkością v w kierunku Ov, w czasie t zatem odbywa w tym samym kierunku drogę vt. Wyobraźmy sobie mały kwadracik, rozległości S, umieszczony prostopadle do Ov w punkcie O; przez S w czasie t przebiega w kierunku Ov liczba $SNvt$ cząstek (por. § 74 tomu II-go); przenoszą one ładunek ujemny, którego bezwzględna wartość wynosi $SNevt$. Przez kwadracik S w jednostce czasu przepływa więc w kierunku Ov ładunek ujemny, którego bezwzględna wartość jest $SNev$; podług § 34 go możemy powiedzieć, że ten przepływ jest równoważny elektrycznemu prądowi skierowanemu wprost przeciwnie niż Ov, prądowi, którego natężenie i wynosi

1. $$i = SNev.$$

Wiemy z §§ 72 i 106-go, że magnetyczne pole, którego linje są skierowane prostopadle do Ov, mianowicie jak OH na rys. 179 ym, wywiera na element l tego prądu siłę skierowaną jak Of na tymże rysunku, jeżeli H jest wektorem pola, siła ta wynosi

2. $$liH = lSNevH.$$

Wyobraźmy sobie element, którego podstawą jest S, wysokością zaś l; objętość elementu wynosi lS, zawarta w nim liczba cząstek jest lSN. Na tę właśnie liczbę lSN wywierana jest siła (2); na jedną zatem cząstkę przypada siła evH. Siłę evH, w punkcie O skierowaną ku C, przyrównywamy wspomnianej dośrodkowej sile mv^2/r; otrzymujemy

3. $$mv = eHr.$$

W obecnem zadaniu mamy dwie niewiadome: prędkość v oraz iloraz e/m; za wiadome uważamy wartości H oraz r. Równanie (3) jest pierwszym związkiem pomiędzy niewiadomemi a wiadomemi nam wielkościami. Ażeby uzyskać związek drugi, moglibyśmy zastosować do ruchu katodowej cząstki prawo dynamiki, wypowiedziane w równaniu (7) § 74-go tomu I-go; oznaczając przez V różnicę potencjałów czynną w katodowej rurze, piszemy (por. § 26):

4. $$\tfrac{1}{2}mv^2 = eV;$$

z ubocznych jednak powodów, w które tu nie wejdziemy, twierdzenie (4) stosuje się tylko przybliżenie do obecnego zadania. Dokładniejsze wyniki otrzymujemy, działając na katodowe cząstki dodatkowem (zewnętrznem) polem elektrycznem, skierowanem prostopadle zarazem do Ov i do OH; jeżeli E jest wektorem tego pola, wywierana przez nie siła

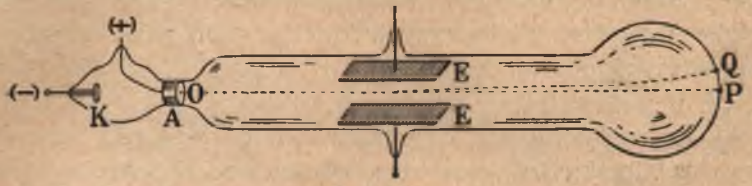
5. $$F = eE$$

ma równoważyć się z siłą evH. Ponieważ cząstki katodowe są naładowane ujemnie, wektor E musi być skierowany przeciwnie niż siła F działać powinna. Dopóki takie pole elektryczne dodatkowe nie jest czynne, cząstka m biegnie po torze Opq (rys. 179); gdy pole zostało wzbudzone, skutek siły evH jest

zniesiony, cząstka porusza się po torze prostolinjowym Ov, tym samym, który zataczała poprzednio, zanim została poddana wpływowi pola magnetycznego. Mamy wówczas

6. $$eE = evH \quad \text{zatem} \quad v = E/H.$$

Przy pomocy przyrządu, wyobrażonego na rys. 180-ym, można dokonać podobnych pomiarów; A jest tutaj anodą, K jest katodą; wybiegająca z O wiązka uderza w miejscu P o szklaną ściankę rury, dopóki ani magnetyczne ani dodatkowe elektryczne pole jeszcze nie jest czynne. Jeżeli działa tylko magnetyczne



Rys. 180.

pole (takie samo, jak w doświadczeniu przedstawionem na rys. 174-ym), wiązka OP zakrzywia i odchyla się, tworząc w Q plamkę fluorescencyjną; gdy wreszcie magnetyczne i dodatkowe elektryczne pole jednocześnie są czynne, katodowa wiązka przybiera napowrót prostą początkową postać OP. Elektrody EE umieszczone w rurze służą do wytwarzania w niej dodatkowego pola elektrycznego, którego działanie znosi wpływ pola magnetycznego. Jak widzimy, opisane doświadczenie jest wyborną ilustracją prawdy, zawartej w dwóch pierwszych zasadach Newtona dynamiki; o ich słuszności przekonywamy się dogodniej i dokładniej w przypadku katodowego strumienia aniżeli na przykładzie kamienia rzuconego lub biegnącego dokoła ziemi księżyca.

Wywód powyższy objaśnia ogólnikowo sposoby postępowania, któremi posługują się fizycy celem znalezienia wartości ilorazu e/m ładunku katodowej cząstki i jej masy. Wartość ta, jak zobaczymy natychmiast, jest bardzo ważna; dla poznania jej uczeni, od ćwierci wieku, nie szczędzą wysiłków. Główne wyniki tych badań możemy streścić krótko jak następuje. Utworzony dla cząstek katodowych iloraz e/m nie zależy od natury gazu, który w wielkiem rozrzedzeniu pozostaje w rurce katodowej; nie zależy również od natury katody ani anody, od postaci i urządzenia rurki, od rodzaju źródła, które ją elektrycznym prądem zasila; z pewnem zastrzeżeniem, o którem niżej powiemy (§ 116), nie zależy od prędkości v cząstek ani od napięcia V w rurce. Utworzony dla katodowych cząstek iloraz e/m jest zatem *stałą powszechną*; według najlepszych spółczesnych pomiarów wartość tej stałej wynosi około

7. $$\left(\frac{e}{m}\right)_{\text{cz. kat.}} = 5{\cdot}3 \times 10^{17} \text{ el.-stat. jedn. ład./gram.}$$

Wobec tych faktów niepodobna przypuścić, ażeby cząstki biegnące w katodowym strumieniu były zwyczajnemi, znanemi nam z chemji, atomami materji. Sir J. J. Thomson pierwszy, w r. 1897-ym, wypowiedział hypotezę, dziś potwierdzoną wielekroć razy, według której *cząstki te są swobodnemi elektronami*, odłączonemi od towarzyszy, wraz z któremi tworzą zwyczajnie normalne, elektrycznie obojętne czyli *neutralne* chemiczne atomy (§ 42). Jeżeli zgodzimy się na to założenie, musimy katodowej cząstce przypisać elektryczny ładunek, co do znaku przeciwny ładunkowi kationu wodorowego w zjawiskach elektrolizy (§ 43), ale co do bezwzględnej wartości e dokładnie taki sam jak ładunek e_H tego kationu. Z równania (3) § 43-go jest nam wiadomo, że iloraz e_H/m_H utworzony dla kationu H jest dany przez odwrotność $1/A_H$ elektrochemicznego równoważnika wodoru; podług § 43 go możemy zatem założyć

8. $$\frac{e_H}{m_H} = \frac{10^{15}}{3{\cdot}482} \text{ el.-stat. jedn. ład./gram.}$$

Przypuszczając (jak powiedzieliśmy), że ładunek e cząstki katodowej i ładunek e_H kationu wodorowego są identyczne, wyprowadzamy z (7) i (8), iż

9. $$m_H = 1845\, m_{\text{cz. kat.}}$$

Kation wodorowy jest resztą, pozostającą z normalnego atomu wodoru po stracie jednego elektronu (§§ 42 i 43); skoro więc *masa cząstki katodowej jest 1845 razy mniejsza niż masa wodorowego kationu, jest ona* tem samem *1846 razy mniejsza niż masa normalnego atomu wodoru.* Taki wniosek ma pierwszorzędną doniosłość. Odkąd Dalton, dla wytłumaczenia praw tworzenia się związków chemicznych, w początku XIX-go stulecia, odwołał się do hypotezy atomistycznej (§ 25 tomu II-go), t. zw. *atom chemiczny* był najdalszą granicą ilościowego badania materji; u progu chemicznego atomu, przez blisko sto lat, zatrzymywał się wzrok wiedzy. Od czasu odkryć Sir J. J. Thomsona wiemy niewątpliwie, że *istnieją w przyrodzie masy mniejsze niż masa atomu wodoru*, najdrobniejsza z pomiędzy znanych w chemji mas atomowych. Od czasu tych odkryć atomy wodoru, tlenu, chloru, rtęci i t. p. przestały być dla nas niepodzielnemi jednostkami; uważamy je dzisiaj za układy zawiłe, za mechanizmy, których koleje i ustrój przenikamy coraz dokładniej.

Wspominamy tu jeszcze o prędkości ruchu elektronów w katodowym strumieniu. Z równania (4) wynika (skoro iloraz e/m jest stały), że kwadrat prędkości elektronu v^2 jest proporcjonalny do użytego w katodowej rurce napięcia V. Przypuśćmy, że pracujemy stosunkowo słabem napięciem 110 woltów (np. w rurce Wehnelta); z równania (4) wypada w przybliżeniu

10. $$v = 6 \times 10^8 \text{ cm/sek.}$$

W stosunku do prędkości, z któremi miewamy zazwyczaj do czynienia w dynamice brył materjalnych, jest to prędkość ogromna; wszakże przeciętna prędkość wystrzelonej z rewolweru kuli waha się około 3×10^4 cm/sek; prędkość rozchodzenia się głosu w zwykłem atmosferycznem powietrzu wynosi około $3{\cdot}4 \times 10^4$ cm/sek, prędkość punktu na równiku ziemi, w jej ruchu obrotowym dziennym względem gwiazd stałych, jest $4{\cdot}63 \times 10^4$ cm/sek. Prędkość (10) jest przeszło 10000 razy większa niż trzy przytoczone prędkości. Ale dla cząstki katodowej jest to prędkość stosunkowo nieznaczna. Badając katodowe strumienie, znajdujemy w nich często prędkości dochodzące wartości

11. $$v = 10^{10} \text{ cm/sek,}$$

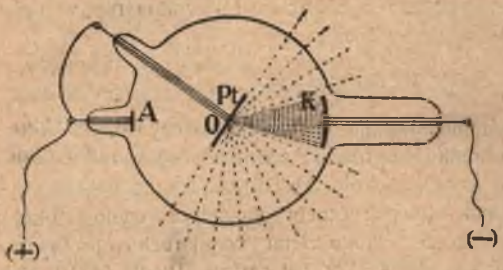
niekiedy nawet przechodzące tę wartość; według związku (4) odpowiada ona napięciu przenoszącemu 28000 woltów. *Bieg cząstek katodowych*, jak widzimy, bywa *dziesiątki lub setki tysięcy razy szybszy aniżeli najszybsze ruchy, jakie dostrzegamy na ziemi.*

§ 109. Promieniowanie Röntgena.

W listopadzie 1895 go roku, W. C. Röntgen, podówczas profesor Uniwersytetu w Würzburgu, dokonał nieoczekiwanego i doniosłego odkrycia. Zajęty badaniem własności katodowych strumieni, uczony ten umieścił kartę papieru pokrytą platynocyjankiem barowym w pobliżu rury, w której te strumienie wytwarzał. Skoro tylko w rurze rozpoczynał się bieg katodowego strumienia, platynocyjanek poczynał świecić światłem fluorescencyjnem; świecenie nie przerywało się, choć rurkę zasłaniano czarnym, nieprzezroczystym papierem; w odległości nawet dwóch metrów od rury fluorescencja była niewątpliwie widoczna. Wkrótce Röntgen już wiedział, że szklana ściana rury a także i inne ciała stałe, gdy uderzają o nie katodowe strumienie, wysyłają dokoła promieniowanie szczególnego rodzaju, o nowych i zadziwiających własnościach.

Wyobraźmy sobie bańkę katodową następującej budowy: A jest w niej anodą, dowolnego zresztą położenia i kształtu (rys. 181); katoda K, jak w opisanem poprzednio doświadczeniu Crookesa (§ 105), jest wklęsła; w ognisku O zbiegają się

zatem wyrzucane z katody, z fantastyczną prędkością pędzące elektrony; w tem miejscu spotykają one t. zw. *antykatodę Pt*, płytkę połączoną metalicznie z anodą. Antykatoda, zasypywana gradem elektronów, wysyła promieniowanie. które nazywamy bądź *X-promieniowaniem*, bądź częściej *promieniowaniem Röntgena.*



Rys. 181.

Antykatodę sporządzano dawniej z platyny lub z irydjoplatyny; w nowszych przyrządach, np. w rurach Coolidge'a, antykatoda jest wyrobiona z wolframu (tungstenu); za katodę służy płaska spiralna sprężynka drutu również wolframowego; rozgrzana do wysokiej temperatury, taka katoda wysyła obfity strumień elektronów.

Obserwujmy w ciemności szklaną bańkę Röntgena będącą w działaniu; zauważymy, że poprowadzona przez powierzchnię antykatody płaszczyzna dzieli kulę na dwie półkule; półkula leżąca naprzeciw antykatody fluoryzuje zielonkawo, przeciwna półkula pozostaje ciemna. Umieszczając małą tabliczkę pokrytą platynocyjankiem barowym w rozmaitych miejscach d koła bańki, stwierdzamy niewątpliwie, że promieniowanie Röntgena wybiega z antykatody. Szkło uranowe, siarczan wapniowy lub kadmowy (zwłaszcza, gdy zawierają przymieszkę siarczanu manganowego), siarczek cynkowy (zwany blendą Sidota) fluoryzują również pod działaniem promieniowania Röntgena, atoli słabiej niż platynocyjanek barowy.

Promieniowanie Röntgena, jak widzimy, ma wiele własności wspólnych z własnościami pospolitego promieniowania: budzi fluorescencję, działa na klisze fotograficzne, wywołując w nich zmiany chemiczne podobnie jak czyni to światło. Podobnie jak światło, promieniowanie Röntgena biegnie w przestrzeni w kierunkach linij prostych. Ale promieniowanie to przenika łatwo przez ciała nieprzezroczyste dla światła, jak drewniana deska, porcelana, sukno, gruba tektura lub papierowa księga; cienka cynowa blaszka zaledwie je wstrzymuje, warstwa aluminjowa, nawet kilku milimetrów grubości, osłabia je nieznacznie.

Inne jednak metale, np. żelazo, cynk, rtęć, są trudno przenikliwe dla promieniowania Röntgena; ołów oraz platyna, nawet w cienkiej warstwie, stanowią dla niego walną zaporę. Woda czysta przepuszcza promieniowanie Röntgena; wodny roztwór soli pewnego metalu wstrzymuje to promieniowanie w stosunku swej zawartości metalu; tak zachowuje się np. wodny roztwór octanu ołowiowego, podobnie działa biel ołowiana, która jest ołowiowym węglanem. Szkło,

zawierające związki ołowiu, chociaż jest przezroczyste dla światła, pochłania energicznie promieniowanie Röntgena; nawet zwyczajne szkło, dzięki potasowym lub sodowym krzemianom, które w jego skład wchodzą, jest niedoskonale przenikliwe dla tego promieniowania; z tego względu bańki Röntgena sporządzane obecnie bywają ze szkła litowego.

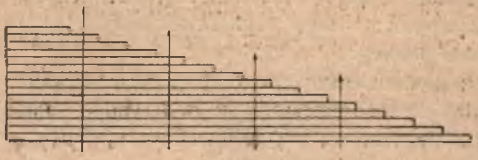
Promieniowanie Röntgena, jak powiedzieliśmy, rozchodzi się prostolinjowo; gdy zatem ciało nieprzezroczyste lub niedość przezroczyste wstrzymuje całkowicie lub częściowo promieniowanie biegnące ku płycie fluoryzującej lub fotograficznej, na takiej płycie powstaje *cień*. Ilustracją tego faktu jest słynne doświadczenie, które po raz pierwszy Röntgen wykonał. Części mięsne ciała ludzkiego są łatwiej przenikliwe dla promieniowania Röntgena niż szkielet kostny, co tłumaczy się wpływem wapnia zawartego w kościach. Fotografując zatem np. cień ręki, na którą pada promieniowanie Röntgena, otrzymujemy *röntgenogram*, o którym rys. 182 daje wyobrażenie; odróżniamy tu łatwo zarys układu kostnego, metalowego pierścionka oraz dwóch tkwiących w ręce ziarenek śrutu. Niepotrzeba tłumaczyć niezmiernej doniosłości, którą dla chirurgji miało odkrycie Röntgena.

Rys. 182.

Przytoczone własności promieniowania Röntgena możemy uwydatnić mnóstwem doświadczeń. Dzięki tym własnościom możemy ukazać na fluoryzującym ekranie, lub odfotografować na kliszy, naprzykład: nożyczki lub cyrkle, zamknięte w drewnianem pudełku, srebrne lub złote monety schowane w głębi skórzanego woreczka lub za podszewką ubrania, cygara zawarte w aluminjowej cygarniczce; poprzez kopertę możemy odczytać litery nakreślone metalicznym atramentem; prawdziwy (przezroczysty) rubin możemy odróżnić od naśladownictw, sporządzonych z trudno przenikliwego, zabarwionego szkła i t. p. Przy takich doświadczeniach należy mieć na uwadze, że promieniowanie Röntgena, gdy często lub długo działa na organizm, wywołuje zmiany poważne w skórze lub głębszych narządach, co może za sobą pociągnąć groźne cierpienia; wypada zatem posługiwać się wówczas *nieustannie* zasłonami sporządzonemi z ołowiu lub grubemi szybami wyrobionemi ze szkła ołowiowego.

Wytwarzane w pewnej katodowej bańce promieniowanie Röntgena przebiega tem łatwiej przez metale i inne powstrzymujące je substancje, im wyższe jest czynne w bańce napięcie, im zatem prędzej poruszają się elektrony bijące w antykatodę. O promieniowaniu łatwo przenikającem przez ciała materjalne mówimy, że jest ostre czyli *twarde*; trudno przenikające promieniowanie nazywamy łagodnem lub *miękkiem*.

Wyobraźmy sobie układ cienkich aluminjowych kartek, ułożonych na sobie nakształt schodów, jak objaśnia rys. 183. Ażeby ocenić stopień twardości pewnego promieniowania, badamy, ile następujących po sobie kartek aluminjowych utrudnia bieg promieniowania w tej samej mierze jak czyni to pewna wybrana, cieniutka blaszka platynowa. Przypuśćmy naprzykład, że dane promieniowanie Röntgena jest wstrzymywane przez 20 kartek *Al* (z których każda ma 0·02 mm grubości) tak samo jak przez blaszkę *Pt* o grubości 0·002 mm; takie promieniowanie otrzymuje N° 20 na t. zw. *skali twardości*. Postępowanie to ma oczywiście cele tylko praktyczne.



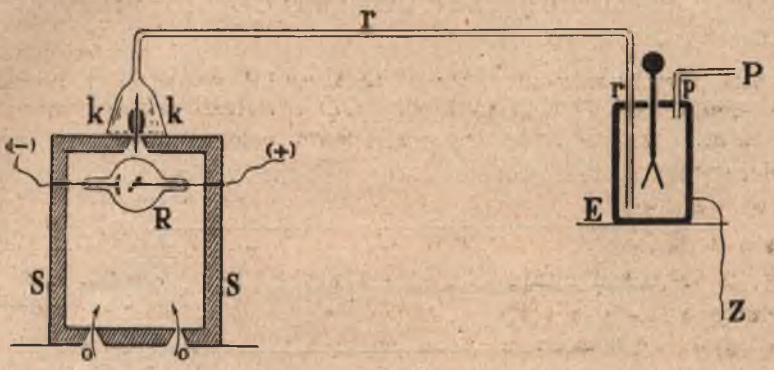
Rys. 183.

W najsilniejszych polach magnetycznych lub elektrycznych, jakie umiemy wytworzyć, promienie Röntgena nie zakrzywiają się ani też nie zbaczają od prostych kierunków, w których z antykatody wysłane zostały. Promieniowanie Röntgena odróżnia się zatem stanowczo od katodowych strumieni, zbliża się natomiast do zwykłego promieniowania, którego biegu w próżni nie zmienia pole elektryczne lub magnetyczne statyczne. Czemże jest promieniowanie Röntgena? Dzięki odkryciom ostatnich lat kilkunastu natura tego promieniowania, długo niejasna, stała się zrozumiała; poznanie istoty tego promieniowania otworzyło nieoczekiwane widoki budowy materji. O tych jednak postępach wiedzy możemy uczynić wzmiankę dopiero w ostatnich rozdziałach tej książki, które są poświęcone nauce o promieniowaniu.

§ 110. Ionizacja gazów.

Przypuśćmy, iż udzieliliśmy dodatniego lub ujemnego ładunku wrażliwemu elektroskopowi; jego listki są rozchylone. Lecz jeśli w pobliżu elektroskopu, lub choćby nawet w odległości jednego lub dwóch metrów od niego, zacznie funkcjonować rura katodowa, z której wybiega promieniowanie Röntgena, listki elektroskopu opadają natychmiast. Ażeby zrozumieć przebieg zjawiska, powtórzmy doświadczenie w zmienionej postaci. Rurę katodową *R* (rys. 184), która jest źródłem promieniowania Röntgena, umieszczamy w skrzynce *SS*, wyłożonej grubą blachą ołowianą; dzięki temu urządzeniu elektroskop *E* jest zabezpieczony od bezpośredniego wpływu promieniowania. W dolnem dnie skrzynki

znajdują się dwa otwory *o*, w górnem jest trzeci otwór *O*; naprzeciwko *O* otwiera się szklany lejek *kk*, który przechodzi w rurkę szklaną *rr*, wiodącą do wnętrza skrzynki elektroskopu. Ładujemy elektroskop *E*, bańkę *R* wprowadzamy w działanie, wreszcie przy pomocy pompy przeciągamy przez przyrząd powolny prąd powietrza drogą *ooOkkrrpP*; elektroskop traci wówczas ładunek, którym był obdarzony. Jeżeli nie przeciągamy



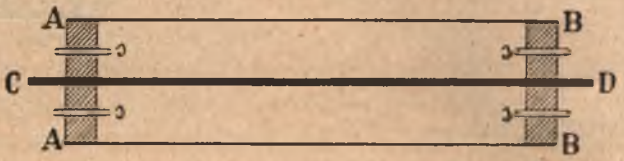
Rys. 184.

powietrza, elektroskop nie rozbraja się. Pod wpływem promieniowania Röntgena powietrze staje się więc znacznie lepszym elektrycznym przewodnikiem niż jest nim zwyczajnie i zachowuje przynajmniej przez pewien czas wzmożone to przewodnictwo. Skoro nadaliśmy pewnemu gazowi przewodnictwo elektryczne bezporównania znaczniejsze aniżeli jego normalne (zwykle bardzo słabe) przewodnictwo, mówimy, że gaz jest *zionizowany*; stan niezwykle wysokiego przewodnictwa nazywamy *ionizacją*.

Do rurki *rr* (rys. 184) wprowadźmy nieszczelny korek sporządzony z waty szklanej albo też włączmy do rurki butelkę zawierającą wodę, przez którą przeciągające powietrze przechodzi w postaci banieczek; lub wreszcie rurkę szklaną *rr* zastąpmy wąziutką i długą rurką miedzianą albo mosiężną. Przypuśćmy, że pompa dzielnie pracuje, tak iż powietrze zionizowane płynie przez przyrząd równie wartko jak przedtem; mimo to elektroskop *E* nie traci swego ładunku. Filtrując zatem zionizowane powietrze przez watę szklaną, przeciągając je przez wodę lub przez wąskie metalowe rurki, odbieramy powietrzu anormalne przewodnictwo; wnosimy, iż to przewodnictwo musi wynikać

z obecności w gazie jakichciś cząstek, których nie zawiera powietrze normalne; cząstki te dla krótkości nazywamy *ionami*.

Zmieniamy jeszcze raz układ poprzedniego doświadczenia; dotychczasową szklaną rurkę *rr* zastępujemy przez szeroką rurę metalową *AABB* (rys. 185), w której osi rozciąga się pręt *CD* również metalowy, izolowany od *AB*. Przez rurki *ss* aspirujemy znowu powietrze, które ionizuje się w *SS* (rys. 184) działaniem promieniowania Röntgena. Jeżeli pręt *CD* i ściany rury *AABB* znajdują się na jednakowym potencjale, elektroskop *E* (rys. 184) traci po dawnemu ładunek, który był na początku doświadczenia otrzymał. Lecz jeżeli pomiędzy *CD* a *AABB* wytworzymy dostatecznie znaczną różnicę potencjałów, elektroskop zachowywa pierwotny ładunek. Możemy zatem usuwać iony z gazu działaniem



Rys. 185.

obcego pola elektrycznego; co dowodzi, że one są obdarzone elektrycznemi ładunkami. W zionizowanym gazie muszą być obecne zarówno dodatnie jak ujemne iony; w przeciwnym razie pewna masa zionizowanego gazu musiałaby okazywać dodatni lub ujemny ładunek, czego nie dostrzegamy. Streszczając się, powiadamy: w zionizowanym gazie znajdują się iony dodatnie i ujemne, zwykle bardzo nieliczne; jeżeli gaz nie pozostaje pod wpływem pola elektrycznego, iony błąkają się śród obojętnych molekuł podobnie jak cząstki obcego, dyfundującego, bardzo rozrzedzonego gazu; jeżeli takie pole jest czynne, iony pod jego wpływem dążą ku elektrodom, mniej więcej podobnie jak dzieje się w zjawiskach zwykłej elektrolizy (§ 41).

Przypuśćmy, że zionizowaliśmy pewną ilość gazu działaniem promieniowania Röntgena; gdy przerwiemy to działanie, gaz nie pozostaje trwale zionizowany; ionizacja z biegiem czasu słabnie, w końcu znika zupełnie. Dodatnie i ujemne iony szukają się zatem w tłumie neutralnych cząsteczek; odnalazłszy, łączą i zobojętniają się, powracając do roli obojętnych, zwyczajnych molekuł. Wyobraźmy sobie, że pewną ilość gazu poddajemy nieprzerwanemu działaniu promieniowania Röntgena; chociażby to działanie trwało bardzo długo, liczba obecnych w gazie ionów jest zawsze stosunkowo szczupła. Objaśnienie tego faktu leży znowu w spotykaniu i łączeniu się różnoimiennych ionów. Promienio-

wanie Röntgena swym wpływem przysparza ionów, spotkania ich ujmują; gdy przeciwne te działania równoważą się, tworzy się stan *trwały*, w którym liczba ionów jest niezmienna.

§ 111. Własności gazowych ionów. Ładunek elektronu.

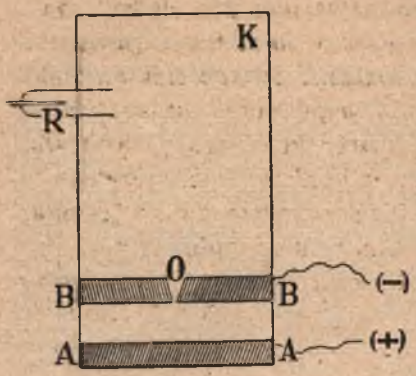
W § 123-im tomu II-go poznaliśmy zjawiska rosy, mgły oraz innych opadów, które wynikają ze skraplania się pary wodnej zawartej w atmosferycznem powietrzu. Wspomnieliśmy wówczas, że skraplająca się para osiada najłatwiej na cząstkach pyłu, unoszących się zwykle w powietrzu. Wiemy dzisiaj, że iony obecne w gazie zionizowanym zachowują się mniej więcej podobnie jak takie okruszyny; stają się one łatwo *zarodkami*, na których przedewszystkiem skrapla się para wodna w przesyconej nią atmosferze.

Gotujmy wodę destylowaną na silnym płomieniu; tworząca się para niechaj uchodzi w powietrze, przez otwór wąskiej rurki, w postaci cienkiego strumienia. Strumień pary jest przezroczysty na długości pierwszych paru centymetrów, licząc od wylotu rurki; oświetlony mocnem bocznem światłem, nie rzuca on, w początkowej swej części, niemal żadnego cienia na pobliską białą zasłonę. Wdmuchując w strumień pary jakikolwiekbądź miałki proszek, spostrzegamy, że niewidoczna dotychczas część strumienia jaśnieje i błyszczy przez chwilę; cień na zasłonie staje się wówczas zupełnie wyraźny. Podobnie jak drobny pył, działa promieniowanie Röntgena; przekonywamy się o tem, otwierając i przerywając dostęp promieniowania w stałych odstępach czasu; strumień rozjaśnia się i gaśnie w tych samych okresach. Niewidzialna część strumienia składa się z nieskroplonej pary wodnej; dokoła pyłków lub ionów tworzą się maleńkie wodne kropelki, które, rozpraszając padające światło, błyszczą przez chwilę, zanim nie wyparują.

Tworzące się w zjawiskach ionizacji iony gazowe wiążą się chętnie nietylko ze skraplającą się parą wodną lecz z wszelkiemi wogóle drobnemi, ciekłemi albo stałemi cząstkami pływającemi w gazie; naprzykład z kropeleczkami oliwy, okruszynami rozpylonej metalowej elektrody, odrobinami pyłu, kurzu, sadzy i t. p. Dym tytuniowy skupia się szybko dokoła wytworzonych w nim nagle gazowych ionów; jeśli poddamy go wówczas działaniu elektrycznego pola, podąża niebawem ku elektrodom.

Nadzwyczaj interesujące i ważne są spółczesne badania fizyka amerykańskiego, prof. R. A. Millikana, nad zachowywaniem się kropelek w zionizowanem powietrzu. Wyobraźmy sobie komorę *K* (rys. 186), do której wąziutką rurką *R* wpryskujemy strumień drobnych kropelek oliwy; spadają one w komorze powoli ku dołowi. Wydarza się niekiedy, że kropelka przenika przez kanalik *O* wycięty w płycie *BB* kondensatora, którego *AA* jest drugą płytą; pomiędzy *AA* i *BB* obserwator może wzbudzać pole i jego linje według woli kierować ku górze lub ku dołowi; każdej chwili może pole zniweczyć, potem je znowu wytworzyć. Stosownie oświetlając krople spoglądając na nie przez

lunetę, obserwator każdą wyraźnie dostrzega jak jasną gwiazdkę na tle ciemnem; ruch każdej kropli może śledzić dokładnie. Łączące się z rozpylaniem tarcie wytwarza ładunki na kropelkach oliwy; jeżeli więc pole między *AA* i *BB* jest odpowiednio skierowane, kropla podąża np. ku *BB*; zanim spoczęła na *BB*, obserwator odwraca pole; tym sposobem może ją niewalać, po wielekroc razy, do ruchu pod górę i na dół Ruch kropel jest zawsze powolny i *jednostajny*. Jeżeli ładunek kropli wynosi q, E zaś jest wektorem pola, pole działa na kroplę siłą qE; ponadto na kroplę działa jeszcze siła mg, gdzie m jest masą kropli, g przyśpieszeniem ciężkości; kropla doznaje bądź sumy bądź różnicy sił qE i mg. Ale kropla nie porusza się w próżni; przedziera się ona przez ośrodek gazowy, przez gęsty tłum obojętnych molekuł; opór ośrodka znosi przyśpieszenie, ruch zatem jest jednostajny, jego prędkość jest proporcjonalna do wypadkowej siły działającej na kroplę (§ 46 tomu I-go).



Rys. 186.

Jak powiedzieliśmy, ruch kropelek odbywa się naogół z prędkością stałą. Lecz, *gdy powietrze w przyrządzie jest zjonizowane*, wydarza się, iż prędkość kropli nagle mocno rośnie lub maleje; ładunek jej widocznie wzmógł lub zmniejszył się nagle; do kropli przylgnął jeden z pomiędzy jonów, które błądzą w zjonizowanem powietrzu. Z tych nagłych zmian prędkości można obliczyć zysk lub stratę ładunku, czyli innemi słowy ładunek jonu, który przywarł do kropli. *Najmniejszy ładunek*, jaki niosą na sobie tworzące się w gazie iony, wynosi według Millikana:

1. $$e = 4{\cdot}774 \times 10^{-10}$$ el.-stat. jedn. ład.

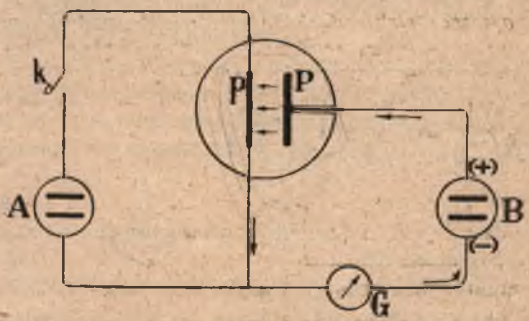
Ów najmniejszy ładunek gazowego jonu jest bezwątpienia niepodzielną jednostką elektrycznego ładunku, którą nazywamy *elektronem*. Millikan mierzył nietylko *zmiany ładunku*, których krople doznawały w chwili pochwycenia i przyłączenia jonu; badał także *początkowe ładunki*, które kropelki przynosiły, wpadając do komory przyrządu. Wynik pomiarów był uderzający: wytworzone przez tarcie *ładunki kropelek są bez wyjątku całkowitemi wielokrotnościami najmniejszego ładunku e jednego gazowego jonu. Zwykłe elektryczne ładunki, które roztrząsamy w elektrostatyce składają się zatem również z elementarnych jednostek e, z elektronów.*

W opisanych doświadczeniach sprawdzają się, jak widzimy, zasadnicze założenia, o których wspomnieliśmy u wstępu elektrostatyki (§ 4), na których zasadzaliśmy wytłumaczenie elektrolizy (§ 42), do których powróciliśmy wreszcie w niniejszym rozdziale, ażeby zdać sprawę z własności katodowych strumieni (§ 108); sprawdzają się, innemi słowy, hypotezy wzięte za podstawę

spółczesnej *teorji elektronów.* Sir J. J. Thomson, C. T. R. Wilson i inni uczeni już przed ćwierć wiekiem badali starannie ruchliwość gazowych ionów w polu elektrycznem; śledzili również przebieg ich dyfuzji poprzez gęstwinę obojętnych gazowych molekuł. Z takich spostrzeżeń wyprowadzili już wówczas wniosek, że najmniejszy możliwy ładunek gazowego ionu jest identyczny z ładunkiem kationu wodorowego w zjawiskach elektrolizy (§ 43). Jednostkowy ładunek gazowego ionu, najmniejszy możliwy elektrostatyczny ładunek, elektrolityczny ładunek wodorowego kationu, ładunek cząstki biegnącej w katodowym strumieniu, są to tylko rozmaite przykłady *powszechnej jednostki wszelkich w naturze ładunków, ładunku elektronu.*

§ 112. Lampa elektronowa.

Wyobraźmy sobie, że *p* na rys. 187-ym jest włókienkiem lub pasemkiem lampki elektrycznej żarowej; znajduje się ono w bańce szklanej, w której wytworzono bardzo dobrą próżnię, zarazem włączone jest w obwód baterji ogniw lub akumulatorów *A.* Naprzeciwko pasemka *p*, izolowana od niego, znajduje się metalowa płytka *P* połączona z *dodatnim* biegunem innej baterji *B*, jak pokazuje rysunek. Przypuśćmy z początku, że obwód *ApkA* jest otwarty w *k*, prąd w nim przeto nie płynie; pasemko *p* pozostaje «chłodne». Wówczas, jak widzimy ze wskazań galwanometru *G*, niema prądu w obwodzie *BPpGB*, co zresztą jest zrozumiałe; pomiędzy *p* a *P* obwód ten jest przerwany. Kluczem *k* zamykamy obwód *ApkA*; pasemko *p* rozżarza się do białości; spostrzegamy natychmiast, że w obwodzie *BPpGB* płynie prąd w kierunku wskazanym przez strzałki. Spostrzeżenie to, oddawna już uczynione przez Edisona, możemy łatwo zrozumieć. Z rozżarzonego pasemka *p* wydobywają się tłumy elektronów, niosących na sobie ujemne ładunki; płytka *P*, która działaniem ba-

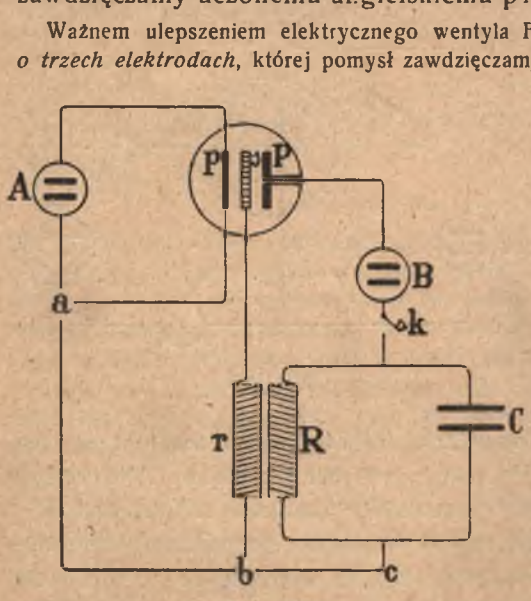


Rys. 187.

terji *B* jest naładowana dodatnio, przyciąga te elektrony ku sobie; ustanawia się strumień elektronów skierowany od *p* do *P*, równoważny zatem przepływowi dodatnich ładunków w kierunku przeciwnym, od *P* do *p*. Ten przepływ stanowi pomost, który zamyka prąd w obwodzie *BPpGB*.

Wyobraźmy sobie, że w opisanem doświadczeniu zastąpiliśmy baterję *B* przez alternator czyli prądnicę wytwarzającą prąd przemienny (§ 93). Przez połowę okresu działalności alternatora płytka *P* jest teraz dodatnio naładowana, przez następującą połowę jest naładowana ujemnie. W pierwszej części okresu wszystko odbywa się, jak objaśniliśmy wyżej; w drugiej części okresu elektrony, odpychane przez płytkę *P*, odwracają się od niej, pomiędzy *P* a *p* prąd wcale nie płynie. Powstający w alternatorze prąd przemienny *wyprostowywa się* zatem dzięki działaniu *lampy elektronowej pP*: może płynąć tylko od *P* do *p* i dalej w tym samym kierunku przez obwód, w przeciwnym kierunku ma drogę przeciętą. Prostując prądy przemienne lub drgania elektryczne w obwodzie, lampa elektronowa jest zatem wybornym ich *detektorem* (§ 103); taka jest zasada *elektrycznego wentyla*, który zawdzięczamy uczonemu angielskiemu prof. J. A. Flemingowi.

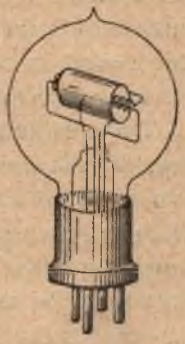
Ważnem ulepszeniem elektrycznego wentyla Fleminga jest t. zw. *lampa o trzech elektrodach*, której pomysł zawdzięczamy amerykańskiemu inżynierowi Lee de Forest. Przypuśćmy, że do wyżej opisanej lampy *Pp* (rys. 188), pomiędzy pasemko *p* a płytkę *P* wstawiamy jeszcze trzecią elektrodę, mianowicie kratkę albo siatkę *s*, którą łączymy z nowem odgałęzieniem obwodu baterji *B*, jak pokazuje schematyczny rys. 188. Mamy teraz dwa obwody zamknięte w lampie przez pomost elektronowych strumieni, mianowicie: t. zw. *obwód płytki PpabcRkBP* oraz t. zw. *obwód siatki PsrbcRkBP*. Zamykając klucz *k*, przesyłamy nagle prąd, płynący z baterji *B*, przez obadwa wymienione obwody. Kondensator *C* ładuje się i wyładowywa; przy spółdziałaniu elektromotorycznej siły indukcji własnej, pojawiającej się w obwodzie *CRC*,



Rys. 188.

w obwodzie tym rozwijają się drgania (§ 98). Gdyby obwód *CRC* był odosobniony, drgania w nim wszczęte, pod dysypacyjnym wpływem jego elektrycznego oporu, zanikłyby w niezmiernie krótkim czasie. Lecz obwód *CRC* nie jest odosobniony; w pobliżu jego cewki *R* znajduje się cewka *r*, stosownie włączona w obwód siatki; drgania odbywające się w *CRC* działają indukcyjnie, dzięki temu urządzeniu, na obwód siatki, w którym również wytwarzają się drgania. Potencjał siatki *s* zmieni się więc perjodycznie. Ale najsłabsze nawet wahania wartości potencjału siatki wzmagają znacznie prądy płynące w obwodzie płytki, wzmagają zatem drgania dochodzące do skutku w obwodzie *CRC*. Drgania w tym obwodzie są nietylko energiczne; podniecane przez impulsy, pochodzące z obwodu siatki, drgania te stają się ściśle perjodyczne, *nie* zanikają. Lampa elektronowa o trzech elektrodach może więc służyć za generator drgań elektrycznych niezanikających, niezbędnych w radjotelefonji, jak o tem wspomnieliśmy w § 104-ym.

W § 5-ym tomu I-go objaśniliśmy wzajemne działanie, które odbywa się, w zwykłym wahadłowym zegarze, pomiędzy wahadłem i kotwicą z jednej strony a kołem wychwytowem i opadającym ciężarem z drugiej. Jeżeli obwód obecny *CRC*, w którym drgania elektryczne dochodzą do skutku, przyrównamy do wahającego się wahadła, obwód siatki musimy uznać za odpowiednik koła wychwytowego; baterja *B* dostarczająca bezzwrotnego prądu gra rolę opadającego ciężkiego ciała w zegarze.



Rys. 189.

Jak powiedzieliśmy, wyobrażenie trójelektrodowej lampy na rys. 188-ym jest schematyczne. W rzeczywistem wykonaniu pasemko (sporządzone z wolframu lub platyny, przykryte niekiedy warstwą strontowego lub barowego tlenku) bywa zazwyczaj otoczone dokoła siateczką wyrobioną z cieniutkiego molibdenowego lub niklowego drutu; siatkę znów obejmuje aluminjowa lub niklowa lub miedziana anoda (poprzednia płytka *P*) zwinięta w kształt walca. Rys. 189 przedstawia model lampy, często używanej w radjotelegrafji i radjotelefonji.

§ 113. Odkrycie promieniotwórczości.

Cząsteczki związków chemicznych składają się z atomów. Jak budowniczy ufa mocy kamieni, belek i cegieł, z których według jego myśli powstają gmachy i domy, podobnie, od mniej więcej stu lat, chemicy, tworząc coraz rozleglejsze i misterniejsze molekularne konstrukcje, nie wątpili nigdy o trwałości ich składników niezłomnych: atomów tlenu, wodoru, węgla, azotu, chloru, wszystkich, krótko mówiąc, t. zw. *chemicznych atomów*. Od stu lat uważano za pewnik, że chemiczne atomy są nieskruszone, że kończy się na nich ludzka zdolność badania i łamania architektury materji. Należy pamiętać o takim sposobie myślenia, opartym na doświadczeniu lat długich, pragnąc zrozumieć wra-

żenie, wywołane w końcu XIX-go stulecia przez odkrycie *promieniotwórczości.* Okazało się nagle, że nie wszystkie chemiczne atomy są proste, niepodzielne, niezmienne. Okazało się, że atom jest ustrojem zawiłym, że jest światem przechodzącym dziwne koleje; że żywot atomu ma pewne granice, ma przepisany okres istnienia. Gdybyśmy dowiedzieli się, że istnieją domy, w których ze ścian, z podłóg, z sufitów, samowolnie, bez żadnej zzewnątrz podniety, od tysięcy lat sypią się niezliczone pociski, zdziwienie nasze byłoby może podobne do uczuć ówczesnych badaczy, postawionych nagle w obliczu faktów promieniotwórczości. Przekonaliśmy się wówczas raz jeszcze, że nauka nie jest nigdy ukończona, zamknięta; że, mimo tylu prac, tylu odkryć, musimy uczyć się wciąż od natury; że będziemy się od niej zapewne zawsze uczyli.

Dnia 24 lutego 1896 roku Henryk Becquerel składa paryskiej Akademji Umiejętności krótką notatkę, w której donosi, że niektóre związki *uranu*, bez żadnej zzewnątrz pobudki, wysyłają promieniowanie szczególnego rodzaju, które wywołuje fluorescencję, ionizuje ciała gazowe, sprawia na kliszy chemiczne reakcje; promieniowanie to przenika z łatwością ciała nieprzezroczyste dla światła jak sukno, gruba tektura lub drewno. O ciałach zachowujących się podobnie jak wspomniane związki uranu, mówimy, że są *promieniotwórcze*; powiadamy, że wysyłają one *promieniowanie Becquerela*. Uran i wszystkie związki uranu są zatem, według Becquerela, promieniotwórcze; okazało się wkrótce, że (z pomiędzy znanych wówczas pierwiastków) również i *tor* jest promieniotwórczy; wszystkie związki toru są promieniotwórcze, podobnie jak związki uranu. Wiemy obecnie, że jeszcze *potas* i *rubid*, choć bardzo słabo, są promieniotwórcze.

Wyobraźmy sobie, że za ilościową miarę promieniotwórczej działalności uranu, toru lub związku uranu albo toru przyjmujemy sprawianą przez ten pierwiastek lub związek ionizację powietrza; możemy przekonać się wówczas, że promieniotwórczość czystego związku uranu lub toru jest ściśle proporcjonalna do zawartej w nim masy promieniotwórczego pierwiastka. Do wysyłania promieniowania Becquerela zdolny jest zatem *tylko sam atom* uranu lub toru; ta jego czynność nie zależy od temperatury, ciśnienia, oświetlenia, od obecności obojętnych cząstek materji (np. molekuł rozpuszczalnika, w którym sól uranową lub torową rozpuściliśmy); ta czynność nie zmienia się nawet, gdy

atom uranu lub toru wchodzi w związek chemiczny. Żadnym więc fizycznym ani chemicznym sposobem nie umiemy wywrzeć wpływu na promieniotwórczą działalność promieniotwórczego pierwiastka; nie możemy jej w niczem dopomóc ani przeszkodzić, nie potrafimy jej wzmocnić ani osłabić ani tembardziej powstrzymać. Wobec zjawisk radjoaktywnych jesteśmy dotychczas równie bezsilni jak wobec ruchu słońca, planet i gwiazd na sklepieniu niebieskiem; nie umiemy oddziałać ani na te przepotężne ani na tamte znikome zjawiska.

Badając w r. 1898-ym promieniotwórczość rozmaitych naturalnych minerałów, rodaczka nasza, pani Marja ze Skłodowskich Curie zauważyła fakt zadziwiający: promieniotwórczość niektórych okazów była silniejsza aniżeli, *caeteris paribus*, promieniotwórczość czystego uranu lub toru. Tak zachowywały się zwłaszcza niektóre okazy smołowcowej blendy, podobnie okazy naturalne karnotytu i chalkolitu, chociaż sztuczny chalkolit (fosforan krystaliczny uranu i miedzi), zgodnie ze znaną nam prawidłowością powszechną, okazywał promieniotwórczość normalną, proporcjonalną do zawartości uranu. Nasuwało się domniemanie, że w badanych okazach są obecne drobne ilości nieznanych, mocno promieniotwórczych pierwiastków; udało się rzeczywiście pani Curie (przy pomocy małżonka, zmarłego w r. 1906 ym Piotra Curie) odkryć niebawem takie pierwiastki, z których najważniejszym okazał się *rad* Ra, o masie atomowej 226. Inne jeszcze, ważne radjoaktywne substancje są następujące: *polon* (został odkryty przez panią Curie w r. 1898-ym i nazwany na cześć Polski), *aktyn* (znaleziony przez Debierne'a w r. 1899), *ion* (poznany przez Boltwooda w r. 1907).

Rys. 190.

W t. zw. żarowo-gazowych lampach Auera von Welsbach rozgrzewają się t. zw. *koszulki*, przepojone zazwyczaj związkami toru oraz innych rzadkich pierwiastkow. Rozcinamy taką koszulkę i przygniatamy ją najpierw blaszką wyciętą z najcieńszej folji aluminjowej,

następnie czułą fotograficzną kliszą; wszystko to czynimy w ciemni, jak w zwykłem postępowaniu fotograficznem. Po upływie około 8 dni wywołujemy obraz, wytworzony na kliszy przez promieniowanie toru. Rys. 190 przedstawia zdjęcie otrzymane tym prostym sposobem.

§ 114. Składniki promieniowania Becquerela.

Jak nam wiadomo, promieniowanie Becquerela działa na kliszę fotograficzną; zarazem ionizuje powietrze i inne ciała gazowe. Wykonajmy w tym względzie kilka prostych doświadczeń. Na drodze promieniowania uranu umieśćmy blaszkę aluminjową grubości 0·5 mm; jeżeli *na kliszy fotograficznej* chcemy uzyskać takie samo działanie, jakie otrzymujemy bez blaszki, doświadczenie musi trwać mniej więcej dwa razy dłużej; po przejściu warstwy glinu grubości 0·5 mm, promieniowanie działa przeto na kliszę dwa razy słabiej. Zbadajmy teraz wpływ *ionizujący* promieniowania uranowego, które przesłaliśmy przez warstwy glinu różnej grubości; przy pomocy elektroskopu, jak w § 110-ym, przekonywamy się, czy dane promieniowanie ionizuje powietrze i jak dalece energicznie to czyni. Spostrzegamy, że już po przebyciu warstwy glinu grubości 0·02 mm (25 razy cieńszej niż w doświadczeniu poprzedniem) promieniowanie wysyłane przez uran jest niezdolne do ionizowania powietrza. Nasze wyniki w pierwszej chwili mogą wydać się sprzeczne; możemy je zrozumieć, przypuszczając, że z uranu wybiegają conajmniej dwa różne gatunki promieniowania: jedno, łatwo pochłaniane przez glin, energicznie ionizuje powietrze; drugie, przez glin słabo powstrzymywane, działa wybitnie na kliszę fotograficzną. Takie składniki w promieniowaniu Becquerela odróżnił od siebie po raz pierwszy Sir Ernest Rutherford w r. 1899-ym; nazwał on pierwsze *promieniowaniem* α, drugie *promieniowaniem* β. Tor oraz rad, podobnie jak uran, wysyłają α- oraz β-promieniowanie; polon wytwarza tylko α-promieniowanie.

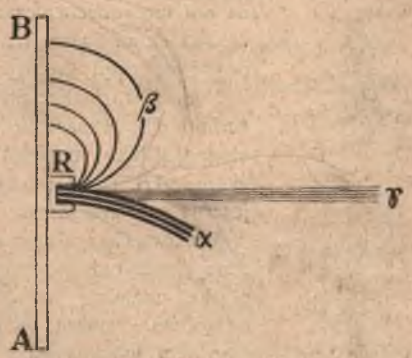
Ołów powstrzymuje skutecznie α- oraz β-promieniowanie; po przebyciu warstwy ołowiu mającej kilka milimetrów grubości, α- a także β-promieniowanie uranu jest tak osłabione, że moglibyśmy je wykryć tylko wyjątkowo wrażliwemi metodami badania. Rad jednak daje początek promieniowaniu, które poznajemy bez trudu nawet i poza grubą ołowianą zasłoną; po przebyciu warstwy ołowiu o grubości 3 cm, promieniowanie idące od paru miligramów bromku radu działa jeszcze ionizująco na powietrze. Takie

nadzwyczajnie przenikające promieniowanie nazywamy *γ-promieniowaniem.*

Powietrze pochłania promieniowanie Becquerela bezporównania słabiej niż czyni to glin, tem bardziej niż ołów, lecz pochłania je niewątpliwie; stosunkowo najbardziej powstrzymuje α-promieniowanie, znacznie słabiej działa na β-promieniowanie, dla γ-promieniowania jest niemal zupełnie przezroczyste.

§ 115. Istota promieniowania Becquerela.

Zjawiska odbywające się w rurze katodowej przypisaliśmy strumieniom rozpędzonych elektronów; promieniowanie Röntgena zaliczyliśmy przeciwnie do objawów prawdziwego promieniowania, z których najlepiej znanym objawem jest światło. Czemże jest promieniowanie wysyłane przez promieniotwórcze substancje? Spostrzegając, iż strumień wody, który tryska w polu ciężkości, zatacza parabolę podobnie jak kamień rzucony, wnosimy, iż woda składa się z cząstek ciężkich, przyciąganych przez ziemię. Gdy obserwujemy, jak zachowywa się strumień katodowy w polu magnetycznem, domniemywamy się analogicznie, z jakich cząstek składa się strumień. Przekonajmy się zatem, czy pole magnetyczne wywiera wpływ na bieg promieniowania Becquerela. Wyobraźmy sobie doświadczenie następujące: w grubościennem naczyńku ołowianem R znajduje się pewna ilość związku radu (rys. 191); z otworu naczynia wybiega wiązka radowego promieniowania. Naczyńko i zawarty w niem promieniotwórczy preparat umieszczamy w silnem polu magnetycznem, którego linje dążą ku nam poziomo, prostopadle do płaszczyzny rysunku. Dzięki działaniu pola składniki promieniowania rozłączają się. Promieniowanie γ biegnie tak samo jak biegło, gdy pole nie było czynne; w najpotężniejszych magnetycznych polach nie zauważono dotychczas skrzywienia lub odchylenia biegu tego promieniowania. Promieniowanie β, za-



Rys. 191

krzywiając się mocno, przebiega po orbitach kołowych, które leżą w płaszczyznie rysunku, prostopadłej do linij pola; porównawszy rys. 191 z ryss. 174, 176 i 179-ym, przekonywamy się, że *kierunek odchylania się promieniowania β w magnetycznem polu jest taki sam, jaki zauważyliśmy w strumieniu katodowym* (§§ 106 i 108). Promieniowanie α zakrzywia i odchyla się również, lecz znacznie słabiej niż β-promieniowanie a przytem *w stronę przeciwną*; biegnie ono w polu magnetycznem po łukach kół, położonych znów w płaszczyznie rysunku ale o bardzo znacznym promieniu. Odwołując się do wywodów §§ 106 i 108-go, powiadamy: *promieniowanie β składa się ze strumieni cząstek niosących na sobie ładunki ujemne; promieniowanie α składa się ze strumieni cząstek niosących na sobie ładunki dodatnie*; promieniowanie γ nie składa się z naładowanych cząstek, musimy zatem przypuszczać, że, jak promieniowanie Röntgena, należy do zjawisk prawdziwego promieniowania. Będziemy wyrażali się odtąd inaczej aniżeli dotychczas; będziemy mówili, że promieniotwórcze substancje wysyłają: cząstki β ujemne, cząstki α dodatnie oraz jeszcze promieniowanie γ.

Przypuśćmy, że *AB* na rys. 191-ym jest fluoryzującym ekranem. Odwracając kierunek linij magnetycznego pola, przerzucamy wówczas świecenie ekranu z góry na dół lub przeciwnie; znosząc pole, niweczymy świecenie. Ponieważ ekran świeci na stosunkowo szerokim obszarze, przeto promienie orbit kołowych zatoczanych przez cząstki β muszą być bardzo rozmaite; promieniowanie β jest widocznie *niejednorodne*. Jak zaznaczono na rysunku, cząstki α w powietrzu nie biegną daleko, urywają się nagle; nie dobiegają one zatem ekranu *AB*. Dla jasności rysunku, zakrzywienie orbit cząstek α jest na nim przesadne.

Rys. 192.

Państwo Curie sprawdzili bezpośrednio, że cząstki β wyrzucane przez rad, gdy padają na nienaelektryzowaną metalową płytkę, udzielają jej ujemnego ładunku; cząstki β w tem doświadczeniu muszą poruszać się w niemal doskonałej próżni, albowiem ionizują gazy bardzo energicznie; w gazie niedość rozrzedzonym ładunek płytki znikałby natychmiast.

Wyobraźmy sobie, że pewną ilość radu otoczyliśmy ściankami, które wstrzymują cząstki α, natomiast przepuszczają prawie wszystkie cząstki β; tracąc ładunek ujemny unoszony przez cząstki β, rad musi wówczas przybrać ładunek dodatni. Wniosek ten sprawdzamy w następującem doświadczeniu, które zawdzięczamy prof. Struttowi, dzisiejszemu Lordowi Rayleigh. Rurka szklana *A* (rys. 192) cienkościenna, zawieszona na kwarcowej nici *B*, zawiera preparat radowy; dzięki stosownej powłoce rozpostartej na wewnętrznej powierzchni rurki, preparat ten jest przewodząco połączony

z listkami elektroskopowemi *CC*. Jeżeli w przyrządzie, po za *A*, panuje nadzwyczaj niskie ciśnienie, listki *CC* rozchylają się natychmiast. Dotknąwszy okładek *EE* (sporządzonych z cienkiej metalowej folji i połączonych z ziemią), listki wyładowują się, opadają, poczem zjawisko powtarza się ponownie.

§ 116. *Własności cząstek β.*

Powróćmy do porównania, którem posłużyliśmy się w artykule poprzedzającym. Mierząc postać paraboliczną, którą w polu ciężkości przybiera strumień cieczy, tryskający z otworu ze znaną prędkością, możemy wyznaczyć wartość ilorazu ciężaru p cząstki wody i jej masy m czyli przyśpieszenie g ciężkości (§ 59 tomu I-go). Badając orbity cząstek β, zataczane w magnetycznem polu, moglibyśmy znaleźć podobnie iloraz ładunku e cząstki i jej masy m; lecz musielibyśmy wiedzieć w tym celu, z jaką prędkością v cząstka ta wybiega z promieniotwórczego atomu. Nie znając prędkości v, poddajemy strumień cząstek β działaniu drugiego jeszcze pola, elektrycznego (§ 108); wyniki znalezione w obu doświadczeniach pozwalają obliczyć wartości zarówno ilorazu e/m jak prędkości v. Takie badania rozpoczął Kaufmann w r. 1901-ym; powtarzano je później niejednokrotnie. Streśćmy najważniejsze wnioski, które z nich wynikają.

(I) Cząstki β wybiegają z promieniotwórczych atomów z prędkościami olbrzymiemi; dostrzegano wartości v dochodzące $2{\cdot}97 \times 10^{10}$ cm/sek. Prędkości cząstek β będziemy odnosili do prędkości c rozchodzenia się światła w próżni

1. $$c = 3 \times 10^{10} \text{ cm/sek.}$$

Powiemy naprzykład, że największa znana prędkość cząstki β wynosi $0{\cdot}99\,c$; pozostawia ona daleko za sobą prędkość jakichkolwiekbądź innych ruchów obserwowanych na niebie lub ziemi.

(II) Dopóki prędkość cząstki β nie przekracza wartości mniej więcej $0{\cdot}3\,c$, wielkość e/m utworzona z jej ładunku i masy zachowywa wartość

2. $$5{\cdot}3 \times 10^{17} \text{ el.-stat. jedn. ład./gram,}$$

którą okazuje dla katodowych cząstek (§ 108); tak samo zatem jak katodowe cząstki, *cząstki β są swobodnie biegnącemi elektronami.* Z naszych katod nie umiemy jednak wypędzać elektronów z prędkością większą aniżeli mniej więcej $0{\cdot}33\,c$; natomiast natura w niezmiernie misternych swoich przyrządach bezporównania

sprawniej wywiązuje się z podobnego zadania; jak powiedzieliśmy, atom radu ze swego łona wyrzuca elektrony z prędkością dochodzącą do $0{\cdot}99\,c$. Dla cząstek poruszających się z tak ogromną prędkością wielkość e/m nie zachowywa powyższej stałej wartości; im większa jest prędkość v elektronu, tem mniejsza wypada wartość e/m; gdy prędkość v dąży ku wartości c, wielkość e/m zmierza ku zeru. *Masa elektronu zwiększa się, gdy wzmaga się prędkość jego ruchu; masa ta rośnie ponad wszelką wartość skończoną, gdy prędkość elektronu zbliża się do prędkości, z którą światło biegnie w próżni.* Szalony pęd elektronów w radowym β-strumieniu poddaje zasady dynamiki Newtona próbie surowej, której one nie wytrzymują. Dochodzimy tutaj do kresu, u którego masa poruszającego się ciała przestaje być jego cechą niezmienną a tem samem druga zasada Newtona przestaje obowiązywać (por. §§ 35 i 32 tomu I-go). Dochodzimy tutaj do kresu, u którego ustaje wszelki wogóle ruch; jeżeli dla wartości v zmierzających ku c masa poruszającej się cząstki przekracza wszelką skończoną granicę, przeto ruch o prędkości większej niż c oczywiście jest niemożliwy.

Między masą m a prędkością v elektronu zachodzi prosta zależność; przepowiedzieli ją, wychodząc z zasad teorji, Heaviside, Lorentz, Einstein; badania Bucherera i innych fizyków potwierdziły prawdziwość tych przewidywań. Oznaczmy przez m_0 wartość, którą przybiera zmienna m dla $v = 0$; tę graniczną wartość nazywamy *masą spoczynkową*. Rozumiejąc, jak wyżej, przez c prędkość światła w próżni, mamy

3. $$m = \frac{m_0}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}.$$

Stosunek m/m_0 zwiększa się szybko, gdy stosunek v/c zbliża się ku jedności; przekonywamy się o tem z następującego zestawienia:

$\frac{v}{c} =$	0·40	0·50	0·80	0·900	0·990	0·999
$\frac{m}{m_0} =$	1·09	1·15	1·66	2·29	7·09	22·37

Wartość, którą podaliśmy wyżej pod (2), wyraża oczywiście wartość graniczną e/m_0 ilorazu ładunku i masy elektronu; iloraz e/m zależy od v, jak obecnie wiemy.

Stojąc na stanowisku teorji elektronów, można zrozumieć, dlaczego masa poruszającej się, naładowanej cząstki musi zależeć od prędkości ruchu. Biegnący w próżni elektron roztacza dokoła elektryczne i magnetyczne pole; ażeby wytworzyć energję tych pól, musi ronić część własnej swej energji. Wszystko zatem tak się odbywa, jak gdyby elektron w swym ruchu doznawał oporu, jak gdyby okazywał bezwładność, jak gdyby obdarzony był masą. Masa elektronu

jest tylko *pozorna* i wynika z oddziaływania nań jego pól; nietrudno zrozumieć, że taka pozorna masa może wzmagać się, gdy prędkość ruchu się zwiększa.

§ 117. Własności cząstek α.

Jak wiadomo z § 115-go, cząstka α, naładowana dodatnio, znacznie słabiej poddaje się działaniu magnetycznego pola aniżeli cząstka β; dlatego znacznie jest trudniej znaleźć dla cząstki α wartość ilorazu e/m jej ładunku i masy oraz prędkość v wyznaczyć, z którą taka cząstka wybiega z promieniotwórczego atomu. Znamy jednak wartości te w przybliżeniu. Mamy naprzykład dla pewnych α-cząstek pochodzących z radu:

1. $(e/m)_\alpha =$ około $1{\cdot}45 \times 10^{14}$ el.-stat. jedn. ład./gram

2. $v_\alpha = 0{\cdot}192 \times 10^{10}$ cm/sek $= 0{\cdot}064\, c$

ale dane te, zwłaszcza zaś pierwsza, są przybliżone. Porównajmy (1) z wartością ilorazu $(e/m)_H$ elektrolitycznego kationu wodorowego, którą przytoczyliśmy w § 108-ym a także z utworzoną dla cząstki β wartością tegoż ilorazu (§ 116); powiadamy, iż w przybliżeniu

3. $$\left(\frac{e}{m}\right)_\alpha = \text{około } \tfrac{1}{2}\left(\frac{e}{m}\right)_H = \text{około } 0{\cdot}0003\left(\frac{e}{m}\right)_\beta .$$

Dopóki nie znamy ładunku cząstki α, możemy tylko domniemywać się, że masa tej cząstki jest znacznie większa niż masa cząstki β; być może, iż jest wielkością rzędu masy atomu wodoru.

Już w r. 1902-im Rutherford i Soddy odgadli, że cząstka α jest (pozbawionym niektórych elektronów, dlatego dodatnio naładowanym) *atomem helu*, owego słynnego pierwiastka, który, odkryty na słońcu w r. 1868-ym przez Janssena i Lockyera, dopiero w r. 1895-ym przez Sir Williama Ramsaya odnaleziony został na ziemi. Innemi słowy, mamy według Rutherforda i Soddy'ego:

4. $$m_\alpha = 4\, m_H;$$

ze związku (3) otrzymujemy wówczas

5. $$e_\alpha = 2\, e_H;$$

cząstka α jest więc resztą, która pozostaje z normalnego atomu helu, gdy odłączyły się odeń dwa elektrony. Powiadamy inaczej: *cząstka α jest jądrem helowem, podwójnie dodatniem*, tak zwanym *heljonem*. Jeżeli cząstka α, biegnąc przez materjalny ośrodek,

potrafi pochwycić dwa elektrony i przywiązać je do siebie, staje się napowrót normalnym (obojętnym) atomem helu. Jak niżej powiemy, przypuszczenie Rutherforda i Soddy'ego jest dziś potwierdzone ponad wszelką wątpliwość.

Rad wytwarza t. zw. *emanację radową*, czyli promieniotwórczy pierwiastek, który w temperaturze pokojowej i pod atmosferycznem ciśnieniem jest ciałem gazowem; przy tej przemianie jedna cząstka α uchodzi z atomu radu. Rozpadając się dalej, emanacja wytwarza nową promieniotwórczą substancję, przyczem nowa cząstka α zostaje wydalona. Wyobraźmy sobie szklaną rurkę *A* (rys. 193); grubość jej ścianek wynosi mniej niż 0·01 mm. Do takiej rurki Rutherford i Royds wprowadzili pewną ilość gazowej emanacji radu. Cząstki α, wyrzucane z atomów z olbrzymią prędkością, przebiegają ściankę szklaną nawskróś, lecz nie nadwerężają jej całości, nie wyrywają w ściance otworów, jak uczyniłyby to ziarenka wystrzelonego śrutu; ta sama szklana ścianka, która, jak sito, swobodnie przepuszcza cząstki α, stanowi nieprzebytą zaporę dla atomów emanacji, grubszych i masywniejszych a przytem bezporównania powolniej biegnących. W części *B* przyrządu oraz w rurce *R* pojawiają się więc cząstki α; jest ich tam wkrótce tyle, że można wykryć obecność w *R* zwykłego helu sposobami t. zw. *analizy widmowej*, której zasady poznamy w nauce optyki. Że z emanacji radu samowolnie i niepowstrzymanie, choć bardzo powoli, wytwarza się hel, wiedziano o tem już od r. 1903-go, gdy Ramsay i Soddy fakt ten odkryli, udawadniając (po raz pierwszy w dziejach chemji), że pierwiastek chemiczny może przeradzać się w inny pierwiastek.

Rys. 193.

Sztucznie zwiększając liczbę ionów tworzonych przez α-cząstki (tak iż można było obserwować ionizujące działanie jednej) Rutherford i Geiger zdołali *porachować* cząstki α wysyłane przez rad. Dzieląc łączny ładunek cząstek przez ich liczbę, doszli do wniosku, że ładunek jednej cząstki α wynosi około $9{\cdot}4 \times 10^{-10}$ el.-stat. jednostek; wynik ten zgadza się dobrze z podwójną wartością ładunku jednego elektronu (§ 111).

Z doświadczeń Rutherforda i Geigera, o których wspomnieliśmy, wynikało, że gram radu wyrzuca rocznie $1{\cdot}073 \times 10^{18}$ cząstek α. Późniejsze badania (Rutherforda, Lawsona i Hessa, Geigera i Wernera) prowadzą do liczb nieco wyższych; możemy przyjąć za prawdopodobne, że gram radu wytwarza rocznie $1{\cdot}110 \times 10^{18}$ cząstek α. Wiemy jednak skądinąd, jaką ilość helu wydziela rad rocznie; na zasadzie pomiarów Dewara oraz Rutherforda i Boltwooda powiadamy, że gram radu wytwarza w przeciągu roku ilość helu, która, zmierzona w 0°C i pod ciśnieniem 1 atmosfery, zajęłaby objętość 40 mm³. Przekonaliśmy się w § 45-ym, że 1 cm³ gazu doskonałego, w 0°C i pod ciśnieniem 1 atmosfery, zawiera liczbę $2{\cdot}71 \times 10^{19}$ molekuł; ponieważ molekuła helu składa się z jednego atomu, przeto gram radu rodzi rocznie $1{\cdot}084 \times 10^{18}$ atomów helu. Zgodność powyższych wyników: liczby cząstek α oraz liczby atomów helu, wytwarzanych przez rad, świadczy o prawdziwości hypotezy, według której cząstka α jest jądrem helowego atomu.

Oznaczajmy przez e, jak zwykle, bezwzględną wartość ładunku jednego elektronu. Z badań Hendersona i Rutherforda dowiedzieliśmy się w ostatnich czasach, że cząstka α, gdy biegnie przez materjalne ośrodki, może chwytać i wiązać niekiedy dwa, niekiedy jeden tylko elektron; istnieją wówczas w ośrodku trzy gatunki cząstek He: zwykłe cząstki α, obdarzone ładunkiem dodatnim $2e$, cząstki mające ładunek dodatni e, wreszcie wcale nienaładowane, obojętne atomy helu. Jak zobaczymy, cząstka α przez długie pasmo stuleci może przebywać w łonie promieniotwórczego atomu. Gdy nagły kataklizm uwolni cząstkę, jest swobodna i pędzi przed siebie, lecz ten okres swobody trwa tylko przez drobny ułamek sekundy; przez krótką tę chwilę cząstka wiele tysięcy razy zyskuje i traci i znów łowi i gubi przypadające jej dwa elektrony.

Porównajmy bieg cząstek α i cząstek β w polu magnetycznem. Według równania (3) § 108-go promień r orbity kołowej, którą w polu H zatacza cząstka obdarzona ładunkiem e, wynosi mv/eH. Posługując się znanemi wartościami prędkości v oraz wielkości e/m, stosującemi się do cząstek α i β, przekonywamy się, że promień r orbity zataczanej przez cząstkę α jest około 234 razy dłuższy niż promień orbity, po której w tem samem polu biegnie cząstka β. Pojmujemy teraz, dlaczego, w danem polu, orbity cząstek α są bezporównania mniej zakrzywione niż tory cząstek β.

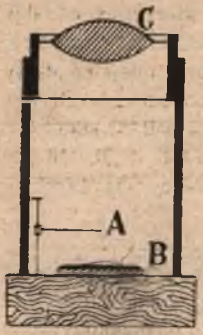
Poruszając się z prędkością v, ciało o masie m okazuje kinetyczną energję $\frac{1}{2}mv^2$; stosunek tej energji do masy ciała wynosi $\frac{1}{2}v^2$; wyrażenie $\frac{1}{2}v^2$ możemy więc nazwać *gęstością* kinetycznej energji. Jeżeli cząstka α biegnie z prędkością $0{\cdot}2 \times 10^{10}$ cm/sek, gęstość jej kinetycznej energji wynosi 2×10^{18} cm^2/sek^2, jest zatem około 400 miljonów razy większa niż gęstość kinetycznej energji kuli wystrzelonej z karabinu. Tak nadzwyczajne skoncentrowanie energji na maleńkich cząstkach ułatwia zrozumienie ich wyjątkowych własności.

Już w r. 1903-im odkryli Curie i Laborde, że preparaty radu nieustannie wydzielają ciepło; z późniejszych pomiarów wiadomo, że 1 gram radu wytwarza w ciągu godziny około 25·1 kaloryj. Podobnie zachowują się inne promieniotwórcze substancje. Ale to wydzielanie ciepła jest tylko wtórnem, ubocznem zjawiskiem; niemal cała uwalniana ilość ciepła jest równoważnikiem kinetycznej energji cząstek α, które zatrzymują się w łonie promieniotwórczej substancji; odbierana cząstkom kinetyczna energja zamienia się w ciepło.

§ 118. Scyntylacje. Tory cząstek alfa.

Promieniowanie Becquerela, jak wiemy, pobudza do fluorescencji niektóre związki, np. blendę Sidota (siarczek cynku, Zn S). Skutek ten sprawiają niemal wyłącznie cząstki α; przekonywamy się o tem, umieszczając na drodze promieniowania, pomiędzy jego źródłem a fluoryzującym ekranem, blaszkę glinu wystarczającą do powstrzymania α-cząstek (§ 114). Wyobraźmy sobie, że płytkę B (rys. 194) pokryto cienką warstewką blendy Sidota i że zbliżono do niej igłę A, na której końcu znajduje się ślad radowego preparatu; powierzchnia B jarzy się wówczas mdłem

światłem fluorescencyjnem. Przyglądajmy się powierzchni *B*, w zupełnej ciemności, przez szkło *C* silnie powiększające; przekonywamy się, że niecała powierzchnia *B* błyszczy jednostajnie; dzieje się tutaj coś całkiem innego. To tu, to ówdzie na powierzchni *B*, rozsypane bezładnie, pojawiają się co chwila drobne punkciki świecące; jak «spadające gwiazdy» na sklepieniu niebieskiem, punkciki te przez mgnienie oka jaśnieją i gasną natychmiast. Takie przebłyski, wywoływane przez cząstki α na fluoryzującym ekranie, nazywają się *scyntylacjami*; odkrył je Sir William Crookes, któremu zawdzięczamy też pomysł prostego przyrządu przedstawionego na rys. 194-ym, t. zw. *spintaryskopu*.



Rys. 194.

Nieustannie uderzając o blendę, cząstki α po niejakim czasie przegryzają jej cienką warstewkę i czynią ją do świecenia niezdolną; lecz jeśli zużytą blendę zastąpimy świeżą, scyntylacje rozpoczynają się znowu, z biegiem czasu nie słabnąc. Widomym tym znakom, któremi α-cząstki dają nam bezpośredni dowód swojej sprawności, powinniśmy przyglądać się z największym podziwem. Przeminiemy wszyscy, którzy dostrzegamy dziś scyntylacje, znikną nasi następcy i następcy naszych następców, przejdą stulecia, zanim wyczerpie się odrobina radu umieszczona na końcu igły spintaryskopu, zanim z łona swego przestanie wyrzucać helowe pociski.

Przypuśćmy, że pewna ilość radu wysyła cząstki α, które, padając na ekran fluoryzujący, wywołują w nim scyntylacje. Z doświadczeń nad ionizującem działaniem cząstek α wiadomo, jak powiedzieliśmy w § 117-ym, ile takich cząstek w przeciągu np. godziny wysyła np. 1 gram radu Lecz, z drugiej strony, można bez trudności porachować przebłyski, które pewna ilość radu sprawia w pewnym odstępie czasu, można zatem obliczyć liczbę scyntylacyj, które 1 gram radu wywołałby w przeciągu godziny. Wymienione dwie liczby: liczbę cząstek α wyrzucanych przez gram radu w przeciągu godziny i liczbę scyntylacyj wytwarzanych przez tę samą ilość radu w tym samym okresie czasu, porównali ze sobą po raz pierwszy Rutherford i Geiger w r. 1908-ym. Wynik był zadziwiający: obiedwie liczby wypadły sobie *równe*. Każda zatem cząstka α, która uderza o blendę, sprawia scyntylacje i każda sprawia jednę scyntylację; rachując scyntylacje, liczymy zarazem cząstki α. Pewne warunki, tyczące się energji cząstek oraz budowy warstwy fluoryzującej, winny być zachowane, ażeby ważny ten wynik nie został zakłócony.

Biorąc na uwagę niezmierną wrażliwość ludzkiego organu wzroku na świetlne pobudki, pojmujemy, że pośrednio możemy *zobaczyć* uderzenie cząstki α o ekran fluoryzujący. Masa cząstki α jest 4 razy większa niż masa atomu wodoru, którą obliczyliśmy w § 45-ym; przyjmując wartość (4) podaną w przytoczonym arty-

kule i zakładając, że cząstka α porusza się z prędkością $0{\cdot}2 \times 10^{10}$ cm/sek, przekonywamy się, że energja kinetyczna cząstki α wynosi około $1{\cdot}3 \times 10^{-5}$ erga. Nawet drobna część tej energji, zamieniona przez scyntylację na świetlną energję, przenikając do naszego oka w nadzwyczaj krótkim czasie trwania scyntylacji, przewyższa wielekroć razy granicę *minimum visibile*.

Wiadomo jest dzisiaj, że wypędzone przez rad pewne cząstki α przebiegają w atmosferycznem powietrzu około 7 cm, w temperaturze pokojowej, zanim ich kinetyczna energja tak dalece się zmniejszy, iż cząstki już nie potrafią ionizować napotykanych gazowych molekuł; jednakże na długości tej drogi (tego, jak powiadamy, charakterystycznego *zasięgu*) cząstka α ionizuje około 237000 molekuł; dopiero po dokonaniu tak znacznej pracy działalność cząstki ustaje.

Jak wiadomo z § 111-go, wytworzone w gazie iony stają się łatwo zarodkami, koło których para wodna, w przesyconej nią atmosferze, skrapla się chciwie. Wyobraźmy sobie, że cząstka α

Rys. 195.

Rys. 196.

Rys. 197.

porusza się w takim ośrodku gazowym, nadmiernie wilgotnym; na ionach, które ona wytwarza, osiadają natychmiast maleńkie wodne kropelki. Na kliszy fotograficznej można uchwycić znikome wodne skupienia tworzące się wzdłuż przebiegu cząstki α, oświetlając i fotografując je błyskawicznie, zanim iony, przez dyfuzję lub przez konwekcję, zdążą odbiec od linji przebiegu.

Takich zdjęć fotograficznych dokonał, po raz pierwszy, fizyk angielski C. T. R. Wilson w r. 1912-ym. Na ryss. 195 i 196-ym przytaczamy dwie z pomiędzy fotografij Wilsona; na rys. 197-ym podajemy dla porównania fotografję otrzymaną, gdy przez gaz, przesycony parą wodną, przebiega wiązka promieniowania Röntgena; wiązka ta, jak widzimy, z otaczających molekuł wyzwala elektrony, które, rozpraszając się dokoła, gromadzą na sobie wodne kropelki. Piękne te obrazy są naocznym dowodem udoskonalenia, do którego, w badaniu ustroju materji, doprowadzone dziś zostały metody naukowe.

§ 119. Budowa atomu; sztuczna promieniotwórczość.

Jak wiadomo z § 117-go, cząstki α mogą nawskróś przebiec cienką ściankę szkłaną, nie uszkadzając jej wcale, tak iż pozostaje przegrodą nieprzenikliwą dla zwykłych molekuł gazowych. Sir Ernest Rutherford oraz inni uczeni wyjaśnili w ostatnich czasach, jak odbywa się spotkanie cząstki α z atomami materji. Wyobraźmy sobie nadzwyczaj ostrą, nierozbieżną wiązkę pędzących cząstek α; ich tory tworzą nadzwyczaj cienki snop równoległych promieni. Dopóki cząstki mkną w próżni, biegną prostolinjowo, wiązka zatem zachowywa pierwotną swą postać; lecz skoro napotka po drodze warstewkę złota lub glinu, warstwę wodoru albo azotu, rozszerza i rozpościera się zaraz. Z rozbioru takich spostrzeżeń Rutherford wyprowadził wniosek, iż *cząstka* α, choć sama przez się jest masywnym materjalnym pociskiem, *najczęściej* (lecz jednak niezawsze) *przebiega swobodnie poprzez materjalne atomy*. Gdy naprzykład porusza się w warstwie metalicznego glinu, cząstka α przecina dziesiątki tysięcy atomów Al, zanim jej kinetyczna energja wyczerpie się w tych spotkaniach. Chemiczne atomy muszą zatem mieć budowę szeroko otwartą, podobnie jak układ słoneczny, przez który, bez wielkich zaburzeń, mogłaby przebiec bryła obca, ożywiona ogromną prędkością. Według hypotezy, wypowiedzianej przez Rutherforda, rozwiniętej następnie przez Niels Bohra w Kopenhadze i innych uczonych, atom składa się z maleńkiego, masywnego, nadzwyczaj w sobie skupionego, dodatnio naładowanego *jądra* oraz z krążących dokoła niego, znacznie większych, luźniejszych elektronów, niosących na sobie ładunki ujemne. Jeżeli N jest liczbą elektronów zawartych w atomie, łączna suma

ich ujemnego ładunku ma wartość bezwzględną Ne; w normalnym (niezionizowanym) atomie jądro musi być obdarzone tym samym dodatnim ładunkiem Ne. Liczba N elektronów krążących dokoła jądra jest zatem równa liczbie niezobojętnionych jednostek e zawartych w ładunku jądra; ta liczba N, jak dziś wiemy, jest najważniejszą cechą chemicznego pierwiastka. Najprostszym atomem chemicznym jest atom wodoru, w którym $N = 1$; drugim z kolei jest atom helu, dla którego $N = 2$. Atom litu zawiera 3 elektrony, atom glinu 13, atom srebra 47, atom złota 79 elektronów. Najzawilsze są promieniotwórcze atomy: atom Em (emanacji radu) liczy 86 elektronów, atom Ra 88, atom Ac 89, atom Th 90, atom Ur zawiera 92 elektrony; nie znamy atomu, który mieściłby więcej niż 92 elektrony.

Gdy spotyka obcy atom, cząstka α, w przeważającej większości przypadków, wpada do luźnego tego układu i wypada zeń zaraz, nie sprawiając zmian głębokich i trwałych; wydarza się jednakże *niekiedy*, że cząstka α trafia celniej rdzenny szkielet atomu i wstrząsa go silniej. W najnowszych czasach Rutherford udowodnił, że, pod wpływem takich wyjątkowych uderzeń, w jądrach niektórych atomów (o ile dotychczas wiadomo, w jądrach boru, azotu, fluoru, sodu, glinu, fosforu) wydarzają się nagłe wybuchy, przyczem nowe cząstki, *nie* α cząstki, wybiegają z atomu z olbrzymią prędkością. Te nowe cząstki wywołują znów scyntylacje, ionizują gazy, obdarzone są również dodatniemi ładunkami; ich masy są 4 razy mniejsze niż masy cząstek α. Niema już dziś wątpliwości, że cząstki te są *wodorowemi jądrami*; nazywamy je *protonami*

Wyobraźmy sobie, że rwący potok cząstek α płynie przez zwykły glin metaliczny; przez atom glinu przebiega średnio około miljona cząstek bez zawichrzenia atomu, jedna na miljon wywołuje wyżej opisany, wyjątkowy kataklizm. Lecz gdy wydarzy się owa eksplozja, wybiegający z atomu wodorowy proton miewa zazwyczaj *więcej* kinetycznej energji aniżeli heljonowa cząstka, która go uwolniła z uwięzi; skąd wnosimy, że cząstka α nie rozbija, nie kruszy uderzeniem atomu, lecz raczej wszczyna w nim katastrofę, że (jak iskra w prochowni) *wyzwala* w nim wybuch. Szczególną jest przytem okolicznością, że pękające w takich warunkach atomy mają wszystkie niewysoką, zawsze nieparzystą liczbę elektronów:

dla atomów:	B	Az	Fl	Na	Al	Ph
liczba $N =$	5	7	9	11	13	15

Sąsiednie atomy, w których liczba N jest parzysta, np. węgiel C ($N = 6$), tlen O ($N = 8$), neon Ne ($N = 10$) i t. d., nie tryskają, pod gradem cząstek α, strumieniem protonów.

Zadziwiającemi temi odkryciami Rutherford otwiera przed nami nową, najnowszą dziedzinę zjawisk natury: *sztuczną promieniotwórczość*. Wielkie, zawiłe, masywne, widocznie nietrwałe atomy: Em, Ra, Ac, Th, Ur samowolnie strzelają heljonowemi strzałami; małe, stosunkowo proste i trwałe atomy, dopiero pod ulewą takich pocisków, rozsadzone odwewnątrz, sypią gradem protonów. Owe wyrzucane pociski, heljony, protony, przynoszą nam wieści z niedostępnego i mało jeszcze znanego nam świata: z zarodzi materji, ze szkieletu atomów, z ich *jąder*; niezmierna energja, którą stamtąd przynoszą, świadczy o straszliwych, ukrytych i zmagających się siłach.

§ 120. Promieniotwórcze przemiany.

Wiemy, że atom promieniotwórczy jest układem nietrwałym; wcześniej lub później, każdy taki atom przeobraża się, wyrzucając ze swego łona elektron (cząstkę β) lub heljon (cząstkę α); powstaje wówczas atom innej substancji. Atom uranu naprzykład, t. zw. Ur I, po kilku wybuchach, może utworzyć atom ionu Io, który, oddaliwszy cząstkę α, przemienia się w atom radu Ra; atom Ra z kolei, znów wypędziwszy cząstkę α, staje się atomem emanacji radowej EmRa, który również przekształca się dalej; polon (RaF) jest jednem z późniejszych ogniw dziwnego tego łańcucha, t. zw. *rodziny uranu i radu*; jej bocznem, jak się zdaje, rozgałęzieniem jest *rodzina aktynu*; jak przypuszczamy obecnie, tak zw. Ur II jest w rodzinie uranu i radu ogniwem, z którego wybiega rodzina aktynu. Osobną, równoległą rodzinę stanowi, o ile dotychczas wiadomo, *rodzina toru*. Ostatnimi niejako potomkami tych rodzin są różne dziś znane ołowie, t. zw. *izotopy* ołowiu. Każdy więc atom promieniotwórczy istnieje tylko przez pewien okres czasu; każdy powstaje w chwili przewrotu, który kres życiu poprzednika położył. Atom promieniotwórczy utworzony zostaje na czas ułamka sekundy lub pasma stuleci; wcześniej czy później ginie w ponownym wybuchu, pozostawiając po sobie najbliższego w szeregu następcę.

Jak długo trwa *przeciętny* żywot *atomu radu*? Obliczmy przedewszystkiem, ile atomów zawiera 1 gram tego pierwiastka. Masa atomu radu jest 226 razy większa niż masa atomu wodoru; tę ostatnią zaś obliczyliśmy wyżej w § 45-ym. Dochodzimy zatem do wniosku, że masa atomu radu wynosi $3{\cdot}756 \times 10^{-22}$ gr; a więc

gram radu zawiera $2{\cdot}662 \times 10^{21}$ atomów. Wiemy jednak z § 117-go, że w gramie radu rozpada się rocznie $1{\cdot}110 \times 10^{18}$ atomów. Dzieląc pierwszą liczbę przez drugą, otrzymujemy, jako przeciętny okres T istnienia atomu radu, wartość

1. $$T = 2397 \text{ lat.}$$

Jedne atomy radu mogą żyć krótko, inne bardzo długo; wartość (1) jest tylko *średnią* długością żywota atomu. Ziarenko radu, ważące gram jeden, zawiera tłum nieprzejrzany atomów; gdyby w tym tłumie każdy atom Ra istniał przez 2397 lat i gdyby regularnie co 3×10^{-11} sekundy ginął jeden atom, wszystko odbywałoby się *dla nas* tak właśnie, jak spostrzegamy.

Według nowszych, inną drogą wykonanych obliczeń średni czas T istnienia atomu radu wynosi 2322 lata. Dla niektórych innych promieniotwórczych substancyj przytaczamy średnie czasy T istnienia atomu:

Ur I: $6{\cdot}3 \times 10^9$ lat; Th: 23×10^9 lat

Em Ra: 5·55 dni; Em Ac: 5·6 sekundy.

Ra F (polon): około 200 dni.

Istnieją, jak się zdaje, promieniotwórcze atomy, których średnie okresy istnienia T są rzędu 10^{-6} a nawet 10^{-11} sekundy.

Gram radu wydziela rocznie energję równoważną 220000 kalorjom (§ 117). Przypuśćmy, że gram radu żyje przez 2397 lat; zanim całkowicie zostanie przeobrażony, musi on oddać energję równoważną 528 miljonom kaloryj. Ażeby uzyskać tę samą liczbę kaloryj, musielibyśmy spalić 64·4 kg węgla (por. § 109 tomu II-go); w równej więc masie rad ogrzewa 64400 razy energiczniej niż płonący węgiel. W stosunku do swojej masy, ziarenko radu jest bezporównania hojniejszem źródłem energji niż lampa, ognisko lub którekolwiek w przestworzu rozżarzone słońce. Gdyby tylko miljonowa część masy naszego słońca składała się z atomów radu, jego dzisiejsza promienista działalność byłaby wytłumaczona.

W łonie promieniotwórczych atomów są zatem ukryte niezmierne zasoby energji. Ale takie atomy są i muszą być rzadkie. Są to ostatni, jeszcze żywi i czynni świadkowie straszliwego twórczego procesu, który kiedyś, w mrocznej dla nas epoce, dźwigał grube zręby obecnego ustroju natury. Inne atomy, cała reszta dzisiejszej materji, to zapewne tylko odpadek, tylko rumowisko i próchno pozostałe po owem tytanicznem zjawisku.

Lecz i te prostsze atomy, jak poczynamy domniemywać się dzisiaj (§ 119), mogą zawierać niespodziewane skarby energji. Wiemy bardzo mało dotychczas o istotnej naturze jąder w atomach; zaledwie dowiedzieliśmy się o obecności i roli tego rdzenia wszelkiej materji; zaledwie zaczynamy przenikać dziwne jego tajemnice. Co przyniesie pokoleniom następnym dalszy rozwój naukowego badania? Czy rozplątanie zagadek, których dopiero domyślamy się dzisiaj, nie będzie dla nich warunkiem zachowania życia na ziemi? Na te i podobne pytania niepodobna jest nam odpowiedzieć.

ROZDZIAŁ DZIEWIĄTY.

O świetlnych zjawiskach.

§ 121. Światło; źródła światła.

Widzimy! każdemu wiadomo, jakie niezmierne bogactwo wrażeń jest tym wyrazem objęte. Gdy zamykamy oczy, znikają położenia i odległości przedmiotów, ich zarysy i kształty, znikają połyski i blaski, znikają barwy i ich niezliczone odcienie; świat traci nietylko rozmaitość i jasność lecz niejako swoją głębokość, poznajemy wówczas niemal wyłącznie jego powierzchnię: otoczenie nasze najbliższe. Przestrzeń badamy przedewszystkiem wzrokiem; dzięki jego wskazówkom wiemy, co niemal jednocześnie dzieje się w różnych miejscach. Wzrok ostrzega nas i prowadzi, on nami w każdej czynności kieruje, bezporównania subtelniej niż gruby zmysł dotyku, poza którego zakres wybiega swobodnie. Wzrok obejmuje góry i morza, sięga nad chmury, przemierza niebiosa, w których nieoczekiwane, niepojęte światy odkrywa.

Światłem nazywamy coś od nas niezależnego, co poza nami dzieje się i jest czynne, coś, czego istoty domniemywamy się tylko, czego jednak objawy i prawa możemy poznawać; coś tajemniczego, co jest podnietą naszych wrażeń wzrokowych. Odwracając niejako to zdanie, możemy powiedzieć, że nasz organ wzrokowy jest *detektorem* światła, podobnie jak rezonator Hertza jest detektorem elektromagnetycznego falowania, jak ekran zdolny do fluorescencji albo klisza fotograficzna jest detektorem promieniowania Röntgena. Światło jest zdumiewającem, *objektywnem* w naturze zjawiskiem, któremu odpowiada niemniej zdumiewający fakt *subjektywny*, nasze *wrażenie widzenia.*

Jak powszechnie wiadomo, światło przybywa do nas z pewnych źródeł, z pewnych ciał materjalnych, o których mówimy, że samoistnie *świecą*, że wysyłają czyli *emitują* światło. Najważniejszem źródłem światła jest dla nas słońce. Istnieją, jak wiadomo,

rozmaite jeszcze inne źródła światła np. t. zw. gwiazdy stałe, błyskawice, płomienie, ciała stałe silnie rozgrzane (np. włókienko lampki żarowej), łuk elektryczny, wyładowania elektryczne w gazach rozrzedzonych, substancje fluoryzujące i t. p. Jeżeli ciało samoistnie nie świeci, nazywamy je *ciemnem.* Ciała ciemne widzimy tylko wówczas, gdy są *oświetlone*; wówczas widocznie odsyłają nam conajmniej część światła, które skądkolwiekbądź otrzymują. Czy ciało wysyła światło, czy go nie wysyła, zależy to naogół od stanu, w którym znajduje się ciało; platynowy drucik lub kula żelazna, dopóki są chłodne, nie świecą; silnie rozgrzane *żarzą się* (jak mówimy) t. j. dają początek światłu znacznego natężenia.

W powietrzu, w helu, w wodorze, w wielu innych gazach światło szerzy się swobodnie; przebiega również, napozór bez zmiany, przez warstwę ciekłej wody lub alkoholu, przez szybę szklaną i niektóre inne stałe substancje (np. lód), nie może jednak przebyć nawet niegrubej blachy żelaznej, miedzianej lub ołowianej. Powiadamy, że ciała bywają *przezroczyste* lub *nieprzezroczyste*; o nieprzezroczystych ciałach mówimy, że nie przepuszczają światła, że je odrzucają (czyli *odbijają* albo *rozpraszają*) lub jeszcze *pochłaniają* i *przeobrażają*, jak o tem w dalszym ciągu szczegółowiej powiemy.

§ 122. Punkt świecący.

Rzeczywiste źródło światła musi mieć pewne skończone rozmiary, pewną postać, pewną objętość. Rozmiary np. nitki lub siatki świecącej w lampce żarowej, rozmiary płaskiego lub cylindrycznego płomienia lampy acetylenowej lub naftowej bywają stosunkowo dość znaczne; silniej skupione jest zwykle światło elektryczne łukowe, które wybiega często z niewielkiego obszaru. Czy możemy utworzyć źródło światła, którego rozmiary byłyby nadzwyczaj małe? Wyobraźmy sobie zasłonę nieprzezroczystą, w której pozostawiono bardzo drobny otwór; oświetlony przy pomocy silnego źródła światła, otwór ten, dla dziedziny leżącej po przeciwnej niż źródło stronie zasłony, stanowi nowe źródło świetlne, rozległości nieznacznej. Przypuśćmy, że rozmiary pewnego źródła świetlnego są tak znikomo małe, iż możemy je zaniedbać w stosunku do odległości, w której badamy biegnące z niego światło; takie źródło w nauce optyki nazywamy, przez

skrócenie, *punktem świecącym.* Gwiazdę stałą na niebie świecącą możemy naprzykład poczytywać za punkt świecący; jakkolwiek rozmiary gwiazdy są olbrzymie w stosunku np. do średnicy ziemi, są jednak niezmiernie małe w porównaniu do odległości, z której przyglądamy się gwieździe. Obraz słońca, tworzący się na powierzchni małego kulistego zwierciadła (np. szklanego kulistego naczyńka wypełnionego rtęcią) możemy również, w wielu razach, uznawać za punkt świecący. Rozciągłe źródło światła (np. włókno lampki żarowej lub oświetloną szczelinę nieprzezroczystej zasłony) poczytujemy za zbiór znacznej liczby punktów świecących.

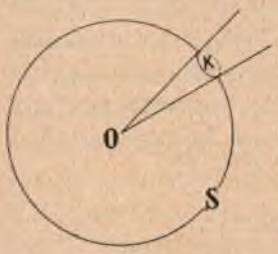
§ 123. *Prostolinjowy bieg światła.*

Przypuśćmy, że świecący punkt O znajduje się w ośrodku jednolitym i przezroczystym; za taki ośrodek możemy zwykle uważać np. powietrze wypełniające wnętrze pokoju. Umieszczony w punkcie M obserwator dostrzega światło wysyłane przez O. Światło wybiega więc z O, dobiega do M; po jakim torze porusza się pomiędzy punktami O i M? Z najpospolitszych doświadczeń wnosimy, że *w jednolitym ośrodku tory światła zawsze są proste*; pomiędzy punktami O i M torem światła jest linja prosta OM. Taki prosty tor światła nazywamy w optyce *świetlnym promieniem.*

Wiemy istotnie, że przedmiot nieprzezroczysty wówczas (i tylko wówczas) zasłania punkt świecący O, gdy przecina prostą łączącą O z okiem. Patrząc przez rurę prostą i długą, widzimy to tylko, co leży w przedłużeniu jej osi. Gdy wyciągamy rękę, znajdujemy zwykle przedmiot tam, gdzie go widzimy; zmysł dotyku zgadza się naogół z wnioskami, które wyprowadzamy z wrażeń wzrokowych, bezwiednie ufając twierdzeniu o prostolinjowej postaci świetlnych promieni. Gdy z łuku lub strzelby mierzymy do celu, gdy posługujemy się metodą odczytywania skali w zwierciedle, opisaną w § 67-ym, gdy w geodetycznych pomiarach odwołujemy się do pomocy lunety, gdy z astronomicznych spostrzeżeń wnosimy o ruchu brył niebieskich w przestworzu wszechświata, polegamy na słuszności zasady o prostolinjowym sposobie rozchodzenia się światła. Jakkolwiek zatem doświadczenie codzienne zdaje się uzasadniać wiarę w prawdziwość tego twierdzenia, mimo to przecież ono *nie* jest ścisłe ani ogólne (jak o tem wspomnieliśmy już w § 68-ym tomu II-go);

pospolite doświadczenie porusza się tylko w granicach szczególnego, krańcowego przypadku, w którym wspomniane twierdzenie jest *przybliżenie* prawdziwe.

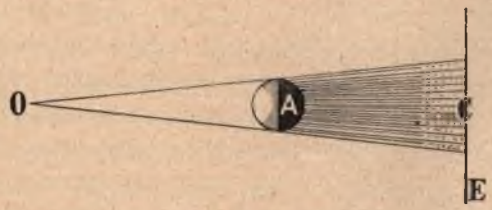
Wyobraźmy sobie powierzchnię kulistą S, której środek znajduje się w świecącym punkcie O (rys. 198). Na powierzchni S wyobraźmy sobie narysowaną dowolną krzywą zamkniętą; nazwiemy ją obwodem K. Przez wszystkie punkty obwodu K poprowadźmy promienie świetlne, wychodzące z O; tworzy się tym sposobem stożek, którego wierzchołkiem jest O; wnętrze tego stożka, wypełnione światłem, nazywamy biegnącą z punktu O *wiązką świetlną*. Taka wiązka jest oczywiście *rozbieżna*; lecz jeżeli kąt otworu wiązki jest bardzo mały, promienie wiązki, na niezbyt znacznej ich długości, możemy uważać za równoległe. Wiązkę słonecznego światła, wpadającą do pokoju przez mały otwór w okiennicy, możemy, w granicach pokoju, uważać za snop równoległych promieni.



Rys. 198.

§ 124. Cienie rzucane przez ciała nieprzezroczyste.

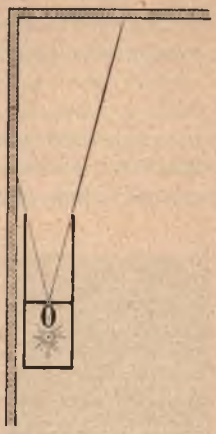
Gdy są oświetlone, ciała nieprzezroczyste rzucają, jak wiadomo, *cienie*; nieprzezroczysta kula A (rys. 199), oświetlona przez świecący punkt O, tworzy cień C na ekranie E. Postać



Rys. 199.

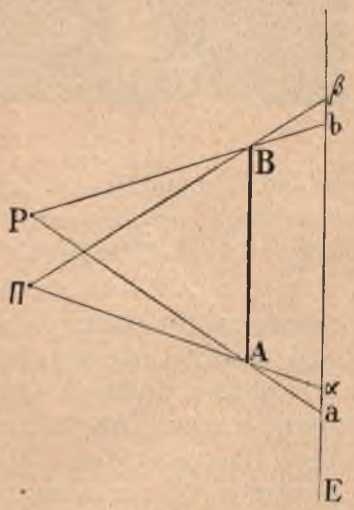
cienia zgadza się zwykle z zasadą prostolinjowego przebiegu świetlnych promieni. Ażeby znaleźć postać cienia C, prowadzimy ze źródła O skrajne promienie, styczne do powierzchni kuli A; cień C jest przecięciem płaszczyzny E z wiązką świetlną wychodzącą z punktu O i obejmującą kulę A ze wszystkich stron.

W pobliżu pionowej, płaskiej ściany pokoju, niezbyt daleko od sufitu, umieśćmy silne świetlne źródło niemal punktowe, np. mocno oświetlony maleńki otwór O znajdujący się w osi pionowo stojącego, nieprzezroczystego, u góry otwartego, walcowatego naczynia (rys. 200). Z otworu O wybiega wiązka świetlna, ku górze rozbieżna; jej oś jest pionowa. Przecięta przez *poziomą* płaszczyznę sufitu, wiązka tworzy plamę świetlną okrągłą; na *pionowej* płaszczyznie ściany obwód plamy świetlnej ma postać hyperboli. Proste to doświadczenie jest ilustracją twierdzenia o prostolinjowem rozchodzeniu się światła, zarazem ilustracją znanej z geometrji, już przez Starożytnych wzniesionej nauki o *przecięciach stożkowych*.



Rys. 200.

Wyobraźmy sobie krążek AB (rys. 201) płaski, okrągły, rozległy, nieprzezroczysty; oświetlamy go światłem wychodzącem z punktu P; na ekranie E tworzy się cień ab. Przypuśćmy, że w pobliżu P umieszczamy drugi punkt świecący Π; na ekranie powstanie drugi cień $\alpha\beta$. Cienie ab i $\alpha\beta$ mają część wspólną, do której światło nie dociera; tę część nazywamy *rdzennym* albo *całkowitym* cieniem. Pozostałe odcinki cieni otrzymują światło z jednego tylko źródła, bądź z P, bądź z Π; mówimy, że panuje w nich *półcień*. Wyobraźmy sobie, że krążek jest oświetlony przez 20 bliskich punktów świecących; pomiędzy cieniem całkowitym a otaczającem jasnem polem ekranu pojawią się rozmaicie stopniowane cienie częściowe. Im bardziej wzrasta liczba punktów świecących, tem większa jest liczba stopniowań między różnemi rodzajami cieni częściowych. Oświetlony przez świecącą powierzchnię, krążek rzuca zatem cień, który od ciemności całkowitego cienia przechodzi w sposób nieprzerwanie *ciągły* w otaczającą jasność oświetlonego ekranu.



Rys. 201.

Krążąc dokoła ziemi, księżyc, ciało nieprzezroczyste, może zasłonić nam część albo całość tarczy słonecznej; mówimy wówczas, że wydarzyło się *zaćmienie słońca*, częściowe lub całkowite. Ślizgając się po powierzchni ziemi z ogromną, przeszło pół kilometra na sekundę wynoszącą prędkością, cień rdzenny księżyca zatacza na niej pas, liczący rzadko ponad 150 km szerokości, niekiedy przeszło 8000 km długości; dopóki cień rdzenny księżyca obejmuje daną miejscowość, trwa w niej całkowite zaćmienie słoneczne. W danym punkcie powierzchni ziemi całkowite zaćmienie słoneczne nie może przeciągnąć się ponad 8 minut, rzadko jednak trwa wiele dłużej niż 3 minuty; w przeciągu zatem jednego stulecia astronomowie mają do rozporządzenia około dwóch ogółem

godzin, w których mogą oglądać owo ważne zjawisko; korzystają też z każdej sposobności, która nastręcza się w sprzyjających, a nawet i zgoła nieprzyjaznych warunkach.

Całkowite zaćmienie słońca jest widowiskiem wspaniałem. Z początku mała, później coraz większa część tarczy słonecznej jest zasłonięta; wreszcie z poza księżyca wygląda tylko sierp cienki promienny. Światło dzienne blednie wyraźnie, przybierając odcień nam obcy, nieco żółciejszy niż zwykły. Nagle dzieje się coś nieoczekiwanego; niebo ciemnieje, pojawiają się na niem gwiazdy; tarczy słońca już wcale nie widać. Cienki pierścień jaśnieje różowo dokoła księżyca; za nim wykwita ogromna, jak srebro połyskująca słoneczna *korona*.

§ 125. O uginaniu się światła.

W nieprzezroczystej zasłonie *Y* wycinamy wąską szczelinę *S* (rys. 202); umieściwszy silne źródło światła poza zasłoną, otrzymujemy po przeciwnej jej stronie wąską, ze szczeliny biegnącą smugę świetlną. Tor tej smugi przecinamy nową zasłoną *Z*,

Rys. 202.

w której znajduje się druga, niezmiernie wąska szczelina *AB*, równoległa do pierwszej. Po przebyciu szczeliny *AB* światło dobiega ekranu *E*, którego odległość jest ogromna w stosunku do szerokości *AB*. Na rys. 202-im, który wyobraża urządzenie doświadczenia w przecięciu poziomem, poprowadźmy proste *SAa*, *SBb*; kierując się zasadą prostolinjowego przebiegu promieni, oczekujemy, że na ekranie *E* zajaśnieje wąski pas świetlny, zawarty między prostemi linjami *a*, *b*. W istocie zjawisko wygląda zgoła inaczej. Plama świetlna na ekranie sięga daleko poza granice *a*, *b*; nie okazuje ona granic ostrych, wyraźnych, co zaś najważniejsza, jest poprzecinana *prążkami*. Jeżeli szczelinę *S* oświetliliśmy światłem białem, prążki są *barwne*; lecz przepuściwszy światło białe przez zabarwioną płytę szklaną, możemy łatwo otrzymać światło np. niebieskie, zielone albo czerwone; wówczas prążki są *ciemne*. Zjawisko wybiega oczywiście poza

zakres, w którym prawo prostolinjowego biegu światła jest ważne. Ażeby się o tem raz jeszcze upewnić, zmniejszamy szerokość szczeliny *AB*, nie zmieniając położenia: źródła *S*, zasłony *Z* ani ekranu *E*. Rozmiary plamy świetlnej na ekranie *E* nie zmniejszają, lecz przeciwnie zwiększają się wówczas.

Opisaliśmy tu prosty przykład zjawiska zwanego *dyfrakcją światła*; odkrył je w XVII-em stuleciu X. Franc. Grimaldi w Bolonji. Newton, który przez długie lata rozmyślał nad wytłumaczeniem zjawisk dyfrakcji, nazywał je *infleksją* światła; w słownictwie polskiem przyjęty jest wyraz *uginanie się* światła, oddający myśl raczej Newtona aniżeli X. Grimaldiego. Do opisu i wytłumaczenia zjawisk uginania się światła powrócimy w XI-ym naszym rozdziale.

Przytaczamy dla ilustracji (rys. 203) obraz dyfrakcyjny, według fotografji wykonanej przez prof. Franklina. Szczelinę *AB* rys. 202-go zastąpiono tutaj przez wąski, wycięty w mosiądzu, otwór trójkątny. Dolna część rysunku odpowiada wierzchołkowi trójkąta, górna podstawie; im węższy jest uginający otwór, tem obraz dyfrakcyjny jest szerszy.

Rys. 203.

Odrzucając ekran *E*, którym posługiwaliśmy się (rys. 202), możemy jeszcze uprościć poprzednie doświadczenie. Miejscu, w którem na ekranie *E* tworzył się obraz dyfrakcyjny, możemy przyglądać się w powietrzu, np. przy pomocy szkła powiększającego.

Przypuśćmy, że wypuszczamy wiązkę świetlną przez bardzo mały otwór, wycięty w nieprzezroczystej zasłonie; zmniejszając rozmiary otworu, nie potrafimy z wiązki wydzielić jednego odosobnionego promienia świetlnego; tym sposobem zmuszamy tylko wiązkę, by zdradziła swój ustrój wewnętrzny, swoją niejednolitą, zawiłą budowę. Tak zwany «promień światła» jest zatem tylko utworem ludzkiej wyobraźni. Pojęciem świetlnych promieni posługuje się *geometryczna optyka*, która (jak nazwa wskazuje) jest rozwinięciem, niejako dalszym ciągiem pewnych rozdziałów geometrji; krótki zarys tej nauki podamy w X-ym rozdziale. Ponieważ optyka geometryczna polega na założeniu prostolinjo-

wego przebiegu świetlnych promieni, może zatem prowadzić do wniosków uzasadnionych tylko w zakresie zjawisk, w którym to założenie jest ważne.

§ 126. Światło i promieniowanie.

Zrozumieliśmy na wstępie niniejszych wywodów, że nasz organ wzrokowy jest *detektorem* pewnego w naturze zjawiska, które (niejako tymczasowo) nazwaliśmy *światłem*. Czy do wykrywania i badania światła nie posiadamy innych detektorów? Wystawiony na działanie światła, papier fotograficzny czernieje; znacznie szybcej jeszcze, pod wpływem światła, przeobrażają się chemicznie substancje, któremi pokryta jest klisza. Światło może zatem wyzwalać chemiczne reakcje. Powiedzmy ostrożniej: *światło jest przykładem zjawiska, które wywołuje chemiczne przemiany.* Takie właśnie zjawisko, którego światło jest objawem, rodzajem, szczególnym przypadkiem, z którego innemi formami splata i wikła się najrozmaicej, fundamentalne to w naturze zjawisko nazywamy *promieniowaniem.*

Komuż nieznane jest promieniowanie słoneczne? Gdy po dokuczliwej zimie rozpoczyna się wiosna, wszystko, co żyje, pragnie ogrzać się w tem promieniowaniu. Ono rozstrzyga o ludzkiem istnieniu; tylko dzięki jego cieplnemu działaniu powierzchnia kuli ziemskiej jest dla nas mieszkalna. Promieniowanie słońca przynosi w sobie energję, która w naszych oczach przeobraża się w ciepło. A ponieważ światło dzienne jest tylko szczególnym przypadkiem i objawem promieniowania słońca, przeto snop słonecznego światła jest również strumieniem energji, która przekształcona, niejako zepsuta, może ukazać się jako ciepło.

Naftowa, gazowa lub elektryczna lampa, podobnie jak słońce, zarazem świeci, ogrzewa i wywołuje zmiany na kliszy fotograficznej; nawet zdaleka działa ona na wrażliwy termoskop, naprzykład na bardzo czuły rtęciowy termometr, którego naczyńko zzewnątrz pokryliśmy sadzą. Inaczej zachowuje się piec mocno rozgrzany; w niejakiej odległości od pieca, nie dotykając go ręką, czujemy, że grzeje, co też zdradza natychmiast każdy termoskop; ale w ciemności pieca nie dostrzegamy; nie możemy go odfotografować w ciemności na zwyczajnej kliszy, którą posługują się pospolicie fotografowie. Istnieją zatem rodzaje promieniowania, których nie możemy wykryć wzrokiem ani uchwycić

na zwyczajnej kliszy; ale i one wiodą ze sobą strumienie energji, które, po zdegradowaniu na ciepło, wykazuje termometr.

Przez cienki drut platynowy pozwólmy płynąć elektrycznemu prądowi. Drut z początku nie świeci, w ciemności nie dostrzegamy go wcale; ale wrażliwy termoskop, umieszczony w sąsiedztwie, zdradza płynące z drutu promieniowanie. Lecz owóż drucik poczyna świecić; żarzy się najprzód ciemno-czerwono, jak wiśnia, niebawem żółtawo jaśnieje, wreszcie rozżarzony jest «do białości». Przekonywamy się tutaj, jak blisko zespolone jest światło z innemi gatunkami promieniowania, od których objektywnie, w naturze, nie odcina się ostrą granicą Powtarzamy: światło jest szczególną odmianą *promieniowania*, najprostszego może fenomenu w naturze, który w jej mechanizmie gra rolę najpierwszą.

Fenomen ten rozgrywa się w *próżni*. Piec mocno ogrzany *nie* grzeje dłoni naszej dzięki przewodnictwu powietrza; jak wiemy z § 102-go tomu II-go, obecność powietrza nie pomaga, raczej tylko przeszkadza promieniowaniu. Drucik platynowy lub włókienko żarówki promieniuje również i w próżni; przez próżnię niebios biegnie ku nam bez przerwy promieniowanie słońca oraz niezliczonych gwiazd, które są także słońcami. Siedzibą promieniowania nie jest zatem materja lecz próżnia.

Jako przykłady przyrządów mogących wykrywać różne gatunki promieniowania wymieniliśmy oko ludzkie, kliszę fotograficzną, wrażliwy termoskop. Zdolne do fluorescencji substancje, jak wiemy z rozdz. VIII-go, mogą być również detektorami promieniowania. Wyobraźmy sobie niewielką bańkę szklaną (rys. 204), w której znajduje się pewna ilość potasu albo sodu albo aljażu potasu i sodu; ponad powierzchnią metalu panuje w bańce próżnia wysoka, niemal doskonała. Dwie elektrody są wtopione do bańki; dodatnia wkracza w próżnię, ujemna prowadzi do metalu. Umieszczamy najprzód bańkę w ciemności i łączymy jej elektrody z biegunami elektrycznej baterji, wprowadzając zarazem do obwodu wrażliwy galwanometr; obwód ten jest przerwany w bańce przez próżnię, prąd zatem nie krąży. Lecz skoro na powierzchnię metalu pada światło, prąd elektryczny zaczyna płynąć. Zjawisko tak się odbywa, jak gdyby z powierzchni metalu promieniowanie uwalniało elektrony, które, odepchnięte przez ujemny ładunek, wybiegają w próżnię i przenoszą prąd elektryczny. Prosty przyrząd, który tu opisaliśmy, t. zw. *fotoelektryczna komórka*, może służyć dogodnie do wykrywania niektórych odmian promieniowania; o innych detektorach promieniowania wspomnimy w dalszym ciągu wykładu.

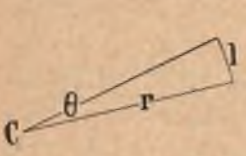
Rys. 204.

Nazwaliśmy światło szczególnym przykładem promieniowania; wobec różnorodnych, niezmiernie rozgałęzionych faktów promie-

niowania, zakres właściwej *optyki*, ograniczony możnością ludzkiego *widzenia*, wydaje się szczupły. A jednak ten szczegół, owo *widzialne* albo *świetlne promieniowanie* jest znów, samo w sobie, bezmiernie zawiłym splotem wydarzeń. Poznanie tej prawdy zawdzięczamy Newtonowi. Newton pierwszy zrozumiał, że światło niezawsze jest jednolite; że owszem istnieją rozmaite *odmiany i rodzaje światła.* Światło dzienne (lub, jak mówi się nieraz, «białe») jest zespołem, jak zobaczymy, wielu prostszych odmian światła; każde sztuczne światło, wytwarzane przez płomień lub lampę, jest przypadkowe i zmienne, albowiem skład jego może być rozmaity. Stałe, niezmienne, *proste* są pewne rodzaje światła, które wydają nam się *barwne*; nazywamy je *jednobarwnemi (monochromatycznemi)* rodzajami światła. W rozdziale XII-ym dowiemy się, jak możemy wykrywać i badać owe pierwotniejsze, trwalsze gatunki świetlnego promieniowania.

§ 127. O mierzeniu kątów płaskich i przestrzennych.

Przypominamy niektóre elementarne wiadomości geometryczne. Gdy w planimetrji mamy zmierzyć kąt płaski θ, którego wierzchołek znajduje się w punkcie C (rys. 205), zataczamy dokoła C obwód koła dowolnym promieniem r; za miarę kąta θ uważamy stosunek l/r długości l łuku, odpowiadającego kątowi θ na obwodzie koła, do długości r promienia. Mamy zatem

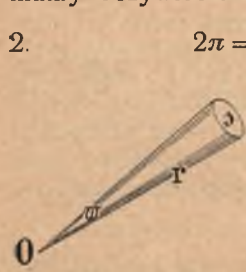


Rys. 205.

$$1. \qquad r\theta = l.$$

Jednostką kąta płaskiego jest kąt płaski, dla którego $l = r$; kąt ten nazywamy *radjanem* $\mathcal{R}$. Rozumiejąc przez π wielkość 3.141... $\mathcal{R}$, mamy oczywiście

$$2. \qquad 2\pi = 360^\circ \quad \text{skąd} \quad \mathcal{R} = 57^\circ 17' 44{\cdot}8''.$$



Rys. 206.

Postępujemy podobnie w stereometrji, gdy pragniemy zmierzyć kąt przestrzenny ω otworu stożka wybiegającego z punktu O (rys. 206). Dokoła O zataczamy powierzchnię kulistą dowolnym promieniem r; za miarę kąta ω uznajemy stosunek s/r^2 rozległości s powierzchownego elementu, wy-

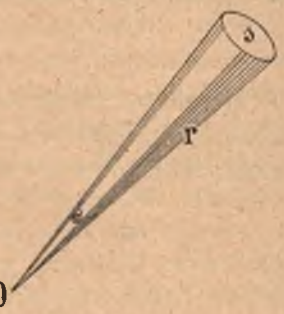
ciętego przez stożek na powierzchni kuli, do kwadratu r^2 promienia. Mamy zatem

3. $$r^2\omega = s.$$

Jednostką przestrzennego kąta jest kąt przestrzenny, dla którego $s = r^2$; kąt ten nazywamy *stereoradjanem* $St\mathcal{R}$. Rozumiejąc odtąd przez π wielkość 3·141... $St\mathcal{R}$, powiadamy: suma wszystkich kątów przestrzennych, które można zbudować dokoła punktu, wynosi 4π; suma wszystkich kątów przestrzennych, które można zbudować po jednej stronie płaszczyzny, dokoła leżącego na niej punktu, wynosi 2π.

§ 128. *Ważniejsze fotometryczne pojęcia.*

Wyobraźmy sobie punkt świecący czyli punktowe źródło światła O (rys. 207); ze źródła tego płynie świetlne promieniowanie, które wzbudza w nas wrażenia wzrokowe. Badamy ilości energji, które niesie w sobie promieniowanie świetlne źródła O. Budujemy stożki wychodzące z punktu O, o bardzo małych kątach ω otworu. Stosunek świetlnej energji wysłanej ze źródła O, w kierunku stożka ω, w przeciągu okresu t czasu, do długości t tego okresu nazywamy *strumieniem świetlnym* f płynącym w ciągu okresu t, z punktu O, w kierunku stożka ω. Posługując się pojęciem *dzielności*, które znamy z § 72-go tomu I-go, możemy powiedzieć, że strumień świetlny f jest dzielnością, z jaką źródło O wytwarza promieniowanie świetlne, w kierunku stożka ω, w uważanym okresie t czasu.



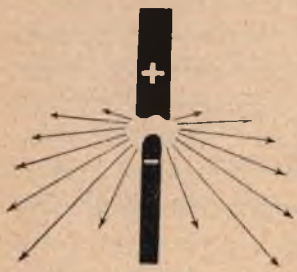
Rys. 207.

Natężeniem źródła O w kierunku stożka ω nazywamy stosunek strumienia f do kąta przestrzennego ω. Oznaczając przez i natężenie źródła O w kierunku stożka ω, mamy zatem

1. $$f = \omega i.$$

Badając promieniowanie źródeł światła, przekonywamy się nieraz, że natężenia i źródła, utworzone w różnych kierunkach przestrzeni, są *nie*jednakowe; naprzykład krater węglowej lampy elektrycznej łukowej (rys. 208) wysyła w pewnych (względem

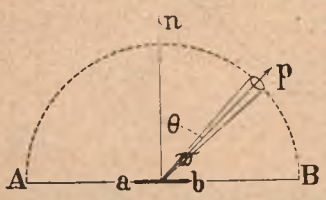
osi lampy) kierunkach silniejsze, w innych słabsze świetlne strumienie; w tym zatem razie natężenie i zależy od kierunku, w którym dążą idące do oka promienie. Jeżeli wartość natężenia i jest *niezależna* od kierunku promieni, mówimy, że promieniowanie świetlne źródła jest *jednostajne*; samo źródło w tym szczególnym przypadku nazywamy dla zwięzłości *jednostajnem*. Gdy źródło jest jednostajne, wartość natężenia i wypada zawsze ta sama, bez względu na to, jak znaczny jest kąt ω otworu stożka, w którym śledzimy promieniowanie. Oznaczmy zatem przez F sumę strumieni f utworzonych we wszystkich stożkach, które można zbudować dokoła jednostajnego punktowego źródła O; F będzie *całkowitym* świetlnym strumieniem płynącym z jednostajnego źródła O we wszystkich kierunkach; otrzymamy z (1):



Rys. 208.

$$2. \qquad F = 4\pi i.$$

Rzeczywiste źródła świetlne nie bywają punktowe, mają zawsze skończone rozmiary; ale pojęcia strumienia świetlnego i natężenia źródła możemy utworzyć i w tym ogólniejszym przypadku. Wyobraźmy sobie niezmiernie mały element ab powierzchni świecącej AB (rys. 209); przypuśćmy, że rozległość s tego elementu jest tak mała, że wszystkie jego punkty możemy uważać za jednakowo świecące. Poprowadźmy normalną n do elementu ab; z którego-kolwiek jego punktu wyprowadźmy stożek o kącie ω otworu i przypuśćmy, że oś p tego stożka tworzy kąt θ z normalną n. Rozumiejąc znowu przez f strumień świetlny płynący przez stożek ω, stosunek f/ω, jak poprzednio, nazywamy *natężeniem* i źródła w kierunku stożka ω. Natężenie to i jest naogół zależne od kąta θ, który z normalną n tworzą idące do oka promienie.



Rys. 209.

Przypuśćmy, że jakiekolwiekbądź źródło wysyła strumień świetlny f w kierunku stożka ω; przypuśćmy, że strumień ten przepływa przez element, rozległości s, który stożek ω wycina w powierzchni kulistej, zatoczonej promieniem r dokoła wierz-

chołka stożka. Stosunek f/s nazywamy wówczas *oświetleniem*, które element s zawdzięcza promieniowaniu źródła. Rozumiejąc przez e oświetlenie elementu s, piszemy zatem

3. $$f = es.$$

Porównawszy obecne równania (1) i (3) z formułą (3) poprzedzającego artykułu, łatwo widzimy, że

4. $$i = er^2.$$

§ 129. *Jednostki fotometryczne.*

W artykule poprzednim ustanowiliśmy określenia ważniejszych fotometrycznych wielkości; pragniemy jeszcze objaśnić, jakiemi *jednostkami* możemy je mierzyć. Strumień f jest dzielnością; teoretyczną jednostką świetlnych strumieni jest zatem np. erg/sek, albo też watt, albo jednostka HP i t. p. (§ 72 tomu I-go). Lecz gdybyśmy próbowali posługiwać się temi jednostkami w codziennych fotometrycznych pomiarach, natrafilibyśmy na znaczne trudności i zostalibyśmy doprowadzeni do wyników niepewnych. Jakkolwiek zasadniczem fotometrycznem pojęciem jest pojęcie świetlnego strumienia, w praktycznej jednakże sztuce fotometrji jednostką pierwotną nie jest jednostka strumienia lecz jednostka natężenia. Za jednostkę natężeń różnych źródeł światła wybieramy w praktycznej fotometrji natężenie pewnego *świetlnego wzorca* czyli oznaczonego i odtwarzalnego źródła światła. Według obowiązującej od 1909 r. międzynarodowej umowy, praktyczną jednostką natężenia jest t. zw. *świeca międzynarodowa*, w skróceniu ℭ (od ang. wyrazu *candle*, świeca).

Wyobraźmy sobie 1 cm² powierzchni stopionej platyny, w temperaturze krzepnięcia; natężenie tego wzorca, w kierunku normalnej do powierzchni, stanowi t. zw. *jednostkę Violle'a*; świeca międzynarodowa ma być równa w zasadzie jednej dwudziestej części jednostki Violle'a. Ponieważ odtworzenie tej jednostki jest kłopotliwe, główne zakłady metrologiczne różnych państw i krajów ustanowiły warunki, którym czynić zadosyć powinny pospolite źródła świetlne czyli lampy, ażeby ich natężenie pozostawało do 1 ℭ w prostym, wiadomym stosunku. Naprzykład, używana we Francji olejna lampa Carcela, gdy jest czynna według przepisu, winna okazywać natężenie 9·6 ℭ; lampa niemiecka Hefner-Altenecka (t. zw. *HK*), spalająca octan amylowy. powinna mieć: $i = 0{\cdot}90$ ℭ; angielska lampa pentanowa Vernon Harcourta powinna spełniać warunek $i = 10$ ℭ.

Jednostką strumieni świetlnych jest *lumen*, w skróceniu £; jej określenie jest następujące: gdy natężenie źródła wynosi 1 świecę międzynarodową, strumień z tego źródła płynący, który wypełnia stożek o kącie otworu równym 1 stereoradjanowi, wynosi 1 lumen. Podług równania (1) § 128-go możemy napisać

1. $$1\,£ = 1\,St\,\mathfrak{R} \times 1\,\mathfrak{C}.$$

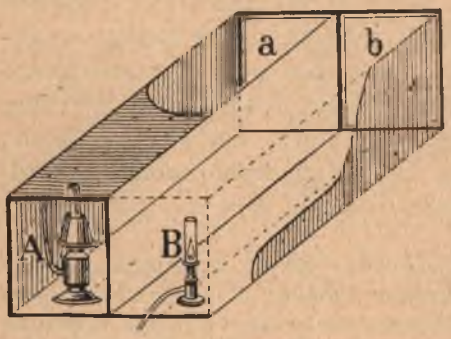
Gdy całkowity strumień F, wysyłany we wszystkich kierunkach przez źródło punktowe jednostajne, wynosi $4 \times 3{\cdot}141 \ldots$ £, natężenie źródła, podług wzoru (2) § 128-go, wynosi 1 $\mathfrak{C}$.

Jednostką oświetleń jest *fot*. Gdy przez element powierzchowny s (rys. 207), którego rozległość wynosi 1 cm², przepływa strumień f równy 1 £, oświetlenie elementu wynosi 1 fot. Z równania (3) § 128-go wnosimy, że

2. $$1\,£ = 1\ \text{fot} \times 1\ \text{cm}^2.$$

§ 130. Fotometry; blask powierzchni; prawo Lamberta.

Organ nasz wzrokowy jest bardzo wrażliwy na *różnicę* dwóch oświetleń, ale zgoła nie umie uchwycić ich ilościowego *stosunku*. Do takiego charakteru naszych ocen wzrokowych stosujemy się, budując *fotometry*. Wyobraźmy sobie szybę szklaną matową, złożoną z dwóch części *a*, *b* (rys. 210); każda z tych części stanowi jedną ze ścian skrzynek prostopadłościennych, których pozostałe ściany są pokryte czarną farbą. W skrzynce *a* znajduje się lampa *A* służąca za wzorzec natężeń; w skrzynce *b* umieszczamy źródło świetlne *B*, którego natężenie mamy zmierzyć. Przypuszczając, że obadwa źródła świecą przybliżenie jak punkty i że rozległość powierzchni *a* i *b* jest nieznaczna, kładziemy podług twierdzenia (4) § 128-go:



Rys. 210.

1. $$i_a = e_a r_a^2; \quad i_b = e_b r_b^2$$

gdzie oczywiście r_a i r_b oznaczają odległości: A od a oraz B od b. Zmieniając te odległości, możemy sprawić, iż oświetlenia e_a i e_b stają się jednakowe; zmysł wzroku powiadamia nas dokładnie, kiedy taka zgodność została osiągnięta. Jeżeli zatem

2. $$e_a = e_b, \quad \text{wówczas} \quad i_b : i_a = r_b^2 : r_a^2;$$

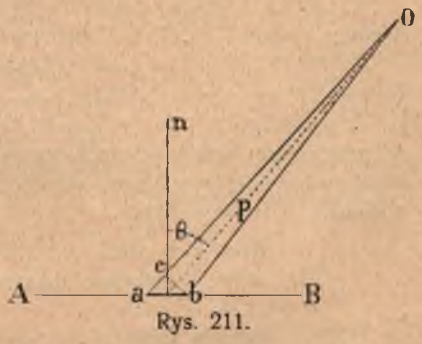
możemy zatem znaleźć wartość stosunku $i_b : i_a$.

Przy pomocy fotometrów, których zasadę tu ogólnikowo wskazaliśmy, można wyznaczyć natężenie każdego źródła światła. Przytaczamy dla ilustracji natężenia pospolitszych źródeł, czynnych w zwykłych warunkach domowego oświetlenia; wartości te są średnie i zgoła przybliżone.

Świeca parafinowa (niemiecka)	$i = 1{\cdot}0$ Ⓒ
świeca spermacetowa (angielska)	$1{\cdot}0$ Ⓒ
świeca stearynowa (francuska)	$1{\cdot}3$ Ⓒ
lampa acetylenowa (6 litrów na godzinę)	około $5{\cdot}5$ Ⓒ
lampa naftowa (40 gr na godzinę)	„ 11 Ⓒ
tantalowa lub wolframowa żarówka	„ 25 Ⓒ
torowo-cerowy palnik Auera	„ 80 Ⓒ
neonowa lampa Claude'a	„ 800 Ⓒ
łuk elektryczny w powietrzu (el. węglowe) . .	od 300 do 1000 Ⓒ

Według zdania lekarzy, oświetlenie karty książki lub zeszytu, gdy czytamy, piszemy lub rysujemy, nie powinno być słabsze niż 0·004 ani silniejsze niż 0·008 fota. Przy drobiazgowej robocie oświetlenie może być nieco silniejsze niż przy czytaniu; zwykłe natomiast oświetlenie ścian w pokoju powinno być znacznie słabsze. Bezpośrednie oświetlenie słoneczne muru pokrytego zaprawą wapienną dochodzi u nas do 1 fota; oświetlenie papieru białego w tych samych warunkach jest około 4 razy silniejsze; oświetlenie przez księżyc w pełni jest około 100000 razy słabsze aniżeli słoneczne. Przytoczone przykłady pozwalają zdać sobie sprawę z wartości fotometrycznych jednostek, które przyjęliśmy w powyższym wywodzie.

Jak w § 128-ym, wyobraźmy sobie jeszcze raz świecącą powierzchnię AB (rys. 209); rozumiejmy, jak dawniej, przez s rozległość elementu ab tej powierzchni. Przypuśćmy, że oko znajduje się w O (rys. 211) i obejmuje element ab stożkiem aOb promieni. Rzut bc elementu ab na płaszczyznę prostopadłą do osi p stożka ma oczywiście rozległość $s \cos\theta$, gdzie θ, jak dawniej, jest kątem, który oś p tworzy z normalną n poprowadzoną do elementu ab. Oznaczając przez i, jak w § 128, natężenie elementu ab w kierunku p, nazywamy stosunek i do $s \cos\theta$ *blaskiem* E elementu; mamy zatem



Rys. 211.

3. $$i = Es \cos\theta.$$

Jeżeli f oznacza znów strumień świetlny płynący z ab przez stożek, którego osią jest p, kąt zaś otworu wynosi ω, mamy $f = \omega i$, zatem

4. $$f = Es\omega \cos\theta.$$

Badając świetlne promieniowanie niektórych powierzchni (zwłaszcza matowych i szorstkich powierzchni ciał nieprzezroczystych), przekonywamy się nieraz, że blask E ich elementów *nie* jest zależny od kąta θ, który z normalną n tworzą idące do oka promienie; gdy powierzchnia czyni zadosyć takiemu warunkowi, mówimy, że jej świetlne promieniowanie zgadza się z *prawem Lamberta*. Przypuśćmy, że powierzchnia AB (rys. 209) promieniuje stosownie do prawa Lamberta; załóżmy dla uproszczenia, że jest pozioma i płaska. Na powierzchni AB uważamy znów element ab, rozległości s i budujemy wszystkie stożki ω, które, wybiegając z ab, wypełniają obszar leżący ponad AB. Rozumiejąc przez F sumę strumieni f płynących przez wszystkie te stożki czyli całkowity, z elementu ab płynący strumień świetlny, mamy podług równania (4):

5. $$F = Es \times (\text{suma wszystkich } \omega\cos\theta \text{ ponad } AB);$$

istotnie bowiem ani s ani też, według założenia, E nie są od θ zależne. W stojącej tu (w nawiasie) sumie kąt θ zmienia się od 0° do 90°, dostawa $\cos\theta$ zmienia się zatem od 1 do 0, średnia jej wartość wynosi $\frac{1}{2}$; ponieważ suma wszystkich ω ponad AB wynosi 2π (§ 127), przeto suma w nawiasie wynosi π; otrzymujemy zatem

6. $$F = \pi Es.$$

Jednostką blasku jest *lambert*, w skróceniu ℓ; określenie tej jednostki przyjmujemy następujące. Wyobraźmy sobie powierzchnię, której promieniowanie ulega prawu Lamberta; z powierzchni tej wyosobnijmy w myśli element rozległości 1 cm²; gdy całkowity strumień świetlny płynący z elementu wynosi 1 lumen, blask elementu wynosi 1 lambert. Według równania (6) mamy

7. $$1\,\ell = \frac{1\,\mathfrak{L}}{\pi \times 1\text{ cm}^2}.$$

Według równań (1) i (2) § 129-go mamy również:

8. $$1\,\ell = \frac{1\,\mathfrak{C}}{3{\cdot}141\ldots\text{cm}^2} = \frac{1}{\pi}\text{ (1 fot)}.$$

W następującej tablicy przytaczamy średnie, zgoła przybliżone wartości blasku E niektórych źródeł świetlnych; wartości te w wielu razach wskazują tylko rząd wielkości uważanego blasku.

Księżyc w pełni	$E = 1{\cdot}2\ \ell$
niebo, w południe pogodnego dnia	$1{\cdot}2\ \ell$
płomień świecy	$1{\cdot}2\ \ell$
płomień gazowy	od 1 do 4 ℓ
płomień naftowy	od 2 do 10 ℓ
palnik Auera	14 ℓ
płomień acetylenowy płaski	18 ℓ
stopiona platyna krzepnąca	62 83 ℓ

pasemko elektrycznej żarówki . . od 250 do 500 ℓ
krater lampy elektr. łukowej . od 50000 do 100000 ℓ
słońce w zenicie (poprzez atmosferę) około 500000 ℓ
słońce poza granicami atmosfery . około 1000000 ℓ.

Normalne oko ludzkie przestaje dostrzegać świecącą powierzchnię, gdy jej blask jest mniejszy niż 10^{-9} ℓ; znikomo mała wartość tej dolnej granicy (t. zw. *progu wrażliwości* oka) świadczy, jak nadzwyczajnie czuły jest nasz zmysł wzroku. *Oślepiającym* nazywamy przeciwnie blask przekraczający granicę 50 ℓ; w okolicy takiego blasku oko przestaje należytym sposobem być czynne. Dla przykładu przytaczamy, że najskuteczniejszą obroną od wywiadowczych poszukiwań lotniczych są, w porze nocnej, silne lampy elektryczne zaopatrzone w reflektory.

§ 131. *Prędkość światła zmierzona w przestworzu niebieskiem.*

Wyobraźmy sobie, że w miejscu A (rys. 212), w odstępach czasu dokładnie jednogodzinnych, strzelają z armaty; z uderzeniem np.

Rys. 212.

godziny 12-ej, 1-ej, 2-ej i t. d. rozlega się huk wystrzału. Przypuśćmy z początku, że obserwator jest *nieruchomy* i znajduje się w miejscu P; słyszy on strzały w chwilach

1. godz. 12-ta $+ AP/v$, godz. 1-sza $+ AP/v$ i t. d.,

gdzie v oznacza prędkość rozchodzenia się głosu w powietrzu (§ 74 tomu II-go); kolejne strzały słyszy więc w odstępach również jednogodzinnych. Inaczej dzieje się, gdy obserwator jest *w ruchu*. Przypuśćmy, że w czasie między godz. 12-tą a 1-szą obserwator z miejsca P przenosi się do miejsca Q *bliższego* armaty A; kolejne strzały słyszy on w chwilach

2. godz. 12-ta $+ AP/v$, godz. 1-sza $+ AQ/v$ i t. d.;

pomiędzy usłyszeniem 1-go i 2-go wystrzału upływa zatem dla obserwatora czas

3. $$1 \text{ godzina} + \frac{AQ - AP}{v} = 1 \text{ godzina} - \frac{PQ}{v}$$

krótszy o PQ/v niż odstęp jednogodzinny, w istocie oddzielający strzał 2-gi od 1-go. Przypuśćmy przeciwnie, że w czasie między godz. 12-tą a 1-szą obserwator z miejsca P posuwa się do miejsca R *dalszego* od armaty A; kolejne strzały słyszy on w tym razie w chwilach

4. godz. 12-ta $+ AP/v$, godz. 1-sza $+ AR/v$ i t. d.,

wydaje się zatem obserwatorowi, że pomiędzy 1-ym a 2-im wystrzałem upływa czas

5. $$= 1 \text{ godzina} + \frac{AR - AP}{v} = 1 \text{ godzina} + \frac{PR}{v}$$

dłuższy o PR/v niż odstęp rzeczywisty, jednogodzinny.

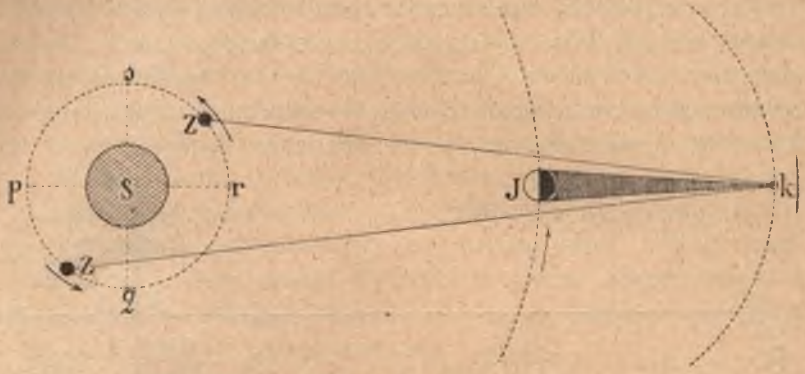
Załóżmy, że prędkość v głosu w powietrzu (w 15° C) wynosi 340 m/sek; przypuśćmy, że w przeciągu godziny obserwator zbliża się o 1700 m ku źródłu A głosu lub też oddala się w tym samym czasie o 1700 m od źródła A. Okres zjawiska skraca się wówczas dla obserwatora o 5 sekund w pierwszym przypadku, przedłuża się dla niego o 5 sekund w przypadku drugim.

Rozważaliśmy tu w istocie zagadnienie, którem zajmowaliśmy się w § 82-im tomu II-go, pragnąc zrozumieć treść t. zw. twierdzenia Dopplera. Cogodzinne strzały pochodzące z A są *perjodycznem* zjawiskiem, podobnie jak drganie gwizdawki lub dzwonka. Gdy zbliżamy się ku źródłu perjodycznego zaburzenia, wydaje nam się, że okres zaburzenia stał się krótszy, że jego częstość wzrosła; gdy oddalamy się od źródła, doznajemy wrażeń przeciwnych.

Przypuśćmy, że wykonano opisane doświadczenie; obserwator mierzy odległości PQ lub PR, o które sam się przemieszcza i zapisuje odstępy czasu *pozornie* upływające pomiędzy sygnałami; z takich spostrzeżeń, jak widzieliśmy, może wyliczyć wartość v prędkości, z jaką głos biegnie w powietrzu. Od wieków przed naszemi oczyma dokonywa się doświadczenie podobne; wykonywa je sama przyroda w olbrzymim układzie, do którego nasza planeta należy. W układzie słonecznym odbywają się różne perjodyczne zjawiska; dochodzą nas od nich nie akustyczne lecz *optyczne* sygnały; na poruszającej się ziemi okresy takich sygnałów wydają nam się napozór *zmienione*; badając te zmiany, możemy obliczyć prędkość, z jaką światło przebiega puste międzyplanetarne przestworze. Śmiałą tę myśl powziął w r. 1675-ym słynny paryski astronom Dom. Cassini; duńczyk zaś Olof Römer, również wówczas w Paryżu zamieszkały, zastosowawszy ją do spostrzeżeń nad zaćmieniami księżyców Jowisza, zrozumiał

istotnie w r. 1676-ym, po raz pierwszy w dziejach, jaka jest prędkość światła biegnącego w próżni.

Na rys. 213-ym *S* wyobraża słońce, *Z* kulę ziemską, *J* planetę Jowisz, *k* jeden z pomiędzy księżyców Jowisza; odbywa się właśnie zaćmienie tego satellity. Dokoła Jowisza krąży, o ile wiemy dotychczas, dziewięć księżyców; prawdziwe okresy obiegu czterech najważniejszych wynoszą około 42, 85, 172 oraz 401 godzin; dzięki zaćmieniom, których księżyce te doznają, możemy dostrzegać, stosunkowo dosyć dokładnie, ich pozorne okresy obiegu. Pozorne te okresy, jak



Rys. 213.

wiemy, muszą nam na ziemi wydawać się perjodycznie zmienne. Gdy ziemia zatacza część *pqr* swej rocznej dokoła słońca orbity, wydaje nam się, że okresy obiegów się skracają; gdy ziemia przebiega część *rsp* rocznej orbity, doznajemy wrażenia, że okresy wydłużają się. Średnicę orbity ziemi, czyli odległość *pr* (rys. 213) światło przebywa w przeciągu czasu wynoszącym około 16 minut i 37 sekund; pozorna *chwiejność* okresów obiegu księżyców Jowisza nie może zatem być znaczna w stosunku do (wyżej przytoczonych) długości tych okresów, lecz winna być pewnie dostrzegalna; co też istotnie się sprawdza. Z pozornej chwiejności okresów obiegu księżyców Jowisza *możemy* zatem wyprowadzić prędkość światła w próżni. Powinniśmy jednak o tem pamiętać, że rzeczywiste zjawisko jest znacznie zawilsze niż mogłoby wydawać się na zasadzie rys. 213-go: zaćmienia księżyców Jowisza nie są przecież nagłe, błyskawiczne, orbita ziemska nie jest kołowa i t. d. Nie wchodząc w rozbiór zagadnienia, przytaczamy jedynie, iż, według długoletnich spostrzeżeń amerykańskich opracowanych przez prof. Samsona, metoda Cassiniego i Römera prowadzi do następującego wyniku: prędkość *c* rozchodzenia się światła w próżni wynosi

$$c = 299824 \text{ km/sek.}$$

Prędkość światła w próżni jest zatem olbrzymia, lecz (jak już zauważyliśmy w § 101-ym) *jest skończona*. Za czasów Cassiniego i Römera twierdzenie to było sprzeczne z poglądami filozofów, zwłaszcza Kartezjusza; dzisiaj należy do najważniejszych podstaw całej naszej nauki.

§ 132. Prędkość światła zmierzona na ziemi.

We Florencji, w XVII wieku, pod rządami Medyceuszów, kwitły umiejętności; w roku 1657 powstała tam akademja doświadczalnego badania, *Accademia del Cimento*, której członkowie wspólnie przedsiębierali rozmaite poszukiwania i próby; pomiędzy wielu innemi, usiłowali także rozwiązać pytanie, czy prędkość rozchodzenia się światła można zmierzyć na ziemi. Dwóch obserwatorów, *A* i *B*, umieszczono porą nocną, w dość znacznej odległości od siebie. Odsłaniając nagle lampę, w którą był zaopatrzony, obserwator *A* w chwili *t* wysyłał sygnał świetlny I; spostrzegłszy ten sygnał, *B* wysyłał natychmiast sygnał II; obserwator *A* miał zauważyć, czy dostrzega sygnał II w chwili,

Rys. 214.

powiedzmy $t + \tau$, nieco późniejszej niż t. Taką myśl doświadczenia podał był (nieżyjący już wówczas) Galileusz; możemy dziś łatwo zrozumieć, że w tak prostej postaci była niewykonalna. Jeżeli odległość AB wynosiła np. 3000 m, odstęp czasu τ równał się jednej stotysięcznej części sekundy; tak krótkiego odstępu czasu niepodobna uchwycić; znacznie dłużej trwa okres, który, dla najczujniejszego obserwatora, oddziela odebranie wzrokowego wrażenia od wyzwolonego przez nie ruchu ręki. Powtarzamy raz jeszcze: myśl Galileusza była niewykonalna; ale w dwieście lat później uczony francuski Fizeau tak ją rozwinął i tak ją ulepszył, że stała się zasadą pierwszej, do dziś dnia cennej metody mierzenia prędkości światła w warunkach ziemskich doświadczeń.

Wyobraźmy sobie, iż w miejscowości *A* (rys. 214), z silnego źródła *L*, przez mały otwór *s* wycięty w nieprzezroczystej zasłonie, wybiega wąska świetlna wiązka; na rys. 214-ym podano przebieg

jednego tylko (środkowego) promienia tej wiązki. Wiązka uderza najprzód o płytkę szklaną S; po części przez nią przenika, po części się od jej powierzchni odbija. Odbita wiązka biegnie po linji prostej w kierunku SZ, ku zwierciadłu Z znajdującemu się w innej miejscowości B; ponownie odbita od Z, powraca do płytki S, przez którą znowu po części przenika, docierając do oka O obserwatora. Wyobraźmy sobie, że w pobliżu S umieszczono koło zębate K, którego płaszczyzna, prostopadła do promienia SZ, jest przez ten promień przecięta. Załóżmy z początku, że koło K jest *nieruchome*. Jeżeli promień SZ biegnie między dwoma sąsiadującemi ze sobą zębami koła, w oddzielającej je przerwie, obecność koła nie przeszkadza przebiegowi wiązki; obserwator O dostrzega obraz otworu s, przez który otrzymuje z L światło. Jeżeli promień SZ trafia ząb koła, obraz znika; O mógłby wówczas otrzymać tylko światło odbite od powierzchni zęba, czemu jednak zapobiec jest bardzo łatwo. Wyobraźmy sobie teraz, że *koło zębate K kręci się szybko dokoła swej osi.* Przypuśćmy, że dążąca z S do Z wiązka świetlna przebiega w pewnej chwili t przez środkowy punkt p przerwy oddzielającej dwa sąsiednie zęby (rys. 215). Oznaczając przez l odległość KZ (rys. 214), prędkość zaś światła (w obecnym przypadku, w powietrzu) przez c, powiadamy, że w powrotnej swej drodze wiązka przecina płaszczyznę koła w chwili $t + 2l/c$, późniejszej o $2l/c$ niż chwila t przejścia przez punkt p. Ale w przeciągu tego odstępu czasu koło wykręca się o pewien kąt, przypuśćmy np. o kąt ϑ (rys. 215); trafiając wówczas środkowy punkt q zęba, powracająca wiązka zostaje wstrzymana i obraz otworu s znika. Jeżeli T jest okresem obrotu koła, prędkość kątowa obrotu wynosi $2\pi/T$; według § 10 go tomu I-go mamy wówczas

Rys. 215.

$$1. \qquad \vartheta = 4\pi l/cT.$$

Znając wartość l, T oraz ϑ, możemy obliczyć c.

Przypuśćmy, i przyśpieszyliśmy obrotowy ruch koła, tak iż kąt przebiegany w czasie $2l/c$ powiększył się w dwójnasób; wiązka, która z S do Z dążąc, przebiegła przez punkt p, trafia teraz płaszczyznę koła w punkcie r (rys. 215) w drodze powrotnej; gdy prędkość obrotu została zdwojona, obraz otworu s ukazuje się znowu.

Z powyższego opisu widzimy, jak Fizeau umiał genjalnie rozwiązać zadanie, które Galileusz był tylko podał do pokonania swoim następcom. Zamiast obserwatora A w doświadczeniu Galileusza mamy tutaj koło zębate K; odsłaniając wiązce świetlnej drogę swobodną, wysyła ono, jak wyrażaliśmy się wyżej, sygnał I. Zamiast obserwatora B, mamy zwierciadło Z; odbijając wiązkę, wysyła ono, jak mówiliśmy, sygnał II bezzwłocznie, nieporównanie sprawniej niż mięśnie ludzkie byłyby to mogły uczynić. Gdy sygnał II powraca do koła K, dokonane tymczasem wykręcenie się koła jest miarą odstępu, który oznaczyliśmy przez τ w opisie planu Galileusza. Doświadczenie, jak je Fizeau wykonał, odbywa się automatycznie; wzrok obserwatora nadzoruje tylko przebieg zjawiska.

W opisie podaliśmy zarys metody ogólnikowy, najgrubszy; w wykonaniu (po raz pierwszy w r. 1849-ym, pomiędzy Suresnes a Montmartre, w odległości 8633 m) plan doświadczenia natrafiał na tak znaczne trudności, iż Fizeau nie przywiązywał wagi do otrzymanego wyniku. Mimo to niepowodzenie, dokonanemu dziełu nie możemy odmówić podziwu Pomiędzy zębami koła wytworzyć mały punkcik świecący, biegnącą zeń wiązkę rzucić na odległość blisko 9 km, zmusić ją do powrotu do miejsca, z którego została wysłana, było to już sprawą nadzwyczajnej zręczności. Pomiędzy 1874 a 1878 r. A. Cornu powtórzył doświadczenie, wprowadzając wiele ulepszeń. W ostatecznych pomiarach (między Obserwatorjum a Montlhéry, $l = 22910$ m) Cornu otrzymał, jako prędkość światła w próżni:

2. $$c = 300400 \text{ km/sek.}$$

Posługując się również metodą *zębatego koła*, Perrotin w Nizzy znalazł w r. 1904:

3. $$c = 299880 \text{ km/sek.}$$

Niemniej pomysłową (ale i niemniej trudną w wykonaniu) metodę mierzenia prędkości rozchodzenia się światła podał Foucault w r. 1862; w tem doświadczeniu światło miało do przebycia odległość wynoszącą już tylko 40 m. Wartość liczbowa prędkości c, którą znalazł Foucault, jak dziś wiemy, nie zasługuje na zaufanie; ale praca tego badacza, w innym zresztą celu przedsięwzięta (jak o tem powiemy w rozdz. XI-ym), była nadzwyczaj ważna i przyniosła najpiękniejsze owoce; A. Michelson oraz S. Newcomb w Stanach Zjednoczonych podjęli myśl Foucaulta ponownie i po wielu trudach doprowadzeni zostali do następujących wyników

4. Michelson: $c = 299885 \text{ km/sek.}$

5. Newcomb: $c = 299860 \text{ km/sek.}$

W najnowszych czasach (1924—25 r.) Michelson zajął się raz jeszcze udoskonaleniem metody Foucaulta. Dotychczasowe pomiary, wykonane pomiędzy Mount Wilson a Mount San Antonio, w odległości $l = 35380$ m, prowadzą do wniosku

6. $$c = 299820 \text{ km/sek.}$$

Zgodność przytoczonych wartości jest uderzająca; prędkość światła w próżni jest prawdopodobnie niewiele różna od wartości (5), znalezionej przez New-

comba. Gdziekolwiek jednak wystarcza przybliżony rachunek, możemy kłaść w zaokrągleniu

7. $$c = 3 \times 10^{10} \text{ cm/sek.}$$

Ważną stałą natury, którą nazywamy prędkością c rozchodzenia się światła w próżni, znamy nietylko z astronomicznych spostrzeżeń i z optycznych w pracowni doświadczeń; jak powiedzieliśmy w §§ 101 i 102-im, możemy zmierzyć ją również, badając bieg w próżni elektromagnetycznych zaburzeń; jak o tem wspomnieliśmy w § 65-ym, możemy poznać jej wartość, porównywając ze sobą jednostki elektrostatycznego i elektromagnetycznego mierniczego układu. Wszystkie metody prowadzą zgodnie do wyniku, który jest nam już znany.

Światło przybywa ze słońca na ziemię w przeciągu ośmiu przeszło minut (§ 131); z Neptuna, krańcowej planety słonecznego układu, w chwili największego zbliżenia, sygnał optyczny biegłby do ziemi przez czas przybliżenie 4-ch godzin. Nieporównanie odleglejsze od nas są t. zw. *gwiazdy stałe*. Posługując się przyjętem w § 65-ym pojęciem *roku świetlnego*, możemy krótko powiedzieć: układ dwóch brył, zwany α *Centauri*, najbliższa t. zw. gwiazda stała, znajduje się od nas w odległości około 4-ch lat świetlnych. *Aldebaran* wspaniały, którego strumień promieniowania jest 45 razy od słonecznego obfitszy, znajduje się od nas w odległości przeszło 30 lat świetlnych. Lecz i te odległości są znikome w stosunku do rozmiarów zbioru gwiazd, w którym nasz zaułek wszechświata ma swoją siedzibę; według Kapteyna, w odległości od nas wynoszącej, w kierunku płaszczyzny drogi mlecznej, około 40000 lat świetlnych, tytaniczne to zbiorowisko kończy się lub, ściślej mówiąc, znacznie rzednieje. Widzimy zatem, że promieniowanie może pędzić i tętnić, może przebywać, może istnieć w próżni przez lata tysiące lat, zanim, dobiegłszy materji, zostanie w niej pochłonięte.

Zadania.

1. Źródło świetlne A o natężeniu 1 $\mathcal{C}$ oraz źródło B o natężeniu 4 $\mathcal{C}$ znajdują się w odległości 60 cm od siebie. Na prostej AB umieszczamy poprzecznie niewielką kartę K papieru, starając się, ażeby oświetlenie obu jej stron było jednakowe. Obliczyć odległości AK i BK.

2. Maleńki płomyk o natężeniu 5 $\mathcal{C}$ jest źródłem świetlnem jednostajnem; ile lumenów wynosi całkowity strumień świetlny płynący z tego źródła we wszystkich kierunkach?

3. Wiązka świetlna, niosąca w sobie strumień 20 $\mathcal{L}$, obejmuje element powierzchowny rozległości 0·1 cm^2; wyrazić w fotach oświetlenie elementu.

4. Na rozżarzoną kulę żelazną spoglądamy ze znacznej odległości; równoległe promienie wybiegają zatem z powierzchni kuli pod bardzo różnemi kątami. Wyobraźmy sobie wiązki równoległych promieni tak zbudowane, że rozległości ich przecięć poprzecznych są jednakowe; strumienie świetlne f w tych wszyst-

kich wiązkach są jednakowe, natężenia *i* są w nich jednakowe. Gdy zatem spoglądamy na kulę, wydaje nam się, że mamy przed sobą tarczę płaską jednostajnie świecącą. Wykazać, że powierzchnia kuli stosuje się do prawa Lamberta.

5. Ściana, której powierzchowna rozległość wynosi 24 m², ma otrzymac oświetlenie średnie 0·01 łota; ilu lamp użyć w tym celu należy, jeśli każda dostarcza strumienia świetlnego 240 ℒ?

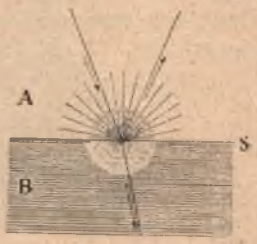
6. Zasadzając się na twierdzeniu Dopplera, obmyśleć metodę mierzenia prędkości, z jaką głos biegnie w powietrzu.

ROZDZIAŁ DZIESIĄTY.

Zasady optyki geometrycznej.

§ 133. Przeobrażanie się światła.

Wyobraźmy sobie dwa jednolite, izotropowe ośrodki A i B, np. powietrze i wodę albo też szkło i powietrze; przypuśćmy, że te ośrodki graniczą ze sobą i oznaczmy krótko przez S ich powierzchnię zetknięcia (rys. 216). Załóżmy, że wiązka świetlna dążąca przez ośrodek przezroczysty A dobiega powierzchni S; taką wiązkę nazywamy *padającą*. Strumień świetlnej energji, który płynie przez ośrodek A w wiązce padającej, dzieli się na powierzchni S na części, które bądź zmierzają w innych niż dotychczasowy kierunkach, bądź też przeobrażają się, przybierając postać nową, odmienną.



Rys. 216.

(I) Wgłąb ośrodka A powraca, oddalając się od powierzchni S, t. zw. wiązka *odbita*. Wiązka odbita wykształca się wyraźnie, gdy powierzchnia S jest gładka; swobodna powierzchnia wody spoczywającej w rozległem naczyniu tworzy taką odbitą wiązkę, dlatego powierzchnię wody nazywamy niekiedy jej *zwierciadłem* (§ 37 tomu II go). Wybornem zwierciadłem jest czysta powierzchnia rtęci, również powierzchnia wypolerowanego szkła, srebra, niklu, miedzi. Gdy odbijająca powierzchnia jest zwierciadłem, kierunek wiązki odbitej zależy wyłącznie, jak zobaczymy, od kierunku wiązki padającej.

(II) Wgłąb ośrodka B, również oddalając się od powierzchni S, biegnie inna wiązka, o której mówimy, że jest *załamana*; dąży ona naogół w innym kierunku niż padająca. Wiązka załamana tworzy się tylko, gdy ośrodek B jest przezroczysty; dostrzegamy jej bieg w wodzie, w szkle i rozmaitych kryształach, nie do-

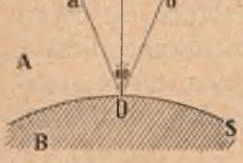
strzegamy go w rtęci, w mosiądzu, w platynie. Kierunek wiązki załamanej, jeżeli ona powstaje, zależy wyłącznie, jak zobaczymy, od kierunku padającej.

(III) Na powierzchni S wytwarza się promieniowanie, które nazywamy *światłem rozproszonem*; biegnie ono we wszystkich kierunkach, nie zamykając się w geometrycznych granicach wiązki, dlatego nie mówimy, iż powstaje «wiązka rozproszona». Na powierzchni papieru, kredy, zaprawy wapiennej, sukna, płótna, kauczuku, na zapylonej powierzchni zwierciadeł dostrzegamy codziennie wykształcanie się światła rozproszonego; zwykłe światło dzienne, do którego jesteśmy przyzwyczajeni, jest rozproszonem światłem słonecznem.

(IV) Oprócz wspomnianych przekształceń, energja padającej świetlnej wiązki może w ośrodku B doznawać różnych innych przemian i przeobrażeń; może przeradzać się w postać cieplną energji, może wyzwalać chemiczne reakcje, może z ciała B uwalniać elektrony, może w niem wzbudzać nowe promieniowania, niepodobne do pierwotnego; tak dzieje się naprzykład w substancjach fluoryzujących. Powiadamy w takich przypadkach, że całość lub część energji wiązki padającej zostaje *pochłonięta* w ośrodku B.

§ 134. Prawa odbijania się światła.

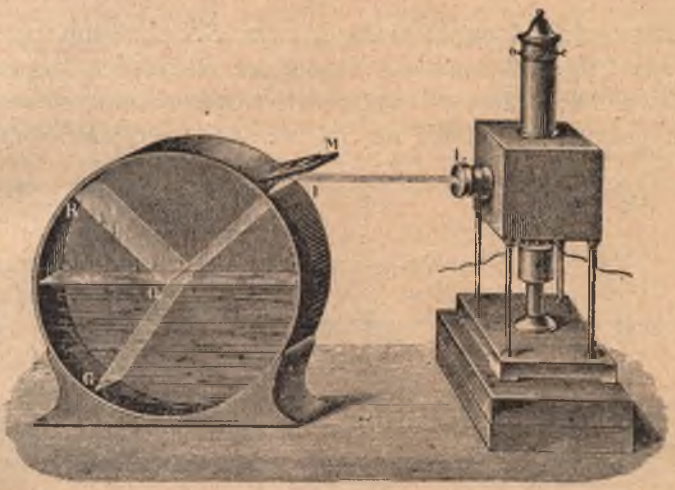
Przypuśćmy, iż powierzchnia S ośrodka B jest zwierciadłem (rys. 217); czy ona jest płaska, wklęsła czy wypukła, nie przesądzamy. Przez graniczący z B przezroczysty ośrodek A dąży ku S wiązka padająca w kierunku aO; kierunek ten nazywamy *promieniem padania*. W punkcie O przecięcia promienia aO z powierzchnią S wyprowadźmy normalną On do powierzchni; kąt aOn nazywamy *kątem padania*; będziemy go oznaczali przez i. Poprowadźmy płaszczyznę przez promień padania aO i przez normalną On; płaszczyznę tę nazywamy *płaszczyzną padania*. Wiązka odbita oddala się od powierzchni S w kierunku Ob, który nazywamy *promieniem odbicia*; kąt bOn tworzony przez promień odbicia z normalną On nazywamy *kątem odbicia*; kąt ten będziemy oznaczali przez j.



Rys. 217.

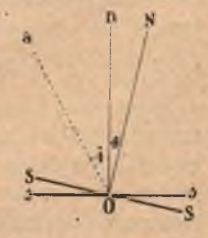
Posługując się pojęciami, których przytoczyliśmy tu określenia, wypowiadamy, jak następuje, zasadnicze prawo odbijania się światła: *(a) promień odbicia leży w płaszczyznie padania (b) kąt odbicia jest równy kątowi padania.* Gdy kierunek promienia padania jest znany, twierdzenia te wystarczają do wyznaczenia kierunku promienia odbicia od danego punktu zwierciadlanej powierzchni.

Od niepamiętnych czasów znane są metaliczne zwierciadła; Pismo Święte nieraz o nich wspomina; znaleziono je w najstarszych egipskich grobowcach.



Rys. 218.

Rzymianie posługiwali się cynowemi, srebrnemi lub szklanemi zwierciadłami. Plinjusz, mąż wielce światły i wykształcony, powiada: «w srebrze powstają «obrazy odbite, albowiem, jak wiadomo, srebro odpycha «od siebie powietrze i wpędza je napowrót do oka». Geometryczne prawa odbicia były już znane greckim uczonym; niektórzy przypuszczają, że odkrył je słynny Euklides; być może, iż narzuciły się uwadze obserwatorów przy sposobności astronomicznych dostrzeżeń.



Rys. 219.

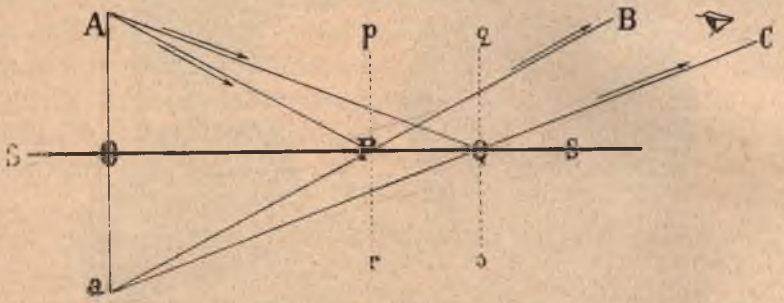
Rys. 218 wyobraża doświadczenie Tyndalla, w którem możemy okazać prawa odbicia przed licznem zgromadzeniem. Płaska smuga *LI* silnego słonecznego lub sztucznego światła, odbita od zwierciadła *M*, wbiega do naczynia zaopatrzonego w dwie boczne szyby szklane; padając na powierzchnię rozlanej w naczyniu wody, po części odbija się, po części załamuje. Wprowadzając nieco dymu (tytuniowego lub salmjakowego) do powietrza, do wody zaś do-

dając nieco mleka lub cieczy fluoryzującej, uwidaczniamy bieg światła w obu ośrodkach. Kąty padania i odbicia nietrudno zmierzyć na obwodzie naczynia.

Wyobraźmy sobie zwierciadło płaskie ss (rys. 219), do którego On jest normalna; aO jest promieniem padania. Przypuśćmy, że zwierciadło wykręciło się, tak iż normalna, nie wychodząc z płaszczyzny padania promienia aO, odchyliła się o kąt θ. Promień padania tworzy kąt $i+\theta$ z nową normalną ON, zatem kąt $2(i+\theta)$ z nowym promieniem odbicia; promień odbicia wykręcił się o kąt 2θ względem pierwotnego swego położenia. Taka jest zasada budowy dobrze znanego marynarzom *sekstantu Newtona*; na podobnej podstawie polega metoda odczytywania skali w zwierciedle, opisana w § 67-ym.

§ 135. Obraz tworzący się w zwierciedle płaskiem.

Niechaj będzie A punktem świecącym, SS płaskiem zwierciadłem (rys. 220). Z punktu A biegną we wszystkich kierunkach wiązki świetlne; weźmy na uwagę dwie wiązki niezmiernie wąskie, których promienie padania na SS są: AP i AQ; PB i QC są



Rys. 220.

promieniami ich odbicia, Pp i Qq są normalne do SS. Z punktu A prowadzimy do SS prostopadłą; na przedłużeniu tej prostopadłej odcinamy $Oa = OA$; znajdujemy tym sposobem punkt a, który nazywamy *obrazem* punktu A w zwierciedle SS. Udawadniamy łatwo, że w punkcie a przecinają się przedłużone proste BP i CQ; oraz, iż kąt $BaC =$ kątowi PAQ.

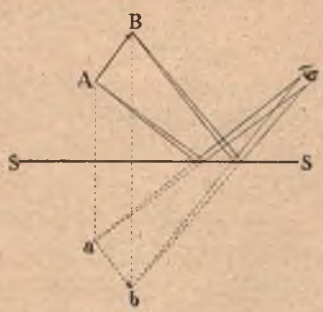
Wiemy istotnie, że kąt $APp =$ kątowi pPB; lecz kąt $pPB =$ kątowi aPr, zatem kąt $APp =$ kątowi aPr, zatem kąt $OPA =$ kątowi OPa. Prostokątne trójkąty OPA i OPa są równe sobie, zatem $OA = Oa$; przedłużona prosta BP przechodzi więc przez obraz punktu A. Przekonywamy się podobnie, że przedłużona CQ przechodzi przez obraz tegoż punktu. Z równości trójkątów OPA i OPa oraz trójkątów OQA i OQa wynika, że kąt $PaQ =$ kątowi PAQ.

W powyższem rozumowaniu AP i AQ są dowolne dwa promienie padania; w punkcie a przecinają się zatem wszystkie

wstecz przedłużone promienie odbicia; wszystkie promienie odbicia tak biegną, jak gdyby wychodziły z punktu *a*. Rozbieżna padająca wiązka *AP*, *AQ* wytwarza więc przez odbicie również rozbieżną wiązkę odbitą *PB*, *QC*; kąty otworu wiązek (w *A* i w *a*) są identyczne. Wiązka *PB*, *QC* sprawia w oku takie wrażenie, jak gdyby była wysłana ze źródła *a*.

Organ wzroku donosi nam o wstrząśnieniach, których doznaje od zaburzeń dobiegających go zzewnątrz; lecz skąd te zaburzenia pochodzą, gdzie wszczęły się, po jakich torach wędrując dotarły do oka, są to pytania, na które nerw optyczny nie udziela nam odpowiedzi. Przypuśćmy, że oko znalazło się na drodze wiązki *AP*, *AQ* przed jej spotkaniem ze zwierciadłem *SS*; z rozbieżności wiązki wyprowadzilibyśmy wniosek, że wiązka wybiegła z *A*. Gdy oko znajduje się na drodze wiązki *PB*, *QC*, wyprowadzamy podobnie wniosek analogiczny, że wiązka ta wybiegła z *a*. Pierwszy wniosek jest prawdziwy, drugi jest nieprawdziwy; wnioskowanie przez analogję bywa zawodne. Przypadek niniejszy jest prosty, ale nadzwyczaj pouczający. Przekonywamy się tutaj, że nawet w codziennych wrażeniach naszych wzrokowych (podobnie jak we wszystkich wogóle naszych wrażeniach zmysłowych) ukrywają się *nieświadome* przypuszczenia, bezwiedne rozumowania i wnioski.

Przedmiot świecący rozciągły *AB* (rys. 221) możemy uważać za zbiór punktów świecących. Na zasadzie powyższego twierdzenia znajdujemy obraz każdego punktu; tym sposobem otrzymujemy obraz *ab* przedmiotu *AB*. Przekonywamy się łatwo, że przedmiot i obraz nawzajem względem siebie są *symetryczne*, podobnie jak prawa i lewa ręka są symetryczne; płaszczyzną symetrji jest oczywiście płaszczyzna zwierciadła.



Rys. 221.

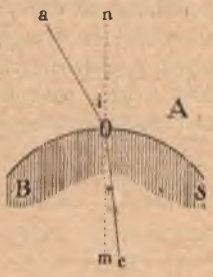
Prawidłowe, geometrycznie proste *odbijanie się* światła różni się istotnie od bezładnego jego rozrzucania czyli *rozpraszania*. Przypuśćmy, iż snop równoległych słonecznych promieni pada na czyste zwierciadło umieszczone w zaciemnionym pokoju; od powierzchni zwierciadła biegnie wówczas snop również równoległych promieni odbicia. Jeżeli oko obserwatora znajduje się poza obrębem odbitego snopu, obserwator nie dostrzega zwierciadła; nie widzi go również, gdy promienie odbicia trafiają do oka, dostrzega wówczas obraz słońca. Lecz jeżeli snop świetlny pada na powierzchnię gipsu, piasku, kredy, waty, bibuły, ciała te stają się *zewsząd* w pokoju widoczne. Gdy w porze wschodu lub zachodu słońca spoglądamy na spokojną, gładką powierzchnię wód jeziora lub morza, nieraz wówczas wzrok musimy natychmiast odwrócić, nie możemy bowiem znieść blasku obrazu utworzonego przez odbicie. Lecz skoro wiatr wzburzył wodne zwierciadło

i pokrył je tysiącznemi zmarszczkami, gra światła przestaje nas razić; powierzchnia lśni jednostajnie, jak łuna, we wszystkich kierunkach.

Pospolite zwierciadła są to szklane szyby, których jedną powierzchnię powleczono warstwą rtęciowo-cynowego amalgamatu. Padając na takie zwierciadło, wiązka świetlna odbija się zarówno od zewnętrznej, swobodnej powierzchni szkła jak od ukrytej pod szkłem powierzchni amalgamatu; pierwsze odbicie, znacznie słabsze niż drugie, uchodzi zazwyczaj naszej uwadze.

§ 136. Prawa załamywania się światła.

Przypuśćmy, że powierzchnia S oddziela od siebie dwa przezroczyste izotropowe ośrodki A, B (rys. 222). Przez ośrodek A dąży ku S wiązka padająca w kierunku aO, który, jak wyżej, nazywamy *promieniem padania*. Przypuśćmy dla ścisłości, że padające światło jest jednobarwne, np. czerwone lub żółte. W punkcie O przecięcia promienia aO z powierzchnią S poprowadźmy normalne do powierzchni: On wgłąb A oraz Om wgłąb ośrodka B. Kąt aOn nazywamy znowu *kątem padania* i oznaczamy przez i; płaszczyzna poprowadzona przez aO i On nazywa się *płaszczyzną padania*. Załamana wiązka świetlna biegnie wgłąb ośrodka B w kierunku Oc, który nazywamy *promieniem załamania*. Kąt tworzony przez promień Oc załamania z normalną Om nazywamy *kątem załamania*; oznaczamy ten kąt zazwyczaj przez r.



Rys. 222.

Przy pomocy określonych tu pojęć wypowiadamy prawo załamywania światła jednobarwnego na granicy zetknięcia przezroczystych izotropowych ośrodków: *(a) promień załamania leży w płaszczyznie padania (b) stosunek wstawy kąta padania do wstawy kąta załamania jest wielkością stałą* (niezależną od kątów padania i załamania). Stałą wartość stosunku $\sin i / \sin r$ nazywamy *spółczynnikiem załamania* danego jednobarwnego rodzaju światła w przejściu z ośrodka A do ośrodka B. Oznaczając przez μ_{AB} ten spółczynnik, mamy zatem

$$1. \qquad \sin i = \mu_{AB} \sin r.$$

Za ośrodek A wybieramy zazwyczaj próżnię (lub powietrze atmosferyczne, którego własności optyczne nie różnią się znacznie od własności próżni); spółczynnikiem załamania μ danej sub-

stancji (dla danego jednobarwnego rodzaju światła) nazywamy więc wartość, którą przybiera μ_{AB}, gdy ośrodkiem B jest dana substancja, ośrodkiem A próżnia (lub atmosferyczne powietrze).

Mierzymy kąty i oraz r dla światła żółtego, które otrzymujemy z płomienia palnika Bunsena, wprowadzając doń nieco sodu lub soli sodu; światło przebiega z powietrza do wody, w temperaturze 15° C. Gdy $i = 60°$, spostrzegamy, że $r = 40° 30'$; w przytoczonych zatem warunkach

2. $$\sin i = 0{\cdot}8660; \quad \sin r = 0{\cdot}6494; \quad \mu = 1{\cdot}333.$$

Z równania (1) otrzymujemy, kładąc $\mu = 1{\cdot}333$:

3. $$\text{dla } i = 45° : r = 32° 1' 40''$$

4. $$\text{dla } i = 30° : r = 22° 1' 30''.$$

Spostrzeżenia potwierdzają te wyniki; możemy to sprawdzić przybliżenie na wyobrażonym w rys. 218 ym przyrządzie.

W następującej tablicy podajemy spółczynniki załamania światła żółtego (sodowego) w przejściu z powietrza do wymienionej substancji, w temperaturze 15° C.

Alkohol etylowy:	1·362	Kwarc stopiony SiO_2:	1·458
Nafta zwyczajna:	1·448	Sól kamienna NaCl:	1·544
Dwusiarczek węgla:	1·628	Djament:	2·417

Zwykłe szkło optyczne (wartości przybliżone):

Crown glass { od 1·50 do 1·53 *Flint glass* { od 1·53 do 1·90.

Jak powiedzieliśmy w § 71-ym tomu II-go, prawa załamywania światła na granicy dwóch ośrodków odkryli w pierwszej połowie XVII-go wieku Snell i Kartezjusz; przytoczyliśmy je wyżej niemal dosłownie w postaci, w której wygłoszone zostały, zastrzegliśmy tylko, że, gdy ośrodki A i B są dane, spółczynnik μ_{AB} *jedynie* dla pewnego gatunku światła jednobarwnego ma wartość oznaczoną. *Każdy rodzaj jednobarwnego światła, w przejściu z danego ośrodka A do danego B ma własny swój spółczynnik załamania*; odkrycie tego faktu, doniosłości niezmiernej, zawdzięczamy Newtonowi.

Przytaczamy dla przykładu, że, jeżeli ośrodkiem A jest powietrze, ośrodkiem B woda, wówczas w 15° C:

dla światła żółtego (sodowego): $\mu_{AB} = 1{\cdot}333$
dla światła czerwonego (litowego): $\mu_{AB} = 1{\cdot}331$.

Wprowadźmy jednocześnie sól sodową i sól litową do płomienia palnika Bunsena. Otrzymujemy wówczas rodzaj mieszaniny żółtego i czerwonego światła; wzdłuż każdego promienia

płyną wiązki dwóch gatunków promieniowania. Gdy promień przebiega z powietrza do wody, wiązki w przejściu załamują się niejednakowo:

wiązka światła żółtego według prawa: $\sin i = 1{\cdot}333 \sin r$
wiązka światła czerwonego według prawa: $\sin i = 1{\cdot}331 \sin r$.

Gdy zatem dla tych dwóch wiązek kąty padania i są jednakowe, ich kąty załamania r są niejednakowe; z jednej wiązki padającej tworzą się przez załamanie dwie wiązki różne. Zjawisko to nazywamy *dyspersją* czyli *rozszczepianiem się* światła.

Światło *białe* (np. światło dzienne słoneczne) zachowuje się w niejednym względzie jak gdyby było mieszaniną niezmiernie licznych gatunków jednobarwnego promieniowania; przebiegając z jednego przezroczystego do innego przezroczystego ośrodka, światło białe *rozszczepia się*. Rozszczepienie to bywa jednak nieznaczne w wielu przypadkach, tak iż w pierwszem przybliżeniu można nieraz jego objawy i skutki pomijać.

Musimy starannie odróżniać *zdolność załamywania* od *zdolności rozszczepiania* światła. Za miarę średniej zdolności załamywania możemy uważać np. wartość μ_s spółczynnika załamania światła żółtego w danej substancji (względem próżni albo powietrza); za miarę zdolności rozszczepiania możemy poczytywać różnicę $\mu_\beta - \mu_\alpha$ wartości spółczynników załamania fioletowego i czerwonego światła. *Crown glass* nietylko słabiej załamuje ale i mniej rozszczepia niż flint; w niektórych, t. zw. ciężkich gatunkach flintu różnica $\mu_\beta - \mu_\alpha$ bywa do dwóch razy większa niż w zwykłym crownie.

§ 137. Odwracalność świetlnych promieni.

Powróćmy do rys. 217-go, przypuśćmy jednak, że wyobraża obecnie inne niż w § 134-ym zjawisko. Przypuśćmy, że niezmiernie wąska wiązka świetlna dąży przez ośrodek A ku powierzchni S w kierunku bO, od b do O; powiemy, że obecny promień padania jest umiejscowiony w prostej dawnego promienia odbicia, ale ma kierunek przeciwny (por. § 11 tomu I go). Wiązka odbita od S dąży wówczas wzdłuż prostej Oa, od O do a; nowy zatem promień odbicia jest umiejscowiony w prostej dawnego promienia padania, ale ma kierunek przeciwny. Odbitej od powierzchni S wiązce pozwólmy odbić się powtórnie, w drugiem zwierciedle, do którego powierzchni wiązka biegnie normalnie; odwracamy wówczas bieg światła w promieniu odbicia o 180° i promień ten czynimy nowym promieniem padania; bieg

światła w dawnym promieniu padania odwraca się również o 180°, promień ten staje się nowym promieniem odbicia.

Powróćmy do rys. 222-go, przypuśćmy jednak, że wyobraża obecnie inne niż w § 136-ym zjawisko. Przypuśćmy, że przez ośrodek B biegnie ku powierzchni S nadzwyczaj wąska wiązka tego samego (jednobarwnego) gatunku światła, do którego należała uważana w § 136 ym wiązka, biegnąca przez A w kierunku aO. Przypuśćmy, że wiązka dąży obecnie w kierunku prostej cO, od c do O; powiemy, że obecny promień padania jest umiejscowiony w prostej dawnego promienia załamania, ale ma kierunek przeciwny. Wiązka załamana biegnie wówczas w prostej Oa, w kierunku od O do a; nowy zatem promień załamania jest umiejscowiony w prostej dawnego promienia padania, ale ma kierunek przeciwny. Wiązce załamanej, jak w § 136-ym, na granicy S ośrodków A i B pozwólmy odbić się w zwierciedle, do którego powierzchni jest normalna; odwracamy wówczas bieg światła w promieniu Oc załamania o 180° i promień ten czynimy nowym promieniem padania; bieg światła w dawnym promieniu aO padania odwraca się również o 180°, promień ten staje się nowym promieniem załamania. Dawny kąt załamania r stał się teraz kątem padania; dawny kąt padania i jest obecnie kątem załamania. Prawo załamania uważanego rodzaju światła w przejściu z ośrodka B do A jest zatem

1. $$\sin r = \mu_{BA} \sin i.$$

Porównawszy ten wzór z równaniem (1) § 136-go, wnosimy, iż

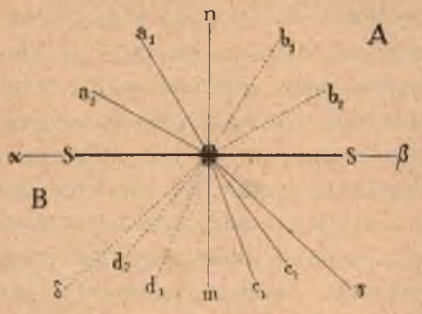
2. $$\mu_{BA}\,\mu_{AB} = 1.$$

Przytoczyliśmy tu dwa proste przykłady, w których *zasada odwracalności świetlnych promieni* jest ważna. Ażeby ją wypowiedzieć, przypuśćmy, że geometryczny przebieg świetlnych promieni w pewnym przyrządzie jest dany. Zasada odwracalności orzeka, że we wszystkich promieniach danego geometrycznego schematu wolno odwrócić bieg światła o 180°, nie naruszając przez to położenia prostych, w których promienie są umiejscowione. Twierdzenie to jest prawdziwe, gdy wiązka świetlna odbija lub załamuje się w przyrządzie dowolną liczbę razy.

§ 138. Kąt krytyczny; odbicie całkowite.

Wyobraźmy sobie dwa przezroczyste, izotropowe ośrodki A i B, graniczące ze sobą wzdłuż płaszczyzny SS (rys. 223). Przypuśćmy,

że wiązka świetlna przebiega z ośrodka A do B, np. w kierunku promienia padania a_1O. Część energji wiązki cofa się wgłąb ośrodka A, tworząc wiązkę odbitą; część przenika do B, tworząc załamaną; Ob_1 i Oc_1 są promieniami odbicia i załamania, odpowiadającemi promieniowi a_1O padania. Jeżeli podobnie a_2O jest promieniem padania, Ob_2 i Oc_2 są promieniami odbicia i załamania. Posługując się poprzedniemi oznaczeniami, mamy zawsze



Rys. 223.

1. $j = i$; $\mu_{AB} \sin r = \sin i$.

Będziemy przypuszczali, że $\mu_{AB} > 1$.

Kąt padania i może zmieniać się w granicach od 0^0 do 90^0. Gdy $i = 0$, mamy $j = 0$ oraz $r = 0$; wiązka padająca biegnie w kierunku nO, odbita w przeciwnym On, załamana w kierunku Om. Gdy kąt i zwiększa się, j rośnie równie szybko, natomiast r rośnie coraz powolniej. Gdy $i = 90^0$, mamy $j = 90^0$; wiązka padająca biegnie w kierunku αO, stycznie do SS, odbita w kierunku $O\beta$, również do SS stycznie. Jeżeli kąt $mO\gamma$, którego wartość oznaczmy przez ϱ, czyni zadosyć związkowi

2. $$\sin \varrho = 1/\mu_{AB}$$

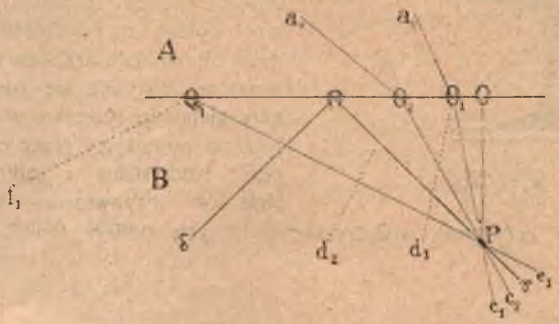
powiadamy wówczas: gdy wiązka padająca biegnie w kierunku αO, wiązka załamana biegnie w kierunku $O\gamma$. Kąt $mO\gamma$ czyli ϱ nazywamy *krytycznym* kątem załamania; przechodząc z ośrodka A do B, wiązka nie może od normalnej odchylić się bardziej aniżeli o krytyczny kąt załamania.

Dla przykładu przypuśćmy, ze ośrodek A składa się z powietrza, B z wody; że temperatura jest 15° C, światło zaś służące do doświadczenia żółte, sodowe, mamy wówczas

3. $$\mu_{AB} = \tfrac{4}{3}; \quad \sin \varrho = \tfrac{3}{4}; \quad \varrho = 48^0\,35'.$$

Przypuśćmy teraz, że wiązka przebiega z ośrodka B do A: prawa zjawiska wynikają ze znanej nam *zasady odwracalności* (§ 137). Gdy wiązka padająca biegnie w kierunku mO, odbita powraca w kierunku Om, załamana dąży dalej w kierunku On; jeżeli padająca przybywa w kierunku c_1O lub c_2O, odbita cofa

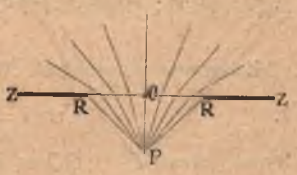
się w kierunku Od_1 lub Od_2, załamana posuwa się dalej w kierunku Oa_1 lub Oa_2. Przypuśćmy, że wiązka padająca biegnie w kierunku γO, pochylonym do mO pod kątem krytycznym ϱ; odbija się ona w kierunku $O\delta$, załamuje w kierunku $O\alpha$; załamana wiązka nie wynurza się już zatem z ośrodka B, ślizga się stycznie między B i A. Gdyby padająca wiązka biegła w kie-



Rys. 224.

runku pochylonym do mO pod kątem większym aniżeli krytyczny, wiązka odbita utworzyłaby się jak zwyczajnie, ale załamana *nie* doszłaby wcale do skutku. Gdy $\mu_{AB} > 1$, wiązka, przybywająca z głębi ośrodka B do powierzchni granicznej pod kątem padania większym niż wartość krytyczna ϱ, nie tworzy wiązki załamanej; nie może zatem przeniknąć do ośrodka A (rys. 224), całkowita jej energja pojawia się w wiązce odbitej. Odbicie odbywające się w takich warunkach nazywamy więc *całkowitem*.

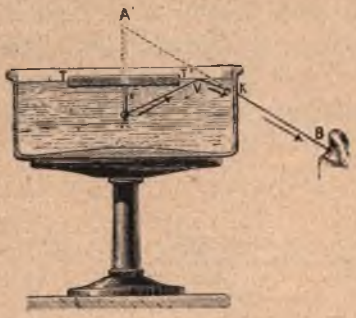
Wyobraźmy sobie oko umieszczone w punkcie P (rys. 225), w głębi rozległej masy wód. Do oka w P dociera światło dzienne w postaci stożka, którego kąt otworu wynosi 2ϱ (zatem około 97° w wyżej wskazanych okolicznościach); dla obserwatora znajdującego się na powierzchni wody, w punkcie O, kąt otworu analogicznego stożka wynosi oczywiście 180°. Umieszczonemu w P oku widnokrąg wydaje się zatem ścieśniony w kształt kołowego obwodu RR; spogląda ono na półkulę niebieską jak przez otwór okrągły wycięty w nieprzezroczystej zasłonie ZZ. Tak zapewne ryby widzieć muszą sklepienie niebios; podobnie wygląda ono na fotografji wykonanej w głębi wody.



Rys. 225

Zjawisko całkowitego odbicia zauważył Keppler około 1602 r., nie mógł go jednak zrozumieć, nie znając praw załamania; dopiero Newton, sto lat

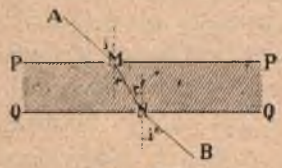
później, podał wytłumaczenie, które przytoczyliśmy w powyższym wywodzie. Z pomiędzy mnóstwa doświadczeń, w których zjawisko to można okazać, wspominamy o jednem. Na powierzchni wody rozlanej w płaskiem szklanem naczyniu (rys. 226) pływa korek TT', w który od dołu wpięto igłę A. Nie dostrzegamy igły, spoglądając z góry; widzimy ją, zniżywszy oko do poziomu B; dzięki załamaniu w K obraz igły wydaje się wydłużony. Przyglądając się od dołu szklance pełnej wody, w której znajduje się oświetlona od góry metalowa łyżeczka, widzimy obraz łyżeczki powstający przez całkowite odbicie. Korzystamy z całkowitego odbicia w rozpowszechnionych dzisiaj świetlnych (i barwnych) wodotryskach, których pomysł podał Babinet w 1842 r.



Rys. 226.

§ 139. Załamanie w płytce o ścianach równoległych.

Wyobraźmy sobie płytkę szklaną, której ściany płaskie PP, QQ są równoległe do siebie (rys. 227). Przypuśćmy, że wiązka świetlna, przebiegając z powietrza do szkła, pada na ścianę PP wzdłuż promienia AM; wiązka załamana biegnie w szkle wzdłuż promienia MN. Padając na ścianę QQ, wiązka MN, załamana ponownie, tworzy wiązkę biegnącą wzdłuż NB, jak pierwotna, w powietrzu. Według praw załamania, wiązka NB jest równoległa do padającej AM; płytka $PPQQ$ nie odchyla świetlnych promieni.



Rys. 227.

Załamanie w punktach M oraz N odbywa się według wzorów

1. $$\sin i = \mu_{AB} \sin r; \quad \sin r' = \mu_{BA} \sin i'.$$

Skoro jednak PP i QQ są równoległe, przeto $r' = r$, zatem

2. $$\sin i = \mu_{AB}\, \mu_{BA} \sin i'$$

lub według § 137-go

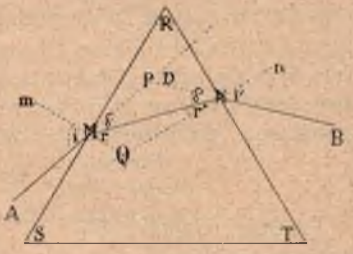
3. $$\sin i = \sin i'.$$

W mnóstwie doświadczeń optycznych stwierdzamy fakt, o którym tu mowa - jest on dowodem słuszności zasady odwracalności promieni.

§ 140. Załamanie w pryzmacie.

Pryzmatem nazywamy w optyce ciało przezroczyste, zwykle izotropowe, ograniczone conajmniej przez dwie przecinające się ze sobą boczne płaskie ściany. *Krawędzią* pryzmatu jest prosta, w której przecinają się wspomniane ściany boczne. Przecięcie pryzmatu, poprowadzone prostopadle do krawędzi, nazywa się *przecięciem głównem*; zmierzony w płaszczyźnie głównego przecięcia kąt, który tworzą ślady przecinających się ścian bocznych, jest *kątem łamiącym* lub *rozwartością* pryzmatu.

Niechaj STR będzie przecięciem głównem pryzmatu szklanego zanurzonego w powietrzu (rys. 228); rozwartość pryzmatu niech wynosi R. Wiązka świetlna jednobarwna, biegnąc w powietrzu, w płaszczyźnie STR, w kierunku AM, załamuje się wzdłuż MN, załamuje się powtórnie w miejscu N i wybiega napowrót w powietrze w kierunku NB. Przedłużając AM i BN do przecięcia się w P, otrzymujemy kąt D, t. zw. *odchylenie* wiązki, sprawione przez dwa załamania. Odchylenie D jest związane z wartością i pierwszego kąta padania, z rozwartością R pryzmatu, wreszcie z wartością μ spółczynnika załamania szkła względem powietrza dla uważanego gatunku światła jednobarwnego; gdy i, R, μ są wiadome, odchylenie D jest oznaczone.



Rys. 228.

Oznaczając przez δ i δ' kąty PMN i PNM, mamy

1. $$\delta = i - r; \quad \delta' = i' - r';$$

δ jest odchylenie sprawione przez pierwsze załamanie, δ' jest odchylenie sprawione przez drugie. Mamy

2. $$D = \delta + \delta' = i + i' - (r + r').$$

Rozumiejąc przez Q kąt MQN, mamy widocznie

3. $$Q + R = 180^0 \quad \text{oraz} \quad Q + r + r' = 180^0$$

zatem

4. $$R = r + r'; \quad D = i + i' - R.$$

Pomiędzy i, r oraz i', r' zachodzą nadto związki

5. $$\sin i = \mu \sin r; \quad \sin i' = \mu \sin r'.$$

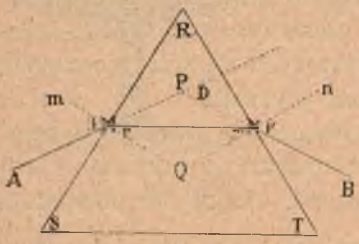
Weźmy na uwagę przypadek szczególny, w którym $i' = i$, zatem $r' = r$ (rys. 229). Podług równań (4) mamy wówczas

6. $$r = \tfrac{1}{2}R; \quad i = \tfrac{1}{2}(D + R)$$

z równań (5) zatem wyprowadzamy:

7. $$\sin \tfrac{1}{2}(D + R) = \mu \sin \tfrac{1}{2} R.$$

Znając D i R, możemy obliczyć wartość μ. Zachowując promieniowi padania niezmienne położenie AM (rys. 228), kręćmy pryzmat dokoła krawędzi R; zacznijmy od położenia, w którem $i = 90^0$, skończmy na położeniu, w którem $i' = 90^0$. Po wykonaniu kilku doświadczeń albo rysunków przekonamy się, że odchylenie D najprzód zmniejsza się, później się zwiększa; najmniejszość wówczas przypada, gdy $i' = i$, gdy zatem wzory (6) i (7) są spełnione.



Rys. 229.

Jeżeli rozwartość R pryzmatu jest mała oraz AM jest prawie normalny do ściany SR, kąty r i D są małe; wstawy kątów w (7) możemy wówczas zastąpić przez same kąty wyrażone w radjanach; dopóki kąty nie przenoszą 10^0, błąd, który popełniamy tym sposobem, jest nieznaczny. Mamy wówczas

8. $$D = (\mu - 1) R.$$

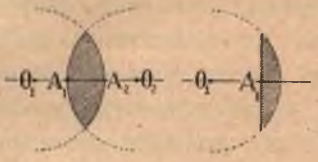
Podług równań (7) i (8) odchylenie D zależy nietylko od rozwartości R pryzmatu lecz nadto od wartości spółczynnika μ; zależnie od barwy przebiegającego światła odchylenie D jest więc rozmaite; np. światło żółte odchyla się bardziej niż czerwone, niebieskie bardziej niż żółte. Dzięki załamaniu w pryzmacie mieszanina różnych gatunków światła rozszczepia się (§ 136). Jeżeli źródło, wysyłające światło białe, jest punktem, pryzmat rozsnuwa obraz tego punktu w barwną wstęgę, którą nazywamy *widmem*.

§ 141. O soczewkach; nazwy i określenia.

Wyobraźmy sobie dwa odcinki powierzchni kulistych, w obwodzie swym kołowe; ciało wyrobione z substancji przezroczystej i izotropowej, zawarte między takiemi odcinkami, nazywamy w optyce *soczewką*. Jedna z ograniczających powierzchni może być płaska; uznajemy ją wówczas za powierzchnię kulistą, której środek leży nieograniczenie daleko.

Przypuśćmy, że soczewka jest zawarta między odcinkami powierzchni kulistych, których środki znajdują się w punktach O_1 i O_2

(rys. 230); prostą $O_1 O_2$ nazywamy wówczas *osią soczewki*. Punkty A_1 i A_2, w których oś główna przecina powierzchnie kuliste, nazywamy *biegunami* soczewki. Jeżeli jedna z powierzchni jest płaska, jeden z dwóch środków, np. O_2, nie istnieje, pozo-



Rys. 230.

Rys. 231.

staje np. tylko O_1; prowadzimy wówczas oś główną przez O_2 prostopadle do płaskiej ściany soczewki.

Przez oś główną soczewki poprowadźmy dowolną płaszczyznę; każde przecięcie soczewki leżące w takiej płaszczyznie nazywamy jej *głównem przecięciem*. Na rys. 231-ym podano postać przecięć głównych różnych typów soczewek; oto zwykłe ich nazwy:

soczewki zbierające:	soczewki rozpraszające:
A: dwuwypukłe	*D*: dwuwklęsłe
B: płasko-wypukłe	*E*: płasko-wklęsłe
C: wklęsło-wypukłe	*F*: wypukło-wklęsłe.

Jak już powiedzieliśmy, przypuszczamy, że obwód soczewki jest kołowy; średnicę tego obwodu nazywamy *otworem* soczewki.

§ 142. Ogniska i środek soczewki.

Opiszemy teraz pokrótce, z początku nieco ogólnikowo, ważniejsze własności soczewek; uczynimy to w założeniu, że spełnione są warunki następujące: (I) soczewka jest zanurzona w jednolitym i izotropowym, przezroczystym ośrodku, np. w powietrzu; załamuje się w niej wiązka światła jednobarwnego; (II) spółczynnik μ załamania substancji soczewki względem ośrodka jest większy niż jedność; (III) otwór soczewki nie jest zbyt mały; możemy wówczas zaniedbać zjawiska zależne od uginania się światła na obwodzie soczewki; (IV) rozważamy działanie soczewki na wiązki, których promienie padania są mało nachylone do osi głównej; (V) przypuszczamy, że soczewka jest bardzo cienka; jej bieguny są położone tak blisko siebie, że wolno nam od któregokolwiek bieguna mierzyć odległości wzdłuż osi głównej.

Zamykając się w zakresie takich założeń, przyglądamy się najpierw działaniu *zbierającej* soczewki na snop wiązek *równoległych*. Przypuśćmy, że promienie padania biegną po stronie środka O_1 (rys. 232), równolegle do osi głównej; promienie załamania skupiają się wówczas w punkcie leżącym na osi głównej, po przeciwnej stronie soczewki; punkt ten nazywa się *ogniskiem głównem* F_2 soczewki; jego odległość od (któregokolwiek) bieguna nazywa się *odległością ogniskową*. Jeżeli promienie padania biegną po stronie środka O_2, równolegle do osi głównej, promienie załamania zbierają się w *drugiem ognisku głównem* F_1, leżącem na osi głównej, po stronie środka O_1. Soczewka ma zatem dwa ogniska główne; ich odległości ogniskowe są sobie równe.

Rys. 232.

Po stronie odwróconej od słońca umieśćmy kartę papieru w odległości ogniskowej od soczewki; soczewka skupia w ognisku padający na nią snop równoległych promieni słonecznych; w ognisku tworzy się mały, silnie błyszczący obraz słońca. Skupione w ognisku promieniowanie przynosi ze sobą tyle energji, że papier w tem miejscu wkrótce czernieje lub nawet zaczyna się palić; stąd nazwa *szkła palącego*, którą nadaje się często zbierającej soczewce. Doświadczenie, powszechnie znane, o którem tu mowa, sięga dawnych czasów; w akcie II-im komedji Arystofanesa p. t. *Chmury*, odegranej po raz pierwszy w r. 424-ym przed N. Chr., jedna z występujących osób opisuje je wcale dokładnie.

Znana nam z § 137-go zasada pozwala odwrócić przytoczone twierdzenie; powiadamy: gdy punkt, będący źródłem światła, znajduje się w jednem z ognisk zbierającej soczewki, promienie załamania, po przeciwnej jej stronie, biegną równolegle do osi głównej. Dzięki tej własności soczewek możemy łatwo wytworzyć snop równoległych wiązek świetlnych pochodzących np. z lampy elektrycznej łukowej.

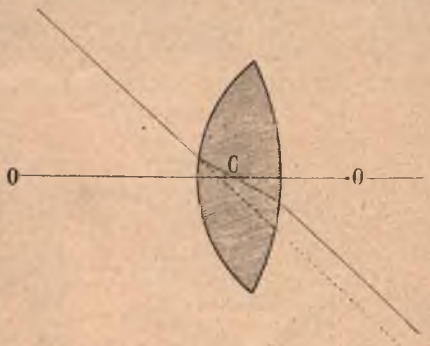
Przypuśćmy, że w zaciemnionym pokoju biegnie snop równoległych wiązek słonecznego lub sztucznego światła. Gdy wprowadzimy nieco dymu do powietrza, w drogę wiązek, kształt i przebieg promieni padania i załamania, przed soczewką i za nią, staje się łatwo widoczny. Możemy tym sposobem ilustrować powyższe twierdzenia a także i dalsze, analogiczne.

Rozważmy, jak zachowywa się *rozpraszająca* soczewka wobec snopu wiązek świetlnych równoległych. Przypuśćmy, że promienie padania biegną po stronie środka O (rys. 233), równolegle do osi głównej; promienie załamania, po przeciwnej stronie

soczewki, przebiegają wówczas jak gdyby wychodziły z ogniska głównego *F*, zwanego *pozornem*, które leży na osi głównej, po stronie środka *O*. Jeżeli promienie padania przenoszą się na przeciwną stronę soczewki, wraz z niemi przenosi się ognisko pozorne; soczewka rozpraszająca ma zatem dwa ogniska główne pozorne; po każdej stronie soczewki znajduje się jedno. Odległości ogniskowe ognisk są znów sobie równe.

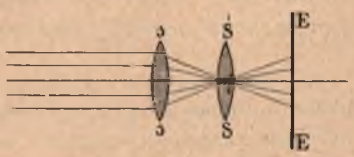
Rys. 233.

Dla każdej soczewki można utworzyć punkt, zwany jej *optycznym środkiem* (*C*, rys. 234), który ma własność następującą: każda wiązka świetlna, biegnąca przez środek *C*, opuszcza soczewkę w kierunku równoległym do kierunku, w którym wbiegła do soczewki; po przejściu przez soczewkę wiązka jest przesunięta względem kierunku swego pierwotnego przebiegu, ale nie jest odchylona od niego. Przesunięcie promienia zależy widocznie od grubości soczewki; w cienkiej soczewce jest małe, w pierwszem przybliżeniu można je zaniedbać. W cienkiej soczewce można poczytywać promień biegnący przez środek za wcale nie załamany.



Rys. 234.

Przypuśćmy, że pomocnicza soczewka *ss* (rys. 235) skupia w ognisku swem *f* równoległe promienie padającego na nią snopu; przedłużone poza ognisko, promienie sięgają ekranu *EE*, na którym ukazuje się jasna plama świetlna. Pomiędzy *ss* a *EE* umieśćmy drugą soczewkę *SS*; gdy *SS* zajęła pewne położenie, plama jasna świetlna zjawia się w miejscu, w którem tworzyła się przed wprowadzeniem w grę soczewki *SS* i ma tę samą jak wówczas rozległość. Skoro zatem w tem położeniu soczewka *SS* nie zmienia kierunku przebiegających ją promieni, jej środek optyczny musi wówczas leżeć w ognisku *f* pomocniczej soczewki *ss*.

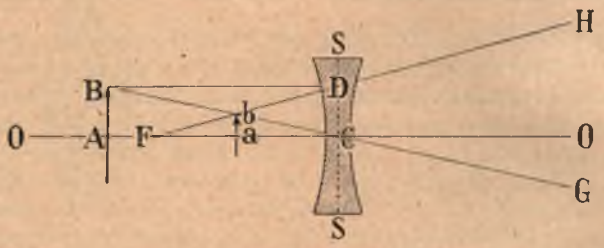


Rys. 235.

§ 143. Obrazy tworzone przez soczewki.

Przypuśćmy, że z pewnego *przedmiotu* (czyli źródła) biegną wiązki światła (własnego, odbitego lub rozproszonego), które padają na soczewkę. Soczewka tworzy *obraz* przedmiotu, w niektórych razach rzeczywisty, w niektórych pozorny; ów obraz możemy znaleźć zwykle, w dostatecznym stopniu przybliżenia, prostym graficznym sposobem. Przytaczamy kilka elementarnych przykładów.

(1) Soczewka SS jest rozpraszająca; przypuśćmy, że jest dwuwklęsła (rys. 236). Niechaj będzie F ogniskiem głównem soczewki, C jej środkiem. Dla uproszczenia przypuśćmy, że przedmiotem AB jest stosunkowo krótki odcinek prosty, prostopadły do osi głównej OO. Ażeby otrzymać obraz punktu B,



Rys. 236.

bierzemy na uwagę dwa z B poprowadzone promienie. Równoległy do osi OO promień padania odpowiada promieniowi załamania tak przebiegającemu, jak gdyby wychodził z ogniska F; skierowany przez środek C promień padania odpowiada promieniowi załamania biegnącemu w jego prostem przedłużeniu. Promienie CG i DH biegną zatem poza soczewką, jak gdyby pochodziły z punktu przecięcia b i jak gdyby soczewka była nieobecna; b jest pozornym obrazem punktu B. W ab tworzy się *pozorny, prosty, zmniejszony* obraz przedmiotu AB.

Odległość ogniskową soczewki oznaczmy przez f; przez P rozumiejmy odległość przedmiotu, mierzoną wzdłuż osi OO od środka C, przez p rozumiejmy odległość pozornego obrazu od środka C. Mamy zatem

1. $$CF = f; \quad CA = P; \quad Ca = p.$$

Z trójkątów Cab i CAB wyprowadzamy

2. $$Ca : CA = ab : AB = ab : CD$$

zatem również

3. $$Ca : CA = Fa : FC.$$

Mamy innemi słowy

4. $$p : P = (f - p) : f$$

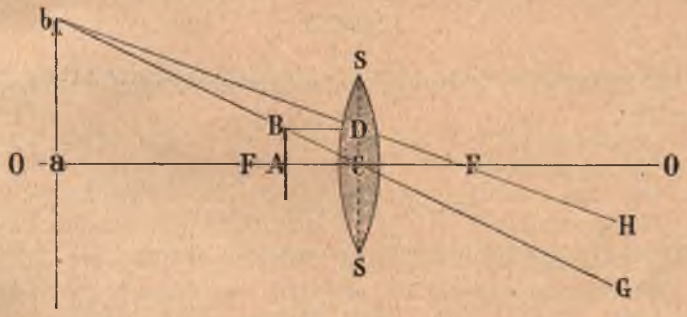
lub jeszcze

5. $$\frac{1}{p} - \frac{1}{P} = \frac{1}{f}.$$

Stosunek linjowych rozmiarów obrazu i przedmiotu nazywa się *powiększeniem m* sprawianem przez soczewkę; zatem

6. $$m = \frac{ab}{AB} = \frac{p}{P} < 1.$$

(II) Soczewka SS jest zbierająca; przypuśćmy, że jest dwuwypukła. Niechaj będzie znowu F ogniskiem głównem, C środkiem soczewki; przez f rozumiejmy odległość ogniskową CF. Przedmiot AB jest znowu odcinkiem prostej, prostopadłej do osi



Rys. 237.

głównej OO. Odróżniamy trzy przypadki: (α) odległość przedmiotu od środka C jest mniejsza niż odległość f (rys. 237). Powtarzając znaną z rozbioru poprzedniego przypadku konstrukcję, znajdujemy obraz b punktu B; przekonywamy się, że w ab tworzy się *pozorny, prosty, powiększony* obraz przedmiotu AB.

Kładąc

7. $$CF = f; \quad CA = P; \quad Ca = p$$

znajdujemy, jak w przypadku poprzednim

8. $$CA : Ca = AB : ab = CD : ab = CF : aF$$

czyli

9. $$P : p = f : (f + p)$$

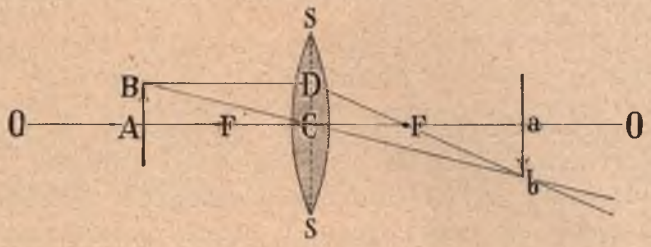
skąd wyprowadzamy

10. $$\frac{1}{p} - \frac{1}{P} = -\frac{1}{f}.$$

Powiększenie m wynosi

1¹. $$m = \frac{ab}{AB} = \frac{p}{P} > 1.$$

(β) Odległość przedmiotu od środka soczewki jest większa niż odległość f ale mniejsza niż odległość $2f$ (rys. 238). W ab tworzy



Rys. 238.

się w tym przypadku *rzeczywisty, odwrócony, powiększony* obraz przedmiotu.

Pisząc znowu, jak wyżej

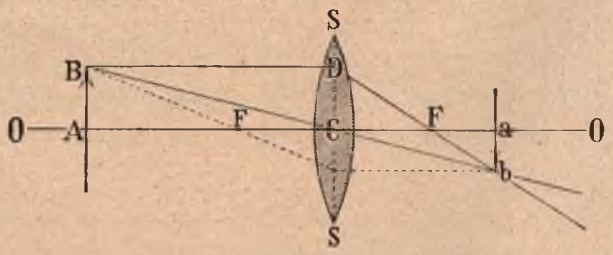
12. $$CF = f; \quad CA = P; \quad Ca = p$$

i powtarzając rozumowanie poprzednie, otrzymujemy obecnie

13. $$\frac{1}{p} + \frac{1}{P} = \frac{1}{f}.$$

Powiększenie m wynosi znów p/P i jest > 1.

(γ) Odległość przedmiotu od środka soczewki jest większa



Rys. 239.

niż odległość $2f$ (rys. 239). W ab tworzy się w tym przypadku *rzeczywisty, odwrócony, zmniejszony* obraz przedmiotu.

Powtarzając rozumowanie poprzednie, dochodzimy łatwo do wniosku, że w niniejszym przypadku wzór (13) jest ważny. Powiększenie m, wynoszące p/P, jest obecnie < 1.

Powróćmy na chwilę do przypadku (II)β; mieliśmy w tym razie $P < 2f$; z równania (13) wypada zatem, że $p > 2f$; obraz tworzy się w odległości większej niż $2f$. Powróćmy teraz do przypadku (II)γ; zakładaliśmy w tym razie $P > 2f$, z równania (13), ważnego i w tym przypadku, wyprowadzamy zatem, iż $p < 2f$; z tegoż równania wynika, że $p > f$. W przypadku (II)γ obraz tworzy się przeto w odległości większej niż f ale mniejszej niż $2f$; przypadek (II)γ jest widocznie odwrotnością przypadku (II)β.

Na rys. 239 ym wskazano (linją kropkowaną) przebieg trzeciego promienia łączącego punkt B z obrazem b; *wszystkie* promienie, wychodzące z B, po załamaniu w soczewce muszą przecinać się w b.

Przez p, P i f rozumieliśmy dotychczas wartości bezwzględne. Jeżeli umówimy się, że wielkościom p, P, f będziemy nadawali znak *dodatni*, gdy odpowiednie odcinki kierują się z C w stronę *przeciwną* kierunkowi rozchodzenia się światła, znak zaś *ujemny*, gdy odcinki kierują się z C w stronę *zgodną* z kierunkiem rozchodzenia się światła, wówczas równania (5), (10) i (13) możemy zawrzeć w jednem twierdzeniu:

14. $$\frac{1}{p} - \frac{1}{P} = \frac{1}{f};$$

f jest przytem odległością ogniska, przez które idą promienie światła. Mamy naprzykład:

w przypadku (I): $p > 0$, $P > 0$, $f > 0$; z (14) wypada (5)
w przypadku (II)α: $p > 0$, $P > 0$, $f < 0$; z (14) wypada (10)
w przypadku (II)β: $p < 0$, $P > 0$, $f < 0$; z (14) wypada (13)
w przypadku (II)γ: $p < 0$, $P > 0$, $f < 0$; z (14) wypada (13).

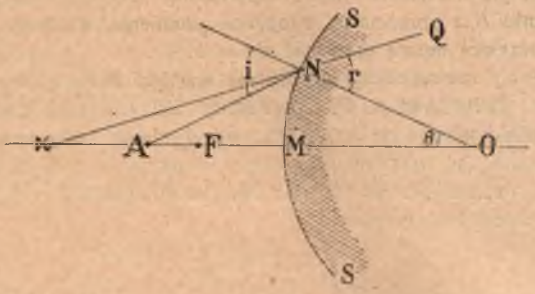
W t. zw. *aparacie fotograficznym* oglądamy obrazy rzeczywiste tworzone przez soczewki. *Objektyw* tego przyrządu jest układem soczewek, który, przybliżenie podobnie jak dwuwypukła soczewka w przypadku (II)γ, tworzy obraz rzeczywisty, odwrócony, zmniejszony przedmiotu na matowej szybie. Gdy obraz ten jest wyraźny, operator, zamiast szyby, wprowadza do przyrządu, w tej samej odległości od objektywu, czułą na działanie promieniowania kliszę fotograficzną. Z obrazów rzeczywistych tworzonych przez soczewki korzystamy również w *przyrządach projekcyjnych* i *kinematografach*; w tych przyrządach układ soczewek działa przybliżenie jak dwuwypukła soczewka w przypadku (II)β; przedmiot, który w rzucie ma być okazany, zazwyczaj klisza fotograficzna, jest silnie oświetlony i umieszczony w taki sposób, iż na ekranie powstaje obraz rzeczywisty, odwrócony, powiększony. *Szkło powiększające* czyli t. zw. *lupa*, dobrze znana każdemu miłośnikowi natury, jest dwuwypukłą soczewką, która w przypadku (II)α tworzy obraz pozorny, prosty, powiększony przedmiotu; jak wiemy, obraz ten, jako pozorny, nie może być uchwycony na ekranie.

§ 144. Wzór zasadniczy soczewki; zdolność dioptryczna.

Dla zrozumienia własności soczewek posługujemy się, jak widzieliśmy, pojęciem ognisk głównych oraz odległości ogniskowej.

Wykażemy obecnie, że odległość ogniskową soczewki możemy obliczyć, znając promienie tworzących ją powierzchni kulistych oraz spółczynnik załamania światła substancji (z której jest sporządzona) względem otaczającego ośrodka.

Weźmy na uwagę soczewkę dwuwypukłą, szklaną, zanurzoną w powietrzu; przypuśćmy, że spełniony jest przypadek (II) β poprzedniego artykułu: punkt świecący A (rys. 240) znajduje się na osi głównej, w odległości od soczewki większej niż odległość ogniskowa f, mniejszej niż podwójna $2f$. Przypuśćmy,



Rys. 240.

że AN jest promieniem padania, SS pierwszą powierzchnią załamania; w punkcie N wiązka świetlna przebiega z powietrza do szkła. Środek powierzchni SS leży w O, zatem ON jest normalna do SS; promieniem załamania, w substancji szkła, jest NQ. Rozumiejąc przez i, r, θ kąty wskazane na rysunku, mamy

1. $$\sin i : \sin\theta = OA : NA; \quad \sin r : \sin\theta = O\alpha : N\alpha.$$

Jeżeli μ znowu oznacza spółczynnik załamania światła w przejściu z powietrza do szkła, otrzymujemy z równań (1)

2. $$\mu = \frac{OA \times N\alpha}{O\alpha \times NA}$$

lub przybliżenie, gdy kąt θ jest nieznaczny:

3. $$\frac{OA}{O\alpha} = \mu \frac{MA}{M\alpha}.$$

Kładziemy $OM = R$, $MA = P$, $M\alpha = \pi$ i przepisujemy równanie (3) w kształcie:

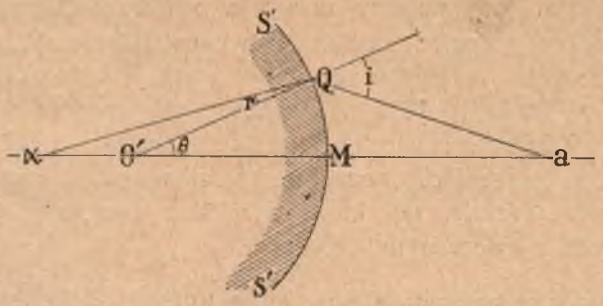
4. $$\frac{R+P}{R+\pi} = \mu \frac{P}{\pi}$$

skąd łatwo wynika

5. $$\frac{1}{P} - \frac{\mu}{\pi} = \frac{\mu - 1}{R}.$$

Podobnie rozumujemy, rozważając załamanie na drugiej powierzchni $S'S''$ (rys. 241); w punkcie Q, jak przypuszczamy, wiązka świetlna przebiega ze szkła

do powietrza. Środek powierzchni $S'S'$ leży w O', zatem $O'Q$ jest normalna do $S'S'$; promieniem ostatecznym, przebiegającym w powietrzu, po drugiem



Rys. 241.

załamaniu, jest Qa; a jest tworzonym przez soczewkę obrazem punktu A. Mamy znowu

6. $$\sin i : \sin\theta = O'a : Qa; \quad \sin r : \sin\theta = O'a : Qa$$

zatem

7. $$\mu = \frac{O'a \times Qa}{O'a \times Qa}$$

lub przybliżenie

8. $$\frac{O'a}{O'a} = \mu\frac{Ma}{Ma}.$$

Grubość soczewki zaniedbujemy w rachunku (§ 142). Kładąc $O'M = R'$, $Ma = p$, otrzymujemy

9. $$\frac{p + R'}{\pi - R'} = \mu\frac{p}{\pi}.$$

Stąd wyprowadzamy

10 $$\frac{1}{p} + \frac{\mu}{\pi} = \frac{\mu - 1}{R'}.$$

Dodając do siebie (5) i (10) odpowiedniemi stronami, mamy

11. $$\frac{1}{p} + \frac{1}{P} = (\mu - 1)\left(\frac{1}{R} + \frac{1}{R'}\right)$$

zasadniczy wzór dwuwypukłej soczewki w przypadku (II) β. Przypuśćmy na chwilę, że $P = \infty$; mamy wówczas $p = f$, zatem

12 $$\frac{1}{f} = (\mu - 1)\left(\frac{1}{R} + \frac{1}{R'}\right).$$

Związek ten pozwala obliczyć f, gdy μ, R, R' są znane.

Zastosujmy (12) do prostego przypadku. Przypuśćmy, że $R = R'$; wówczas:

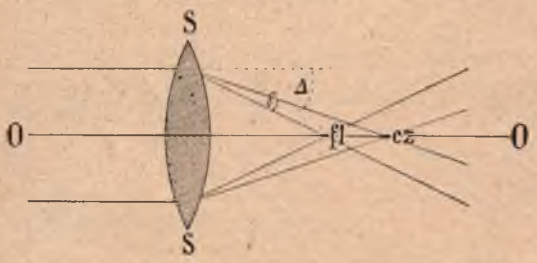
gdy	$\mu = 1{\cdot}5$	1·6	1·7	1·8
mamy	$f = 1{\cdot}000\,R$	0·833 R	0·714 R	0·625 R.

Dioptryczną lub *zbierającą zdolnością* soczewki nazywamy odwrotność $1/f$ jej odległości ogniskowej. Za jednostkę dioptrycznej zdolności przyjmujemy zazwyczaj zdolność dioptryczną soczewki, której odległość ogniskowa wynosi 100 cm; tą jednostką, t. zw. *dioptrją* (ustanowioną, na wniosek Monoyera, przez kongres w Brukselli 1875 r.) posługują się okuliści a niekiedy i fizycy. Zdolność soczewki zbierającej uważa się za dodatnią, zdolność rozpraszającej poczytuje się za ujemną; umowa przeciwna, jak widzimy, tej, która wynika z wywodów § 143 go, związanych z ówczesnym wzorem (14).

Wyrażona w centymetrach, dioptrja wynosi $0{\cdot}01\ \mathrm{cm}^{-1}$. Przypuśćmy, że dla pewnej rozpraszającej soczewki $f = 25$ cm; zdolność dioptryczna tej soczewki jest $= -4$ dioptrjom.

§ 145. Aberacja chromatyczna soczewek.

Odległość ogniskowa soczewki, według wzoru (12) § 144-go, zależy nietylko od promieni jej powierzchni, lecz również od spółczynnika załamania μ. Jak poprzednio, przypuśćmy, że na dwuwypukłą szklaną soczewkę, zanurzoną w powietrzu, pada snop równoległych wiązek światła białego (rys. 242). Spółczynnik załamania szkła względem powietrza jest większy dla światła fioletowego niż dla czerwonego; dla światła fioletowego odległość ogniskowa jest mniejsza niż dla czerwonego; ognisko *fl*, w którem skupia się światło fioletowe, leży nieco bliżej soczewki niż ognisko *cz*, w którem zbiera się czerwone.

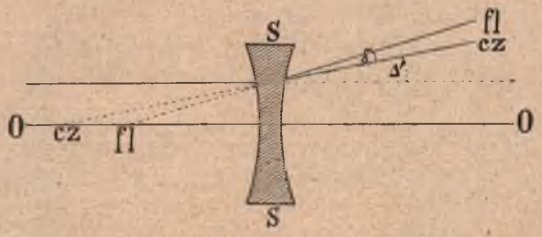


Rys. 242.

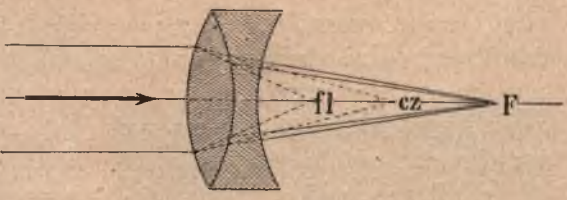
Umieśćmy kartę białego papieru nieco bliżej soczewki niż ognisko *fl*; dostrzegamy obraz biały otoczony czerwoną obwódką. Umieśćmy kartę nieco dalej od soczewki niż ognisko *cz*; tworzy się obraz biały, zabarwiony na obwodzie fioletowo. Pomiędzy źródłem światła a soczewką ustawmy płytę sporządzoną ze szkła czerwonego; znalazłszy położenie, w którem na ekranie tworzy się obraz wyraźny, usuwamy szybę czerwoną i zamiast niej wprowadzamy fioletową; musimy zbliżyć wówczas ekran, ażeby utworzył się znów obraz wyraźny

Opisane zjawisko, zwane *chromatyczną* (czyli *barwną*) *aberacją*, sprawia niemało trudności w budowie przyrządów i narzędzi optycznych. Newton, który odkrył chromatyczną aberację, nie przypuszczał, ażeby można było uwolnić się od szkodliwego jej wpływu; jednakże jego następcy, zwłaszcza Dollond w XVIII-em stuleciu, potrafili to trudne zadanie, przynajmniej w przybliżeniu, rozwiązać. Odtąd nazywamy *achromatycznym* układ soczewek wolny od chromatycznej aberacji.

Ażeby zrozumieć zasadę budowy achromatycznych układów soczewek, powróćmy do rys. 242-go. Za miarę *rozszczepienia* sprawianego przez *dwuwypukłą* soczewkę (wyobrażoną na tym rysunku) możemy uważać kąt δ. Przypuśćmy, że ta soczewka jest wyrobiona ze szkła *crown glass*; pod jej wpływem światło czerwone odchyla się, od kierunku pierwotnego swego przebiegu, o kąt Δ; fioletowe o kąt $\Delta + \delta$. Wyobraźmy sobie teraz, że na *dwuwklęsłą* soczewkę wyrobioną ze szkła *flint glass* (i zanurzoną w powietrzu) pada snop równoległych wiązek światła białego (rys. 243). Ponieważ zdolność rozszczepiania w szkle *flint*owem jest większa niż w szkle *crown*owem (§ 136), możemy więc nadać taką postać powierzchniom ograniczającym dwuwklęsłą flintową soczewkę rys. 243-go, że, jakkolwiek kąt δ jest dla niej równie znaczny jak kąt δ dla dwuwypukłej crownowej rys. 242-go, jednak kąt Δ' odchylenia promieni czerwonego światła jest w niej *mniejszy* niż kąt Δ tegoż odchylenia w dwuwypukłej crownowej (rys. 242). Złączmy ze sobą dwie soczewki: dwuwypukłą crownową i dwuwklęsłą flintową (rys. 244); promienie światła czerwonego odchylą się o kąt $\Delta - \Delta'$, promienie fioletowego światła odchylą się o kąt $\Delta + \delta - (\Delta' + \delta)$ czyli również o $\Delta - \Delta'$; innemi słowy, *przeciwne rozszczepienia zniosą się*, ale *odchylenia nie zniosą się*; po przejściu przez układ promienie zbiorą się w *jednem* ognisku *F*. Znosząc chromatyczną aberację dla dwóch gatunków światła, nie znosimy jej wprawdzie dla wszystkich pozostałych, w świetle białem zawartych; możemy ją jednak bardzo osłabić przez stosowny dobór postaci soczewek f gatunków szkła, z których one są sporządzone.



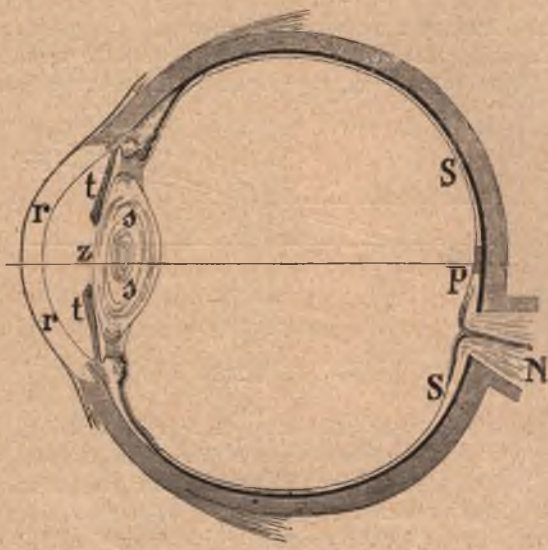
Rys. 243.



Rys. 244.

§ 146. Oko ludzkie.

Na rys. 245-ym widzimy poziome środkowe przecięcie normalnego, prawego oka ludzkiego. Gałka oczna jest przybliżenie kulista; obejmuje ją mocna błona, która w przedniej swej części jest przezroczysta; ta właśnie część *rr*, silnie wypukła, nazywa się *rogówką (cornea)*; pozostałą, nieprzezroczystą część nazywamy *białkiem oka*. Posuwając się wgłąb oka, spotykamy za rogówką niewielką komorę, t. zw. *przednią komorę*, którą wypełnia ciecz wodnista; tylną ścianę tej komory stanowi kurczliwa błona *tt*, u rozmaitych osób rozmaicie zabarwiona, zwana *tęczówką (iris)*. W środku tęczówki znajduje się otwór okrągły *z*, który, widziany zzewnątrz, wydaje się czarny; otwór ten nazywamy *źrenicą (pupilla)*; pod działaniem osobnych mięśni źrenica może zwiększać się albo zmniejszać. Za tęczówką i źrenicą mieści się *soczewka ss*, ciało chrząstkowate, utworzone z warstw różnych, przezroczystych; jej powierzchnia przednia, kształtu elipsoidalnego, jest mniej wypukła niż tylna, paraboloidalna. Za soczewką otwiera się komora druga, znacznie pojemniejsza od pierwszej; ta t. zw. *tylna komora* jest wypełniona substancją galaretowatą, t. zw. *ciałem szklistem*. Wewnętrzną ścianę tylnej komory pokrywa *tunica choroidea*, tkanka ciemno pigmentowana; na niej jest rozłożona *siatkówka (retina) SS*, która stanowi niejako rozgałęzienie *nerwu wzrokowego N*. Prawie naprzeciwko źrenicy, nieco posunięta ku skroni, leży część siatkówki zwana *plamką żółtą p*; w jej środku znajduje się t. zw. *dołek środkowy (fovea centralis)*, najwrażliwsze miejsce siatkówki.



Rys. 245.

Rogówka, ciecz wypełniająca komorę przednią, soczewka oczna i ciało szkliste stanowią wspólnie zawiły przyrząd optyczny, który wytwarza na siatkówce rzeczywisty, odwrócony, zmniejszony obraz przedmiotów wysyłających światło; oko działa więc przybliżenie jak aparat fotograficzny.

Siatkówka jest pokryta t. zw. *purpurą oczną*, która przeobraża się pod wpływem światła; wywołane w niej podniety biegną w nerwie wzrokowym do mózgu, w niewiadomy sposób budząc ów rodzaj świadomości, który nazywamy *widzeniem*.

Jeżeli na siatkówce tworzą się zawsze odwrócone obrazy, czemuż widzimy przedmioty w ich właściwej, prawdziwej postawie? Nieraz słyszymy to pytanie; ale łatwo pojmujemy, że ono jest *próżne*. Obrazowi, który powstaje na siatkówce, nie przyglądamy się przecież jak rycinie w książce lub malowidłu na ścianie. Wrażenia wzrokowe nie mówią nam nic o siatkówce; nie mogą też opowiedzieć o prostem czy odwróconem położeniu tworzących się na niej obrazów optycznych.

Źrenica oka jest regulatorem, który dopuszcza mniej lub więcej świetlnego strumienia do oka. Ciemno pigmentowana warstwa choroidy pochłania zbyteczne światło, które, oświetlając wnętrze oka, przeszkadzałoby właściwemu działaniu obrazu.

§ 147. O widzeniu wyraźnem. Akomodacja. Wady wzroku.

Widzimy wyraźnie, gdy na siatkówce rysuje się ostry, dobitny obraz przedmiotu. Najdogodniejszem miejscem obrazu jest dołek środkowy plamki żółtej; gdy czytamy lub piszemy, staramy się nieświadomie do tego miejsca siatkówki sprowadzić tworzący się obraz.

Pouczające jest doświadczenie, wykonane jeszcze w XVII-ym wieku przez X. Scheinera. W nieprzezroczystej karcie tektury wycinamy dwa małe otwory *A* i *B* (rys. 246), w odstępie około 3 mm od siebie. Spoglądając przez otwory na igłę *P* znajdującą się w nieznacznej odległości od karty, spostrzegamy *dwa* obrazy; gdy oddalimy kartę, widzimy tylko jeden obraz, lecz bardzo niewyraźny.

Rys. 246.

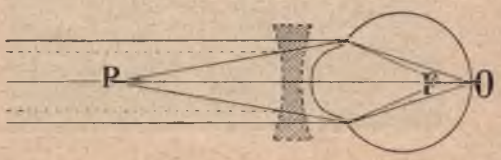
Optyczny układ oka jest przybliżenie równoważny jednej zbierającej soczewce, której środek (t. zw. *środek oka*) przypadałby na osi oka, blisko bieguna tylnej powierzchni soczewki. Wiemy, że obrazy rozmaicie

odległych przedmiotów, tworzone przez zbierającą soczewkę, leżą w rozmaitej od niej odległości (§ 143); obraz niezmiernie dalekiego przedmiotu powstaje w odległości f, obraz zbliżonego przedmiotu występuje w odległości większej niż f. Gdyby więc oko nasze było niezmienne jak szklana soczewka, nie moglibyśmy widzieć wyraźnie i dalekich i bliskich przedmiotów. Naraz, *jednocześnie*, nie możemy widzieć istotnie, całkowicie wyraźnie, dwóch rozmaicie odległych przedmiotów; ale możemy je zobaczyć, jeden *po* drugim, dzięki zdolności *akomodacji*, którą obdarzone jest oko. Oczną soczewkę możemy nieco odkształcać (a może nawet przesuwać); możemy zwłaszcza nieco mniej lub bardziej zakrzywiać przednią powierzchnię soczewki; tym sposobem zmieniamy odległość ogniskową, tak iż obraz wyraźny ukazuje się na siatkówce.

Akomodujemy zazwyczaj nieświadomie, lecz nie bez pewnego wysiłku. W odległości 15—20 cm od oka ustawiamy luźną siatkę drucianą; poza nią, w odległości 60—70 cm, stronicę druku. Przymknąwszy jedno oko, próbujmy drugiem czytać pismo drukowane; druciki siatki stają się wówczas niejasne. Przyglądajmy się szczegółom siatki; ani wiersza pisma nie możemy teraz przeczytać.

Gdy przyglądamy się przedmiotom odległym, *nie* akomodujemy, oko wypoczywa; gdy akomodujemy, ażeby bliskie przedmioty widzieć wyraźnie, oko wysila się i nuży. Kto we wrażeniach wzrokowych nie doznał uczucia odpoczynku i ulgi, gdy, wydobywszy się z zagród, ulic oraz ciasnych miejskich zaułków, rozglądał się swobodnie w polu otwartem, w olbrzymiej, niczem nieprzesłoniętej równinie?

Zdolność akomodacyjna oka ma pewne granice; zbyt bliskiego przedmiotu, chociażbyśmy usiłowali, nie możemy wyraźnie zobaczyć. Najbliższy punkt, który jeszcze możemy wyraźnie rozpatrzeć, nazywamy, według Dondersa, *punktem bliskim* oka; *punktem dalekim* nazywamy najdalszy, który widzimy wyraźnie, nie akomodując. Punkt daleki normalnego oka leży w nieskończoności; punkt bliski normalnego oka leży w odległości około 15 cm od oka; t. zw. *emmetropowe* czyli normalne oko akomoduje zatem bez trudu w granicach od 15 cm do nieskończoności. Powiadają nieraz, że «najdogodniejsza odległość czytania» wynosi około 25 cm; takiej właściwości nabywamy przez przyzwyczajenie, my, którzy życie spędzamy śród książek; wzrok wieśniaka, górala, marynarza nie stosuje się bynajmniej do podobnego prawidła.

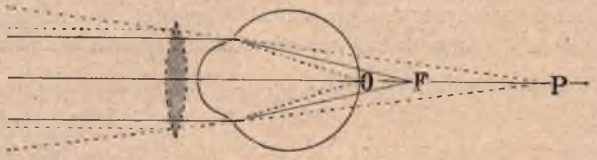


Rys. 247.

Nazywamy oko *krótkowzrocznem*, jeśli jego punkt daleki leży w skończonej odległości od oka; wadę wzroku stąd powstającą nazywamy *myopją*. Wyobraźmy sobie oko krótkowzroczne, którego punktem

dalekim jest *P* (rys. 247); przypuśćmy, że oko nie akomoduje. Promienie z punktu *P* biegnące tworzą wyraźny obraz *O* na siatkówce; promienie równoległe, z nieskończoności idące, tworzą wyraźny obraz w *F* przed siatkówką; wszystkie przedmioty, leżące pomiędzy *P* a nieskończonością, krótkowidz widzi zatem nie ostro. Akomodacja zmniejsza odległość ogniskową, nie może więc zaradzić myopji; owszem, jeszcze pogarsza mglistość wrażeń wzrokowych. Ale umieśćmy przed okiem *rozpraszającą* soczewkę, której ognisko główne przypadałoby w *P*. Promienie równoległe, po załamaniu w soczewce, biegną dalej tak, jak gdyby pochodziły z punktu *P*; dzięki więc pomocy szkieł rozpraszających krótkowidz widzi dokładnie nawet i bardzo odległe przedmioty.

Nie akomodując, oko *dalekowzroczne* skupia poza siatkówką, w *F* (rys. 248) promienie równoległe, idące z nieskończoności; jeszcze dalej za siatkówką zbiera więc promienie prowadzące od bliższych przedmiotów. Bez akomodacyjnego wysiłku dalekowidz nie widzi zatem nigdy wyraźnie. Do poprawienia tej wady, jeśli ona nie jest nadmierna, żwawa zdolność akomodacyjna osób młodych zazwyczaj wystarcza. Lecz

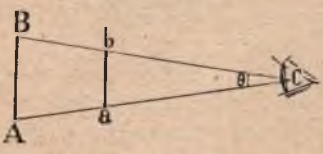


Rys. 248.

osoby starsze akomodują naogół niedostatecznie lub wcale nie akomodują; jak wyraża się lekarz, cierpią na *prezbyopję*. (W codziennej mowie mieszamy nieraz, oczywiście mylnie, prezbyopję i dalekowzroczność). Przypuśćmy, że oko dalekowzroczne utworzyłoby wyraźny obraz *O* na siatkówce, gdyby padające na nie promienie były w ten sposób zbieżne, iż, przedłużone idealnie, przecinałyby się w punkcie *P*. Umieśćmy przed okiem zbierającą soczewkę, której ognisko główne przypadałoby w *P*. Promienie biegnące z nieskończoności, po przejściu soczewki i oka, utworzą wyraźny obraz w *O* na siatkówce; przy pomocy zatem szkieł zbierających dalekowidz może widzieć wyraźnie nawet i bliskie przedmioty.

§ 148. Kąt widzenia; rozległość powstającego w oku obrazu.

Kątem widzenia, pod którym dostrzegamy przedmiot *AB* (rys. 249), jest kąt θ zawarty między skrajnemi promieniami, które biegną od obwodu przedmiotu, przez środek *C* oka, do obwodu utworzonego na siatkówce obrazu. Ponieważ odległość środka oka od siatkówki jest prawie niezmienna, rozległość obrazu zależy tylko od kąta θ widzenia. Jeżeli przedmioty *ab* i *AB* dostrzegamy pod jednakowym kątem widzenia, wydają nam się one napozór jednakowo rozległe. Wiemy naprzykład, że księżyc



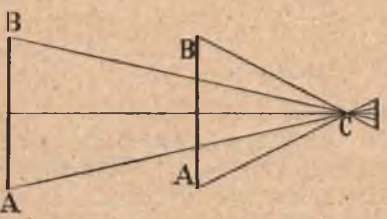
Rys. 249.

jest bryłą znacznie mniejszą niż słońce; jednak tarcze księżyca i słońca wydają nam się na niebie przybliżenie jednakowo rozległe.

Kąty widzenia tarcz księżyca i słońca są zmienne: księżyca od 1766″ do 2015″, słońca od 1891″ do 1956″. Rzeczywista średnica słońca jest 399·45 razy większa od średnicy księżyca.

O oddaleniu przedmiotów, o głębokości przestrzeni w kierunku promienia widzenia, sądzimy z różnych okoliczności: z wyrazistości obrazu, z liczby szczegółów, które w nim wyróżniamy, z naszego akomodacyjnego wysiłku, ze stopnia spółdziałania, do którego bezwiednie powołujemy obadwa nasze oczne przyrządy. W otwartem polu dopomaga nam lekka mgła, przesłaniająca (nawet w czystem powietrzu) odległe przedmioty. Zmieniając, często bezwiednie, położenie głowy, zważamy, jak zmieniają się powstające w oku obrazy; wnioski stąd wyprowadzane bierzemy zwykle za bezpośrednie wrażenia. Takie pomocnicze sposoby zawodzą w ocenie odległości ciał niebieskich; dlatego ani w odległem przybliżeniu nie widzimy świata gwiazd w jego głębokości rzetelnej.

Przypuśćmy, że niezmienny przedmiot AB (rys. 250) zbliża się do oka C; kąt θ widzenia zwiększa się wówczas; wraz z kątem θ rosną rozmiary obrazu, który rysuje się na siatkówce.



Rys. 250.

Oznaczmy przez L wysokość przedmiotu w płaszczyźnie pionowej, przez D wysokość obrazu w tejże płaszczyźnie, przez l odległość przedmiotu od środka C oka, przez d odległość obrazu od tegoż środka. Z rys. 250-go wyprowadzamy

1. $$L = 2\,l \operatorname{tang} \tfrac{1}{2}\theta; \quad D = 2\,d \operatorname{tang} \tfrac{1}{2}\theta$$

skąd wynika związek geometrycznie oczywisty

2. $$D : L = d : l.$$

Jeśli kąt θ jest mały, możemy założyć, zamiast (1):

3. $$L = l\theta; \quad D = d\theta.$$

Jak wynika z (2), D jest odwrotnie proporcjonalna do l; ażeby widzieć wyraźnie, zbliżamy więc przedmiot do oka lub oko do przedmiotu; gdy umieściliśmy przedmiot w *punkcie bliskim*, dalszemu zbliżaniu sprzeciwia się niemożność akomodacji.

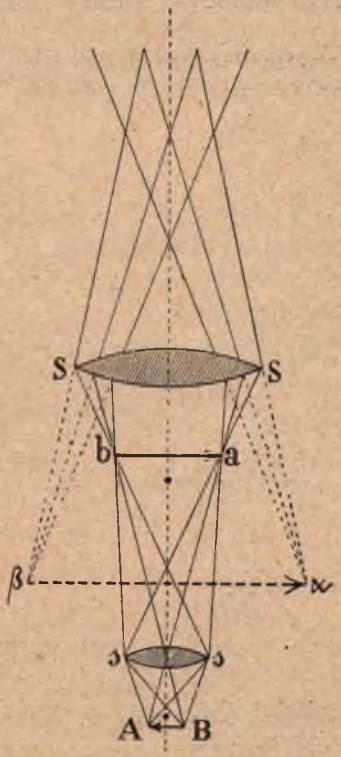
Tylko w okolicy plamki żółtej widzimy wyraźnie. Jak wyraził się Helmholtz, obraz, który otrzymujemy w oku, wygląda jak rysunek, w środkowej części wykonany starannie, w pobliżu zaś brzegów nieudolny, niedbały. Dzięki ruchliwości gałek ocznych możemy jednak w znacznej mierze zaradzić temu niedostatkowi.

W środku plamki żółtej, w jej dołku środkowym, oko zdrowe widzi nadzwyczaj subtelnie; możemy tam odróżnić od siebie punkty A i B, jeżeli kąt ACB widzenia wynosi 1′. Kładąc $d = 15$ mm oraz $\theta = 60''$ w drugiej powyższej

formule (1), znajdujemy $D = 0{\cdot}0044$ mm; tak maleńki jest obrazek, który powstaje wówczas na siatkówce.

§ 149. Mikroskop.

Botanice, zoologji, anatomji, bakterjologji, epidemjologji uczącej, jak walczyć z chorobami zakaźnemi, mikroskop oddaje niezmierne usługi; niema przesady w zdaniu, iż bez pomocy mikroskopu kanał Panamski nie byłby został przekopany; możnaby owszem podobne twierdzenie w innych okolicznościach powtórzyć. Opisując budowę tego tak ważnego narzędzia, ograniczymy się jednak do pobieżnego, schematycznego zarysu; do zupełnego wytłumaczenia czynności mikroskopu (którą dziś doprowadzono do wysokiej doskonałości) nie wystarczyłyby wiadomości elementarne, które zebraliśmy w artykułach poprzedzających.

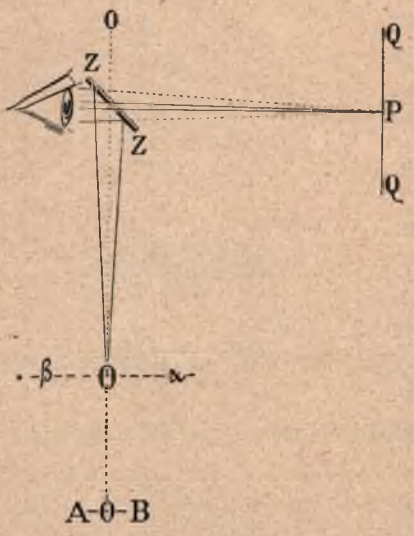


Rys. 251.

Przypuśćmy, że AB (rys. 251) jest maleńkim przedmiotem, którego powiększony obraz chcemy otrzymać. Umieszczamy AB pod soczewką zbierającą ss, której odległość ogniskowa jest stosunkowo krótka; soczewka ta jest *objektywą* mikroskopu. Przedmiot AB znajduje się od soczewki ss w odległości mało co większej niż jej ogniskowa odległość; jak w przypadku (II) β § 143-go, tworzy się zatem, daleko poza soczewką ss, *pierwszy* obraz ab przedmiotu AB, obraz rzeczywisty, względem AB odwrócony i powiększony. Obraz ten oglądamy przy pomocy drugiej soczewki SS, t. zw. *okularu*, która w zasadzie działa jak lupa (§ 143). Obraz ab przypada w odległości, od soczewki SS, mniejszej niż jej ogniskowa odległość (przypadek (II) α § 143-go); jak gdyby ab był przedmiotem wysyłającym światło, powstaje zatem w $\alpha\beta$ *drugi* obraz przedmiotu AB, obraz pozorny, względem pierwszego

obrazu ab prosty (zatem odwrócony względem przedmiotu AB) oraz powiększony względem ab (tem bardziej przeto powiększony względem AB). Objektywa i okular są osadzone w rurze, zwykle mosiężnej, długości niezmiennej; zaczerniona wewnętrzna powierzchnia pobocznicy tej rury pochłania szkodliwe światło rozproszone. Do należytego ustawienia rury służy śruba mikrometryczna; przy pomocy tej śruby zmieniamy odległość szkieł od przedmiotu, dopóki obraz $\alpha\beta$ nie powstanie w odległości dla oka dogodnej. Preparat, który oglądamy, zwykle dość przezroczysty, wraz ze szkiełkiem, na którem jest umieszczony, spoczywa na t. zw. *stoliku*; preparat ten oświetlamy silnie od dołu, poprzez otwór stolika, przy pomocy *zwierciadełka*, niekiedy nadto przy pomocy osobnej zbierającej soczewki, t. zw. *kondensora*.

Wyobraźmy sobie płytkę szklaną ZZ (rys. 252), pokrytą, jak zwykłe zwierciadło, zwierciadlanym aljażem, za wyjątkiem niewielkiego w środku otworu.



Rys. 252.

Zwierciadełko to umieszczamy ponad okularem mikroskopu, którego oś na rys. 252-im leży w OOO. Na stoliku mikroskopu kładziemy wykonaną na szkle skalę mikrometryczną AB, na której odstęp 1 mm bywa zwykle podzielony na 100 części. Obraz $\alpha\beta$ tej skali, po odbiciu się w zwierciedle ZZ, dobiega oka; jak z § 135-go wiadomo, w oku powstaje obraz, pozornie pochodzący z P. Ale w miejscu otworu, wyciętego w pokryciu zwierciadła, światło przebiega swobodnie przez ZZ, jak przez płytkę o równoległych ścianach; przez ten otwór widzimy więc część milimetrycznej skali QQ, ustawionej w taki sposób, ażeby obraz skali AB i skala QQ przylegały do siebie. Wydaje nam się wówczas, iż N podziałek skali AB zgadza się z n podziałkami skali QQ. Jeżeli m jest sprawianem przez mikroskop *powiększeniem linjowem*, mamy

1. $$m = 100\, n/N.$$

Przypuśćmy, że oglądamy skalę AB okiem nieuzbrojonem, z odległości l najdogodniejszego widzenia. Kąt θ, pod którym dostrzegamy N podziałek tej skali, wynosi

2. $$\theta = N \text{ mm}/100\, l.$$

Kąt widzenia ϑ tego samego odcinka skali widzianej przez mikroskop wynosi

3. $$\vartheta = n\,\mathrm{mm}/l$$

gdzie, według praw odbicia, długość l jest ta sama jak w (2). Z równań (1), (2) i (3) wnosimy, że

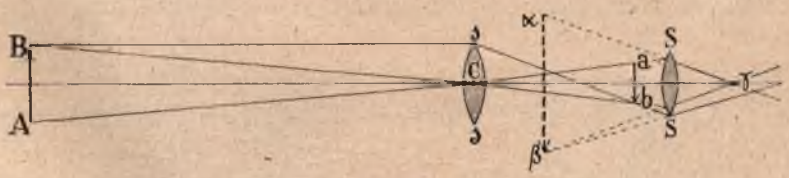
4. $$m = \vartheta/\theta$$

powiększenie m jest więc stosunkiem kątów widzenia ϑ i θ. Nowoczesny mikroskop pozwala osięgnąć powiększenie linjowe m dochodzące do 2000 a nawet przekraczające tę wartość; tracimy jednak naogół na jasności obrazów, gdy powiększenie jest bardzo wysokie. O stopniu doskonałości mikroskopu nie należy zresztą sądzić wyłącznie według uzyskiwanego powiększenia; od dobrego przyrządu należy wymagać obrazów wyraźnych, które byłyby wolne od jakichkolwiek zniekształceń.

Zaczęto budować mikroskopy w XVII-em stuleciu; niepodobna wymienić osoby, której możnaby przypisać ich wynalazek. W roku 1612 Galileusz przesłał królowi Zygmuntowi III, do Krakowa, mikroskop, który był własnoręcznie sporządził; wzmianka o tym podarunku jest jedną z najwcześniejszych wiadomości o zadziwiającym przyrządzie, który przed wzrokiem naszym otworzył tyle nieprzeczuwanych dziedzin badania.

§ 150. *Teleskopy*

Rys. 253 objaśnia w schematycznym zarysie budowę *refraktora* czyli *lunety astronomicznej*. Przypuśćmy, że AB jest nadzwyczaj odległym przedmiotem, którego obraz powiększony chcemy w refraktorze oglądać. Promienie idące od przedmiotu AB biegną



Rys. 253.

najprzód przez zbierającą soczewkę ss, która nazywa się *objektywą* refraktora; ponieważ przedmiot znajduje się w odległości ogromnej, tworzy się zatem, podobnie jak w przypadku (II) γ § 143-go, poza soczewką ss, w płaszczyznie przechodzącej przez ognisko, *pierwszy* obraz ab przedmiotu AB, obraz rzeczywisty, odwrócony względem AB i zmniejszony. Obraz ten ab oglądamy przy pomocy drugiej zbierającej soczewki SS, t. zw. *okularu* lunety; podobnie jak w mikroskopie, okular w zasadzie spełnia zadanie lupy. Obraz ab leży od soczewki SS w odległości

niewiele mniejszej aniżeli ogniskowa odległość tej soczewki; jak w przypadku (II) α § 143-go, powstaje zatem w $\alpha\beta$ *drugi* obraz przedmiotu AB, obraz pozorny, względem ab prosty (zatem odwrócony względem AB), powiększony względem ab. Obraz $\alpha\beta$ oglądamy w odległości dogodnej, zmieniając w tym celu odległość okularu od objektywy, np. przy pomocy śruby mikrometrycznej.

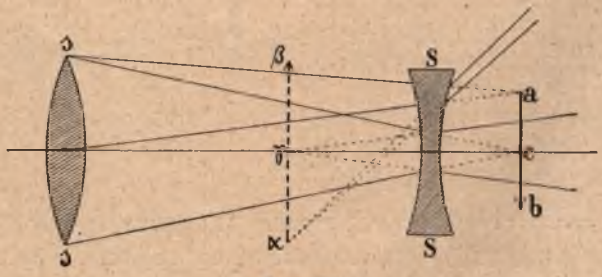
Na rys. 253-im wskazano tylko przebieg najważniejszych promieni; uzupełnić go można łatwo na zasadzie § 143-go. Dla jasności rysunku niepodobna w nim było również zachować właściwych, zgodnych z prawdą stosunków.

Obraz ab powstaje w odległości ogniskowej od objektywy ss oraz niemal w odległości ogniskowej przed okularem SS. Oznaczając przez θ kąt ACB widzenia przedmiotu, przez ϑ kąt $\beta\gamma\alpha$ widzenia obrazu $\alpha\beta$ (gdzie γ jest ogniskiem soczewki SS), możemy uważać stosunek ϑ/θ za miarę linjowego powiększenia m osiągniętego w lunecie. Jeżeli f i F są odległości ogniskowe soczewek ss i SS, mamy w przybliżeniu

1. $$f:F=\vartheta:\theta \quad \text{zatem} \quad m=f/F.$$

Luneta jest sprawna, gdy odległość f jest stosunkowo długa, F zaś stosunkowo krótka. W najpotężniejszym dotychczas zbudowanym refraktorze, znajdującym się w Obserwatorjum uniwersyteckiem w Chicago, odległość ogniskowa objektywy wynosi blisko 19 m, odległość ogniskowa okularu może wynosić 0·64 cm, powiększenie m zbliża się wówczas do 3000.

Obraz rysujący się w lunecie astronomicznej jest odwrócony względem oglądanego przedmiotu; unikamy tej niedogodności w *lunecie ziemskiej*, o której urządzeniu rys. 254 może dać



Rys. 254.

wyobrażenie. Soczewka zbierająca ss jest objektywą jak w lunecie astronomicznej; przez załamanie w niej promieni utworzyłby się obraz pierwszy ab, rzeczywisty i odwrócony względem przedmiotu, gdyby nie było rozpraszającej soczewki SS stanowiącej okular lunety. Obraz ab znajduje się od soczewki SS

w odległości nieco większej niż odległość ogniskowa. Na rys. 254-ym podano przebieg tylko kilku promieni; te, które dążą do c, po załamaniu w SS są tak skierowane, jak gdyby wychodziły z γ; te, które biegną ku a, po załamaniu w SS mają taki kierunek, jak gdyby pochodziły z α. Obraz ab nie tworzy się zatem, natomiast w $\alpha\beta$ powstaje drugi obraz przedmiotu, obraz pozorny, prosty względem oglądanego przedmiotu, w stosunku do ab powiększony.

Według takiej zasady urządzone są zwyczajne *lornetki*; inne lornety, t. zw. *pryzmatyczne*, są w istocie lunetkami astronomicznemi, w których obraz przez całkowite odbicie jest wyprostowany; dzięki temu urządzeniu lorneta może być bardzo krótka.

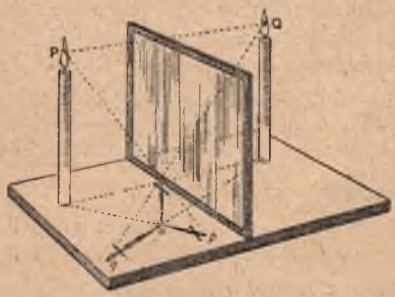
W *reflektorach* rolę objektywy spełniają wklęsłe zwierciadła. o znacznym promieniu krzywości. Refraktory i reflektory, wspólnie wzięte, nazywamy *teleskopami*; nazwę tę (podobnie jak wyraz *mikroskop*) wprowadził w użycie Demiscjan w XVII-em stuleciu; o początkowych nazwach: *conspicilia, perspicilia* niebawem zapomniano.

Według wiarogodnych świadectw, Lippershey w Middelburgu, w Holandji, zaczął pierwszy wyrabiać lunety ziemskie około r. 1608-go. Pomysł zbudowania astronomicznej lunety, powzięty przez Keplera w r. 1611-ym, urzeczywistnił nieco później X. Scheiner. Już jednak w r. 1610-ym zastosował Galileusz lunetę do spostrzegania zjawisk niebieskich; świetne odkrycia, których natychmiast dokonał, były oznaką, że z wynalazkiem teleskopu nauka astronomji wchodzi na nowe tory. Pierwszy reflektor próbował sporządzić Gregory w r. 1663 im; inny, wykonany własnoręcznie przez Newtona, przechowywa do dziś dnia *Royal Society* w Londynie.

Zadania.

1. Świecący punkt A tworzy obraz a w płaskiem zwierciedle SS. Jak porusza się obraz, gdy A oddala się od nieruchomego zwierciadła, w kierunku do niego normalnym, posuwając się o długość l? Jeżeli przeciwnie A pozostaje nieruchomy, zwierciadło zaś SS oddala się od A, przesuwając się o długość l równolegle do siebie, jak wówczas przemieszcza się obraz a?

2. Przed zwierciadłem umieszczamy małe źródło świetlne P (rys. 255) oraz niewielki przedmiot o; przedmiot ten rzuca dwa cienie: silniejszy p, słabszy q. Jak położone są te cienie? Gdybyśmy umieścili w Q drugie (podobne do P) źródło świetlne, zwierciadło zaś usunęli, co zauważylibyśmy?



Rys. 255.

3. Rozważyć obrazy, które tworzą się, gdy świeca jest umieszczona w kącie dwuściennym prostym, utworzonym przez dwa płaskie zwierciadła.

4. Człowiek AB przegląda się w pionowo stojącem, płaskiem zwierciedle, którego wysokość jest równa wysokości AB. Gdy zakrywamy dolną część zwierciadła, człowiek nie przestaje dostrzegać w zwierciedle swego całkowitego obrazu. Rozważyć dokładnie warunki zjawiska.

5. Światło żółte (sodowe) przebiega w 15°C z powietrza do szkła. Zakładając, że $\mu = 1{\cdot}333$, znaleźć kąty załamania r dla kątów padania i wynoszących 0°, 5°, 10° i t. d. aż do 90° (por. § 136). Gdyby światło przebiegało, przeciwnie, ze szkła do powietrza, jak wypadałoby wówczas ograniczyć analogiczne zadanie?

6. Ile wynoszą spółczynniki załamania światła litowego i sodowego w przejściu z wody do powietrza, w temperaturze 15°C?

7. Krytyczny kąt załamania światła w przejściu z ośrodka A do ośrodka B wynosi 43°; obliczyć spółczynniki μ_{AB} i μ_{BA}.

8. Rozwartość pryzmatu wyrobionego z soli kamiennej wynosi 14° 30′; obliczyć wartość odchylenia D, przypuszczając, że ono jest najmniejsze. Pryzmat znajduje się w powietrzu, światło jest sodowe, temperatura wynosi 15°C.

9. Dla pryzmatu szklanego, zanurzonego w powietrzu, znaleźliśmy najmniejsze odchylenie $D = 26° 40′$; kąt R pryzmatu wynosi 45° 04′. Jak znaleźć spółczynnik załamania szkła pryzmatu względem powietrza?

10. Porównać dioptryczną zdolność soczewki wyrobionej z flintu i wyrobionej z diamentu, przypuszczając, że postać i rozmiary soczewek są identyczne.

11. Dwuwypukłą szklaną soczewkę przenosimy z powietrza do wody; czy jej ogniskowa odległość pozostanie niezmienna?

12. Fotografując budynek, którego wysokość wynosi 20 m, pragniemy otrzymać obraz o wysokości 10 cm; objektyw znajduje się w odległości 30 m od budynku. Obliczyć ogniskową odległość soczewki, którą wypada nam się posłużyć.

13. Z odległości 40 m fotografujemy posąg, którego wysokość wynosi 6 m; ogniskowa odległość objektywu jest = 20 cm. Jak wysoki obraz otrzymamy?

14. Obraz łuku elektrycznego rzucamy na ekran znajdujący się w odległości 12 m od łuku; obraz (linjowo) ma być powiększony trójkrotnie. Znaleźć ogniskową odległość potrzebnej projekcyjnej soczewki.

15. Dla dwuwypukłej soczewki znaleziono (w oznaczeniach § 144-go): $f = 306$ mm, $R = 304$ mm, $R' = 345$ mm. Wykazać, że dla substancji soczewki (względem otaczającego ośrodka) i dla użytego gatunku światła $\mu = 1{\cdot}5314$.

16. Dwa pryzmaty, złożone ze sobą bocznemi ścianami, są zwrócone przeciwnie; krawędź pierwszego jest np. u góry, krawędź drugiego u dołu pryzmatu. Pierwszy pryzmat jest sporządzony z crownu, drugi z flintu. Przypuśćmy, że *rozszczepienia*, wytwarzane przez pryzmaty, są identyczne. Zakładając, że *średni* spółczynnik załamania wynosi:

dla crownu: 1·517; dla flintu: 1·622

oraz przypuszczając, że

dla crownu: μ (fl.) — μ (cz.) = 0·0060
dla flintu: μ (fl.) — μ (cz.) = 0·0123

dowieść, że *odchylenie* sprawiane przez pryzmat crownowy przeważa znacznie nad przeciwnem odchyleniem, sprawianem przez pryzmat flintowy; że zatem całość złożona z tych dwóch pryzmatów, chociaż odchyla, jest układem achromatycznym.

ROZDZIAŁ JEDENASTY.

O teorjach światła.

§ 151. Dwie teorje światła.

W księdze trzeciej nieśmiertelnego dzieła *Principia* Newton przytacza wiadomość interesującą, którą otrzymał od przyjaciela swego Edmunda Halleya, wybitnego podróżnika i uczonego. Morze Południowo-Chińskie, którego obszar jest stosunkowo dość szczupły, ma bardzo słabe własne czyli miejscowe przypływy i odpływy; rozpościerają się na niem przeważnie wielkie fale, wymuszane przez sąsiedni Ocean, które mają doń dostęp dwojaki, poprzez dwie cieśniny położone na północ i na południe Archipelagu Filipin. Port Batsha jest tam tak umieszczony, że spotykają się w nim dwa ciągi fal oceanicznych, różniące się mniej więcej o sześć godzin w fazie, zatem o połowę okresu zjawiska (§ 62 tomu II-go); z tej przyczyny niema prawie przypływów i odpływów morskich w porcie Batsha, choć w innych, niezbyt odległych miejscach występują wyraźnie. Oto typowy przykład zjawiska, które rozważaliśmy już w rozdz. V-ym tomu II-go; nazywamy je, jak wówczas, *interferencją dwóch przeciwnie skierowanych ciągów fal.* Na ten właśnie przykład powoływał się Tomasz Young w r. 1801-ym, gdy usiłował (lecz bezskutecznie) przekonać spółczesnych uczonych, że dwie wiązki świetlne *mogą* interferować ze sobą, podobnie jak dwa spotykające się ciągi fal wodnych.

Sprawa, o którą Young walczył, nie była drobiazgiem; w grze było fundamentalne zagadnienie optyki: *czem jest światło*? jaki może być mechanizm zjawisk optycznych? W początkach XIX-go stulecia, w chwili pierwszych prac Younga, panowała w nauce t. zw. *korpuskularna* lub *emisyjna* teorja światła. Za jej twórcę podawany bywa często Newton; dość jednak przeczytać słynne *zapytania*, któremi kończy się wspaniałe dzieło *Opticks* New-

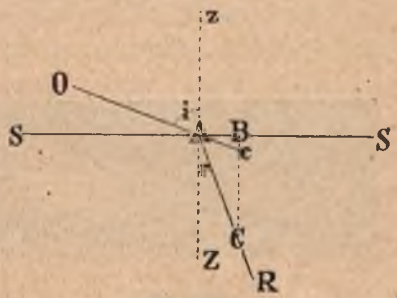
tona (1704), ażeby zrozumieć, jak mało wagi przywiązywał do tej hypotezy, jak wielkie wątpliwości, co do natury światła, dręczyły ów umysł bezprzykładnie potężny. Według korpuskularnej teorji, nasze wrażenie światła wywołują drobniutkie uderzenia; sprawiają je maleńkie korpuskuły, wpadając do oka. Czy mamy orzec *a limine*, że to założenie jest nie do przyjęcia? wszakże dziś wiemy, że elektron może biec w próżni z ogromną prędkością, niezbyt różną od prędkości światła (§§ 108 i 116). Nie zapytujmy, czy hypoteza korpuskularna jest *prawdziwa* lecz raczej, czy jest *użyteczna*? jak tłumaczy zjawiska? Prostolinjowy bieg światła w jednolitym ośrodku jest w niej łatwo zrozumiały; według zasad dynamiki, korpuskuł, przynajmniej w próżni, musi biec po torze prostym, podobnie jak β-cząstka, jak cząstka katodowa. Lecz skoro przystępujemy do objaśnienia zjawisk odbicia i załamania, zaczynają się trudności. Gdy wiązka świetlna z powietrza przebiega do szkła, po części odbija się, po części załamuje; czy substancja szkła odpycha jedne korpuskuły, inne ku sobie pociąga? Korpuskuł w takim razie musiałby przebywać różne stany, musiałby niejako okazywać różne *usposobienia*; raz przyciąganie, to znów odpychanie miałoby przystęp do korpuskułu; działoby się w nim coś *perjodycznego*. Taką okresowość w odrobinach światła przypuszczał Newton; dostrzega ją również w świetlnych zjawiskach inna, *falowa* czyli *undulacyjna teorja*; ale zakładając perjodyczność, opuszcza już zbyteczne korpuskuły. Według tej teorji, bieg światła nie jest płynięciem materji lecz tylko *energji*; zaburzenia okresowe, faliste (w próżni zupełnej, lub w próżni międzycząsteczkowych odstępów) muszą posuwać się mniej więcej podobnie, jak (według rozdz. V-go tomu II-go) fale roznoszą się w sznurze, w sprężynie lub drucie, jak na powierzchni wód biegną lekkie zmarszczki, jak zgęszczenia i rozrzedzenia podążają szybko przez kolumnę powietrza. Takie są przewodnie myśli teorji światła, której Huygens w r. 1690-ym dał pierwszy początek; potomni, wiele lat później, mieli jej przyznać przed korpuskularną teorją pierwszeństwo. Przekonaliśmy się już w §§ 69, 70 i 71-ym tomu II-go, jak łatwo wyjaśniamy odbijanie i załamywanie się fal w teorji Huygensa i jak ważne wnioski wypadają wówczas, same przez się, o ilościowych prawach tych zjawisk.

Z VI-go rozdziału tomu II-go jest nam wiadomo, że w zwykłem atmosferycznem powietrzu, w temperaturze pokojowej, *głos* rozchodzi się z prędkością

około 340 m/sek. Gdyby otaczające *powietrze* płynęło względem nas z prędkością 340 m/sek, drzewa, domy, wszystko dokoła zostałoby w mgnieniu oka strzaskane, zmiecione; wszak w najburzliwszym wichrze powietrze nie porusza się z prędkością większą niż 30 m/sek. Łagodny dźwięk muzyki dobiega nas zatem z prędkością 11 razy większą niż okropny huragan; tak wielka jest różnica między *płynięciem powietrza* a *płynięciem fali w powietrzu*.

Czy wiązka świetlna niesie w sobie pewną *ilość ruchu* (§ 75 tomu I-go)? Wiemy dzisiaj, że niesie istotnie, chociaż nadzwyczajnie maleńką. Światło wywiera pewne ciśnienie na płytkę, w której jest pochłaniane lub na zwierciadełko, od którego jest odbijane; ale to *ciśnienie światła* jest nadzwyczaj słabe i dopiero za naszych czasów udało się je wykryć i zmierzyć. O istnieniu tego ciśnienia nie wiedziano w początku XIX-go stulecia, w chwili, gdy Young stawał do walki z korpuskularną teorją; gdyby ono było wówczas wiadome, byłoby stało się ważkim argumentem w ręku obrońców «korpuskułów». Lecz jeżeli strumień świetlnych korpuskułów pędzących z prędkością olbrzymią, 10 miljonów razy większą niż rozszalałe w wichurze powietrze, okazuje ilość ruchu znikomą, jakże nadzwyczajnie małe musiałyby być *masy* tych korpuskułów.

Wyobraźmy sobie dwa ośrodki, dolny i górny, oddzielone płaszczyzną poziomą SS (rys. 256). Wiązka świetlna biegnie w górnym ośrodku w kierunku promienia OA; w punkcie A wkracza do dolnego ośrodka, w którym dąży dalej w kierunku AR. Przypuśćmy, że korpuskuł tej wiązki biegnie po torze OA z prędkością c, tor zaś AR zatacza z prędkością C. Ruch korpuskułu rozkładamy, według zasad § 24-go tomu I-go, na dwa ruchy składowe: na ruch prostopadły do płaszczyzny granicznej SS i na ruch do niej równoległy. Działanie dolnego ośrodka przyśpiesza ruch pierwszy, ale *nie* może mieć wpływu na drugi. Rozumiejąc zatem, jak zwykle, przez i kąt padania, przez r kąt załamania, powiadamy, iż



Rys. 256.

1. $$c \sin i = AB = C \sin r.$$

W korpuskularnej teorji dochodzimy przeto do następującego prawa załamania

2. $$\sin i : \sin r = C : c.$$

Z teorji undulacyjnej, jak widzieliśmy w § 71-ym tomu II-go, wypada wprost przeciwnie

3. $$\sin i : \sin r = c : C.$$

Spółczynnikiem załamania światła μ, w przejściu z górnego do dolnego ośrodka, nazywamy wartość *stałą* stosunku $\sin i$ do $\sin r$ (§ 136); powiadamy zatem, że

4. według korpuskul. teorji: $\mu = C/c$.

5. według undulacyjn. teorji: $\mu = c/C$.

Dla przykładu przypuśćmy, że górnym ośrodkiem jest powietrze, dolny zaś składa się z wody; w temperaturze pokojowej możemy założyć przybliżenie, iż $\mu = 1{\cdot}33$. W tym zatem przykładzie

6. według korpuskul. teorji: $C : c = 4 : 3$

7. według undulacyjn. teorji: $c : C = 4 : 3$.

Metoda «obracającego się zwierciadła», o której wspomnieliśmy w § 132-im, pozwala zmierzyć prędkość rozchodzenia się światła w dowolnej cieczy; przy pomocy tej metody Foucault wykazał bezpośrednim pomiarem, że w wodzie światło biegnie *powolniej* niż w powietrzu; twierdzenie (6) jest więc *nieprawdziwe*. W roku 1883-im Michelson nietylko potwierdził ten wynik (co do wody i dwusiarczku węgla) lecz nadto, zmierzywszy stosunek $c : C$ dwóch prędkości, przekonał się, że twierdzenie (7), lub ogólniej twierdzenie (5), jest *prawdziwe*. Dla każdej teorji światła fakty te mają pierwszorzędną doniosłość.

§ 152. Interferencja światła; doświadczenie Younga.

Powracamy teraz do zapytania, którego wyżej dotknęliśmy: czy dwie spotykające się ze sobą wiązki świetlne mogą interferować? Odpowiadając, że mogą, Young powoływał się na doświadczenie następujące. Z małego otworu S wyciętego w nieprzezroczystej zasłonie (rys. 257) wybiega wiązka świetlna, padając na dwa dalsze drobniutkie, bardzo ku sobie zbliżone otwory A i B drugiej zasłony; z A i B podążają więc dwie nowe wiązki, które, jak widzimy z rysunku, w pewnym obszarze spotykają i przenikają się wzajemnie. Przypuśćmy, że światło jest falowaniem; z §§ 57 i 58 tomu II go widzimy wówczas natychmiast, że owe wiązki *powinny* interferować ze sobą. Przetnijmy wiązki ekranem, jak pokazuje rysunek; w miejscu M tworzy się układ prążków interferencyjnych (rys. 258). Gdy posługujemy się światłem białem, prążki są zróżnobarwne jak tęcza; lecz jeżeli użyjemy światła jednobarwnego, powstają prążki czarne, przerwy zaś między niemi leżące błyszczą jasno, tą samą barwą, którą ma źródło światła. Czy rzeczywiście te prążki są

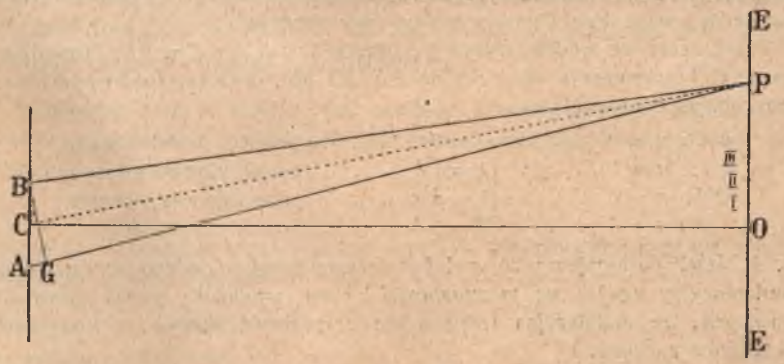
Rys. 257.

Rys. 258.

wynikiem interferencji wiązek? Znikają natychmiast, gdy, zamykając jeden z otworów, wstrzymujemy bieg jednej wiązki; spółdziałanie (lub może spółzawodnictwo) dwóch wiązek jest zatem niezbędne do wywołania zjawiska.

Przyjmujemy teraz za prawdziwą undulacyjną teorję światła. Zjawiska dziejące się w wiązce światła uznajemy za fale; promień świetlny uważamy tylko za wektor idealny, wskazujący, w jakim kierunku posuwa się fala. Wyobrażając sobie fale świetlne, posługujemy się pojęciami, które znamy z §§ 62 i 63-go tomu II-go. W każdym punkcie promienia ma dokonywać się coś perjodycznego; okres T tego perjodycznego zjawiska nazywamy *okresem fali*. Gdybyśmy posuwali się w kierunku świetlnego promienia, dostrzeglibyśmy, że w pewnych odstępach odtwarzają się czyli powracają te same zaburzenia; długość λ takiego odstępu nazywamy *długością fali*. Najkrótszy odstęp w czasie dwóch chwil, w których, w danym punkcie promienia, zaburzenie jest w tej samej fazie, równa się okresowi T. Najkrótszy odstęp wzdłuż promienia dwóch punktów, w których, w danej chwili, zaburzenie jest w tej samej fazie, równa się długości fali λ.

Rozważmy teraz mechanizm doświadczenia Younga ze stanowiska undulacyjnej teorji. Przypuśćmy, że z bardzo siebie bliskich punktów A i B (rys. 259) biegną dwa ciągi fal harmonicznych prostych (§ 63 tomu II-go), których fazy



Rys. 259.

kątowe i amplitudy w A i B są jednakowe; ciągi te, szerząc się dokoła, docierają do różnych punktów ekranu EE. Weźmy na uwagę dowolny punkt P tego ekranu; ciąg fal idący z A przybywa do P w kierunku AP, ciąg, który z B wyszedł, śpieszy do P w kierunku BP. Przez D oznaczmy różnicę dróg AP i BP, tak zwaną *różnicę dróg optycznych*. Jeżeli ta różnica

1. $$D = AP - BP = 0,\ \tfrac{1}{2}\lambda,\ \tfrac{2}{2}\lambda,\ \tfrac{3}{2}\lambda, \ldots\ldots$$

jeżeli jest wogóle równa *parzystej* wielokrotności połowy długości fali:

2. $$D = \tfrac{1}{2} n\lambda$$

(gdzie n jest liczba całkowita, dodatnia lub równa zeru, *parzysta*), wówczas fazy kątowe ciągów, w chwili dotarcia do P, różnią się o

3. $$0,\ 2\pi,\ 4\pi,\ 6\pi, \ldots\ldots$$

różnią się wogóle o $n\pi$. Ponieważ n jest całkowita parzysta, wstawy lub dostawy takich kątowych faz są identyczne; w chwili zatem, w której ciągi osiągają punkt P, wychylenia mają w nich zgodne kierunki, wartości jednakowe. Przez nałożenie się ciągów powstaje więc w P wychylenie wypadkowe podwójne, energja wypadkowa jest 4 razy znaczniejsza niż energja jednego ciągu; w punkcie P mamy w tym razie najsilniejsze możliwe oświetlenie. Jeżeli różnica dróg optycznych

4. $$D = AP - BP = \tfrac{1}{2}\lambda,\ \tfrac{3}{2}\lambda,\ \tfrac{5}{2}\lambda, \ldots\ldots$$

jeżeli jest wogóle równa *nieparzystej* wielokrotności połowy długości fali:

5. $$D = \tfrac{1}{2} n\lambda$$

(gdzie n jest liczba całkowita, dodatnia, *nieparzysta*), wówczas kątowe fazy ciągów, w chwili przybycia do P, różnią się o

6. $$\pi,\ 3\pi,\ 5\pi, \ldots\ldots$$

różnią się wogóle o $n\pi$. Ponieważ n jest obecnie nieparzystą całkowitą liczbą, wstawy lub dostawy takich faz kątowych mają wartości jednakowe lecz znaki przeciwne; w chwili zatem, w której ciągi dobiegają do P, wychylenia mają w nich wartości jednakowe, kierunki przeciwne. Przez nałożenie się ciągów nie powstaje więc w P żadne wypadkowe wychylenie; energja wypadkowa w P jest żadna; w punkcie P mamy w tym razie ciemność.

Przypuśćmy, że środek odstępu AB leży w C, tak iż $AC = BC$. Prowadzimy prostą CO prostopadłą do AB i do EE; O jest punktem środkowym interferencyjnego obrazu. Mamy

w O:	$n = 0$ . . .	$D = 0$	jasność, środek obrazu
w I:	$n = 1$ . . .	$D = \tfrac{1}{2}\lambda$ . . .	prążek ciemny pierwszy
w II:	$n = 2$ . . .	$D = \lambda$	jasna przerwa pierwsza
w III:	$n = 3$ . . .	$D = \tfrac{3}{2}\lambda$ . . .	prążek ciemny drugi

i t. d. Jeżeli posługujemy się w doświadczeniu światłem jednobarwnem, obraz interferencyjny zgadza się *w zupełności* z temi wynikami; trudno oprzeć się wnioskowi, że undulacyjna teorja zdaje przedziwnie sprawę ze wszystkich szczegółów zjawiska.

Oznaczmy przez x odległość OP; przez l rozumiejmy odległość AB, przez L odległość CO. Z punktu P jako środka, promieniem PB, zataczamy łuk BG koła; maleńki ten łuk możemy poczytywać za prostą prostopadłą do PC. Kąty ABG i OCP są więc równe sobie, skąd przybliżenie

7. $$OP : OC = AG : AB$$

lub w oznaczeniach przyjętych

8. $$x : L = D : l.$$

Z równań (8) oraz (2) lub (5) wyprowadzamy

9. $$n\lambda = \frac{2xl}{L}.$$

Przez h rozumiejąc odległość środków dwóch kolejnych prążków, łatwo otrzymujemy

10. $$\lambda = \frac{hl}{L}.$$

Przypuśćmy, iż wykonaliśmy doświadczenie Younga przy pomocy światła sodowego, żółtego; znajdujemy naprzykład

11. $$l = 0{\cdot}04\text{ cm};\quad L = 142{\cdot}5\text{ cm};\quad h = 0{\cdot}21\text{ cm}.$$

Wstawiając te wartości do równania (10), otrzymujemy

12. $$\lambda = 0{\cdot}000059\text{ cm}.$$

W odstępie 59 mm mieści się zatem 100000 fal światła sodowego żółtego. Jakkolwiek opisana metoda nie może dać wyników ścisłych, mamy tu jednak wymowną wskazówkę, jak nadzwyczajnie krótkie muszą być fale świetlne. Podobnie możemy zmierzyć długość fali światła fioletowego, zielonego lub czerwonego; dla każdego gatunku jednobarwnego światła otrzymujemy inną długość fali. Długość fali światła fioletowego wypada krótsza, długość fali czerwonego światła okazuje się dłuższa niż długość fali światła żółtego. *Objektywną* cechą, która różne gatunki jednobarwnego światła odznacza, jest *długość fali* (mierzona w powietrzu lub w próżni); *barwa* jest cechą *subjektywną*, która istnieje tylko w naszej świadomości.

Rozumiejąc przez λ długość fali pewnego gatunku jednobarwnego światła (zmierzoną w próżni), przez c prędkość rozchodzenia się fali w próżni, mamy, podług § 62 tomu II-go

13. $$\lambda = cT.$$

Znając λ i c, możemy zatem obliczyć okres T. Kładąc naprzykład dla światła sodowego żółtego w próżni

14. $$\lambda = 5{\cdot}9 \times 10^{-5}\text{ cm};\quad c = 3 \times 10^{10}\text{ cm/sek},$$

znajdujemy przybliżenie

15. $$T = 2 \times 10^{-15}\text{ sek}.$$

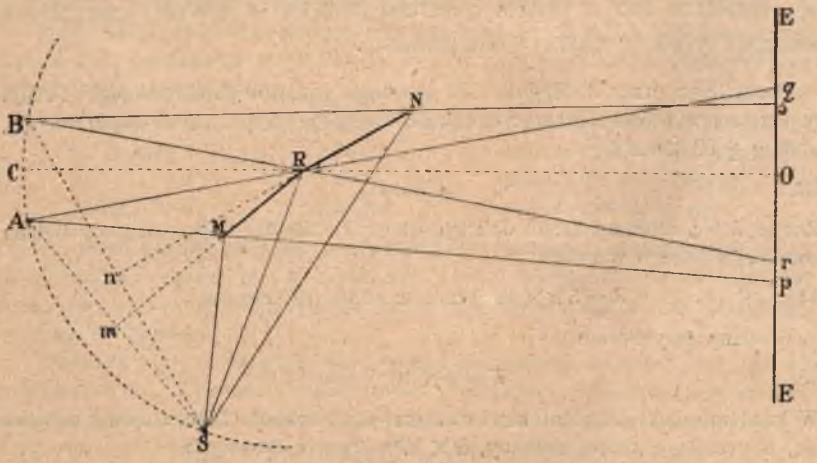
W każdym punkcie próżni nawiedzonym przez światło żółte sodowe odbywa się, w przeciągu każdej sekundy, 5×10^{14} drgań całkowitych.

Zaczynamy teraz rozumieć, dlaczego w doświadczeniu Younga, gdy posługujemy się światłem białem, prążki interferencyjne okazują się barwne. Światło białe zachowuje się w niejednym

względzie, jak gdyby składało się z niezmiernie licznych i rozmaitych gatunków monochromatycznego światła. Gdy posługujemy się światłem białem w doświadczeniu Younga, każdy gatunek światła wytwarza prążki własne; odległości tych prążków, podług wzoru (10), zależą od długości fali; różnobarwne interferencyjne obrazy są zatem rozłączone na ekranie przestrzennie. Tylko w środkowym punkcie obrazu, w punkcie *O*, mamy miejsce jasne i niezabarwione; że tak być musi, wynika łatwo z poprzedzającego wywodu.

§ 153. Interferencja światła; doświadczenie Fresnela.

Young nie przekonał spółczesnych; przeczuwał prawdę, ale nie umiał zapewnić jej zwycięstwa. Bezporównania szczęśliwszy był Augustin Fresnel, który około 1815 r. występuje na scenę. Fresnel otwarcie zwalcza korpuskularną teorję, której bronią Laplace, Poisson, Biot, najsłynniejsi uczeni. W świetnym umysłowym turnieju, który się natychmiast wywiązał (i w którym jedyny Arago wziął stronę śmiałka) genjusz Fresnela wkrótce zwycięża; z nim razem wiedza zwycięża i pojmowanie natury. Znajomość faktów wzbogaca się nadzwyczajnie; nowe fakty, zaledwie odkryte, wkrótce są wytłumaczone. Siedm lat gorączkowej pracy Fresnela przeobraża optykę.



Rys. 260.

Rozważmy tu jedno z najprostszych doświadczeń Fresnela; rys. 260-ty wyobraża schematycznie, w przecięciu poziomem,

urządzenie przyrządu. Dwa płaskie zwierciadła RM i RN są tak lekko nachylone ku sobie, że poprowadzone do ich płaszczyzn normalne mS, nS tworzą ze sobą kąt bardzo mały; kąt ten mSn oznaczamy przez Ω. Przypuśćmy, że S jest punktem świecącym, A obrazem punktu S w zwierciedle RM, wreszcie B obrazem punktu S w zwierciedle RN. Po odbiciu się od MR wiązka SMR tak dalej biegnie, jak gdyby była wyszła z punktu A; po odbiciu się od NR wiązka SNR tak dalej biegnie, jak gdyby była wysłana z punktu B. Wiązki odbite $MpRq$ oraz $RrNs$ spotykają i przenikają się wzajemnie w pewnym obszarze; muszą tam przeto interferować, podobnie jak w doświadczeniu Younga interferują wiązki, biegnące z dwóch punktów świecących pobliskich. Na podstawionym ekranie EE tworzy się istotnie obraz interferencyjny, podobnie jak w doświadczeniu Younga. Jeśli wstrzymamy bieg jednej z wiązek odbitych, pokrywając naprzykład sadzą jedno zwierciadło, obraz interferencyjny znika natychmiast; do powstawania obrazu potrzeba zatem niezbędnie zespołu dwóch wiązek. Obraz interferencyjny znika również, gdy ustawimy zwierciadła w jednej płaszczyznie, tak iż kąt $\Omega = 0$.

Według praw odbicia SA jest prostopadła do Rm, SB prostopadła do Rn; nadto, jak wiadomo (§ 135)

1. $$mS = mA; \quad nS = nB.$$

Stąd wynika, że

2. $$RA = RB = RS.$$

Punkty S, A, B leżą zatem na obwodzie koła, którego środkiem jest R. Według znanego twierdzenia

3. $$\Omega = \text{kąt } ASB = \tfrac{1}{2} \text{ kąta } ARB.$$

Jeżeli więc C jest środkiem łuku AB, mamy

4. $$\text{kąt } ARC = \text{kąt } BRC = \Omega.$$

Przedłużamy CR do punktu O na ekranie EE, prostopadłym do CO; w punkcie O otrzymujemy środek interferencyjnego obrazu.

Z podanego w poprzedzającym artykule rozbioru doświadczenia Younga wynika łatwo wytłumaczenie doświadczenia Fresnela. Rozumiejmy znowu przez l odległość AB, przez L odległość CO; promień CR koła, na którego obwodzie leżą S, A, B oraz C, oznaczmy przez a. Uważając AB za odcinek prostej prostopadłej do CR, piszemy

5. $$l = 2a \operatorname{tang} ARC = 2a \operatorname{tang} \Omega.$$

Równanie (9) § 152-go, które rozstrzyga o postaci interferencyjnego obrazu stosuje się tutaj bez zmiany; łącząc je z powyższym wzorem (5), otrzymujemy

6. $$n\lambda = \frac{4ax}{L} \operatorname{tang} \Omega;$$

litera n, jak dawniej, oznacza jedną z kolejnych liczb 0, 1, 2 . . . Największa jasność odpowiada parzystym, ciemność odpowiada nieparzystym wartościom n.

W doświadczeniu Younga posługujemy się działaniem dwóch wtórnych źródeł świetlnych A, B, tworzonych przez *to samo* źródło pierwotne S (rys. 257); w doświadczeniu Fresnela posługujemy się podobnie działaniem dwóch pozornych źródeł A, B, powstających, dzięki odbiciu w zwierciedle, z tego samego rzeczywistego źródła S (rys. 260). Wiązki biegnące z A oraz B nie są sobie obce; pochodząc z jednego źródła, są *spójne* (jak mówimy) czyli zdolne do interferencji. Czy obce sobie wiązki świetlne są niezdolne do interferencji? doświadczenie nam mówi, że istotnie są *zawsze niezdolne*. Napróżno próbowalibyśmy skłonić do interferencji dwie wiązki niepokrewne sobie, wytwarzane przez dwa różne, odrębne źródła, czyli dwie wiązki *niespójne*.

Jeżeli pewien punkt ekranu, np. punkt P, ma być *stale* jasny albo stale ciemny, rożnica kątowych faz dobiegających doń ciągów fal winna być stale wielokrotnością kąta π, w pierwszym razie parzystą, w drugim nieparzystą. Jak widzieliśmy w § 152-im, warunkowi temu może stać się zadosyć, naprzykład, gdy fazy ciągów w chwili, gdy ciągi przebiegają przez A i B, są wciąż sobie równe. Wyobraźmy sobie, że w obu ciągach, w każdem miejscu, faza zmienia się ustawicznie bardzo szybko, zmienia się przypadkowo, kapryśnie a więc jedna zgoła niezależnie od drugiej. Różnica faz ciągów w chwili, gdy wychodzą z A oraz B a zatem także i różnica ich faz w chwili, gdy docierają do P, skacze wówczas prędko i nieobliczalnie, przybierając co chwila inne, nieoczekiwane wartości; oświetlenie punktu P chwieje się migawkowo, przechodząc od największej jasności do zupełnej ciemności. Nie dostrzeglibyśmy oczywiście tej chwiejby; szybko oscylujące interferencyjne obrazy spływałyby w przeciętne, napozór niezmienne i jednostajne oświetlenie ekranu.

Skoro obce wiązki świetlne, wysłane z różnych źródeł, są zawsze niespójne, musimy przeto przypuszczać, że faza drgań promieniowania, zależna od chaosu promieniujących atomów, waha się nieustannie, zmienia się nagłemi skokami; w ciągach niespójnych przypadkowe te skoki nie są związane, fazy takich ciągów są niezależne.

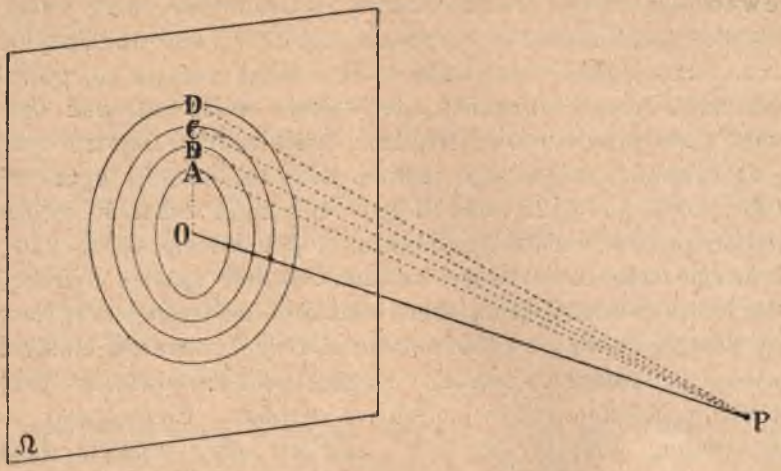
§ 154. Prostolinjowy bieg światła.

Pojmując światło jako zaburzenie faliste, tłumaczymy niektóre zjawiska dogodnie, np. odbicie i załamanie. Newton bezwątpienia dobrze o tem wiedział; ale fakt prostolinjowego rozchodzenia się światła w jednolitych ośrodkach odstręczał go od undulacyjnej teorji. Według codziennych, dorywczych spostrzeżeń (por. § 68 tomu II-go) fale toczące się po powierzchni wód, fale

głosowe, które biegną w powietrzu, okrążają zasłony i cieni nie tworzą; natomiast kula armatnia wystrzelona w przegrodę może ją trafić lub minąć, lecz jej nie okrąża. Za czasów zatem Newtona i długo jeszcze później, prostolinjowy bieg światła zdawał się przemawiać za korpuskularną, przeciwko undulacyjnej teorji. Gdy jednak rzeczywista treść zjawisk zaczęła się powoli wyjaśniać, uczeni zrozumieli, że światło *może* opływać ostre brzegi ścian lub otworów; że cienie, które tworzy, napozór tylko są ograniczone, ucięte; że, jednem słowem, światło *ugina się* (§ 68 tomu II-go, § 125 tomu III-go). Mniemana wyższość korpuskularnej teorji rozwiała się wówczas i przemieniła się w wadę; albowiem stała ona zawsze bezradna wobec zjawisk dyfrakcji, które teorja undulacyjna wyjaśnia w najdrobniejszych szczegółach. Gdy jednak chcemy uważać światło za zespół procesów falistych, musimy wytłumaczyć, dlaczego biegnie prostolinjowo, lub przybliżenie prostolinjowo, w jednolitym ośrodku. Elementarny ten fakt, według undulacyjnej teorji, nie jest wcale prostem zjawiskiem; jest wynikiem zawiłej interferencji *wtórnych* czyli *pochodnych* fal (por. § 69 tomu II-go), które rozpoczynają się nieustannie we wszystkich punktach każdej pierwotnej powierzchni falowej.

Wyobraźmy sobie, że fala świetlna monochromatyczna, płaska posuwa się naprzód w kierunku OP (rys. 261); płaszczyzna Ω, do której OP jest normalna, stanowi pewną *płaszczyznę fali* (czyli jedno jej *czoło*); w tej samej chwili wszystkie punkty tej płaszczyzny są nawiedzone tą samą fazą zaburzenia. Długość fali zaburzenia oznaczamy przez λ. Zadajemy sobie pytanie, jak działa płaszczyzna fali Ω na punkt P przed nią leżący. Prosta PO, prostopadła do płaszczyzny Ω, przecina ją w punkcie O, który nazywamy *biegunem* punktu P w płaszczyznie Ω. Przypuszczamy, że odległość OP punktu P od płaszczyzny Ω jest bardzo znaczna w stosunku do długości fali λ. Dokoła bieguna O prowadzimy w płaszczyznie Ω obwód koła, którego promień R ma być znaczną wielokrotnością długości fali λ. Wiemy, że długość fali λ jest wielkością rzędu stotysięcznej części centymetra; promień R zatem, chociaż duży w stosunku do λ, może być wcale niewielki w praktycznej skali codziennych naszych czynności. Dla zwięzłości, oznaczmy jeszcze przez ω część płaszczyzny Ω ograniczoną przez obwód, którego promieniem jest R. Jeżeli (jak już przypuściliśmy) odległość OP jest znaczna w stosunku

do długości fali λ, działanie całkowitej (nieskończenie rozległej) płaszczyzny Ω na punkt P równa się niemal dokładnie działaniu na P części ω tej płaszczyzny; twierdzenie to udowodnimy po-



Rys. 261.

niżej z łatwością. *Skuteczną* zatem częścią płaszczyzny fali, istotnie działającą na punkt P, jest stosunkowo dość drobna jej cząstka ω, do bieguna O przylegająca; pozostała część płaszczyzny fali nie wywiera ocenialnego działania na punkt P.

Oznaczmy przez l odległość OP. Z punktu P jako środka zataczamy powierzchnie kuliste promieniami

1. $$l+\tfrac{1}{2}\lambda,\quad l+\tfrac{2}{2}\lambda,\quad l+\tfrac{3}{2}\lambda,\ldots\ldots$$

Przecinając się z płaszczyzną Ω, powierzchnie nasze tworzą obwody spółśrodkowych kół $A, B, C, \ldots\ldots$, których środek leży w O (rys. 261); promienie tych kół oznaczamy jak następuje:

2. $$OA=a;\quad OB=b;\quad OC=c;\ldots\ldots$$

Ponieważ λ jest mała wobec l, mamy więc przybliżenie

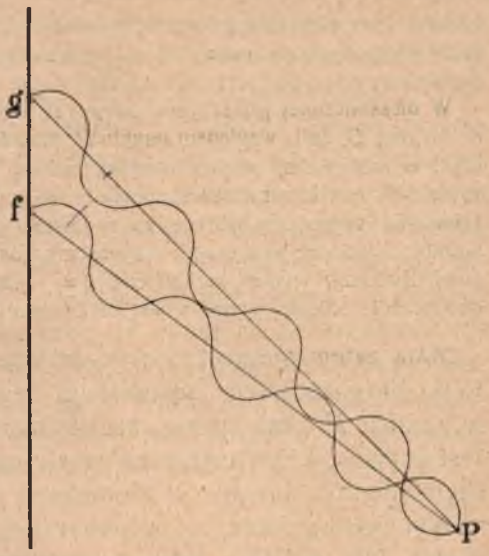
3. $$a^2=l\lambda;\quad b^2=2l\lambda;\quad c^2=3l\lambda\ldots\ldots$$

Zbudowaliśmy zatem dokoła bieguna O: najprzód koło OA, powiedzmy dla skrócenia koło E; następnie pierścienie: AB czyli F, BC czyli G, CD czyli H i t. d. Rozległości pierścieni F, G, H i t. d. są przybliżenie równe, każda wynosi $\pi l\lambda$ przybliżenie. Koło E oraz pierścienie F, G, H i t. d. nazywamy *półokresowemi strefami fali.*

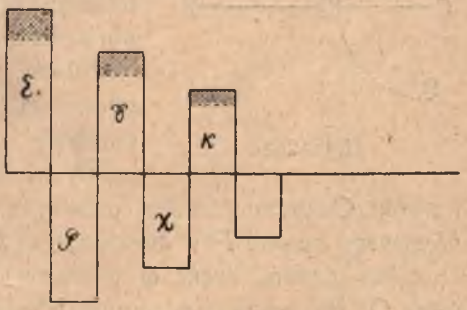
Przypuśćmy teraz, że ζ oznacza długość nadzwyczaj małą w porównaniu do λ. Promieniami

4. $$l+\tfrac{1}{2}\lambda+\zeta,\quad l+\tfrac{1}{2}\lambda+2\zeta,\ldots\ldots$$

zataczamy, z P jako środka, powierzchnie kuliste, które, przecinając się z płaszczyzną Ω, tworzą w niej obwody kół spółśrodkowych z A oraz B. Pierścień F czyli AB rozcinamy tym sposobem na elementy koliste, których rozległości są przybliżenie równe, każda bowiem wynosi przybliżenie $2\pi l\zeta$. Podobnie rozcinamy pierścień G czyli BC na elementy koliste, których rozległości są przybliżenie równe rozległościom elementów pierścienia F. Pierwszy do koła A przylegający element pierścienia F niechaj nazywa się f; do koła B przylegający element pierścienia G niechaj nazywa się g. Element f jest o $\frac{1}{2}\lambda$ bliższy punktu P aniżeli element g; ponieważ w f i g faza zaburzenia jest identyczna, zatem wysyłane przez f i g fale wtórne dobiegają punktu P w fazach *przeciwnych*; fale, spotykając się w P, znosiłyby się ściśle (rys. 262), gdyby ich amplitudy były jednakowe. To samo twierdzenie, z tem samem zastrzeżeniem, stosuje się do fal wtórnych wysyłanych przez drugi element pierścienia F i przez drugi element pierścienia G i t. d.; zatem również i do całkowitego działania pierścieni F i G w punkcie P. Ale amplitudy zaburzeń, sprawianych przez pierścienie F, G i t. d. w punkcie P, *nie* są identyczne. Gdy oddalamy się od bieguna O, odległości średnie stref E, F, G i t. d. od P stają się coraz większe; normalne do stref (równoległe do OP) tworzą coraz większe kąty z promieniami OP, AP, BP i t. d. biegnącemi ku P. Rozumiejmy przez ε, φ, γ, χ i t. d. bezwzględne wartości zaburzeń wywoływanych w P przez strefy E, F, G, H i t. d. Powiadamy, że w P powstaje zaburzenie wypadkowe



Rys. 262.



Rys. 263.

$$5. \qquad U = \varepsilon - \varphi + \gamma - \chi + \varkappa - \ldots\ldots$$

gdzie wartości wyrazów szybko maleją. Wyobraźmy te wyrazy graficznie (rys. 263); U jest sumą różnic $\varepsilon - \varphi$, $\gamma - \chi$ i t. d., zacieniowanych na rysunku. Ale różnice te ukazują się w naszych schodach tylko *co drugi* stopień; gdy-

byśmy tworzyli je co stopień, dałyby razem ε; zatem zacieniowane dają $\frac{1}{2}\varepsilon$ w łącznej sumie. Mamy więc przybliżenie

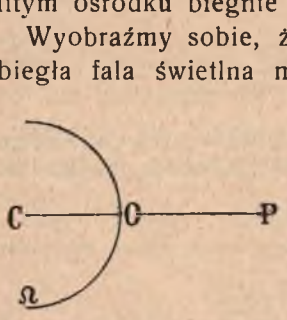
6. $$U = \tfrac{1}{2}\varepsilon.$$

Podobne rozumowanie prowadzi do wniosku, że suma wyrazów szeregu (5), zaczynających się np. od $\varkappa$, wynosi w przybliżeniu $\frac{1}{2}\varkappa$; opuszczając te wyrazy, popełniamy więc błąd przybliżenie równy $\frac{1}{2}\varkappa$.

W nieskończonej płaszczyznie falowej Ω drobna tylko cząstka ω, przylegająca do bieguna O, jest, względem punktu P, prawdziwie *skuteczna*. Przypuśćmy, że część ω zasłoniliśmy nieprzezroczystą zasłoną, tak iż w tej części ω zaburzenie zginęło. Pozostała reszta płaszczyzny Ω nie wytwarza w punkcie P ocenialnych zaburzeń. Przypuśćmy istotnie, że w szeregu (5) pewne wyrazy, np. ε, φ, γ, χ zostały zniesione; pozostają, przypuśćmy, dalsze wyrazy, których suma, jak powiedzieliśmy, wynosi przybliżenie $\frac{1}{2}\varkappa$. Jeżeli strefa K jest od bieguna O dostatecznie odległa, wyraz $\varkappa$ jest bardzo mały.

Mała zatem nieprzezroczysta zasłona umieszczona w punkcie O i w bezpośredniem sąsiedztwie tego punktu wystarcza, by w punkcie P, praktycznie rzecz biorąc, powstał *cień*. Oto właśnie jest prawda, którą mamy na myśli, mówiąc, że światło w jednolitym ośrodku biegnie w kierunkach prostych.

Wyobraźmy sobie, że z punktowego źródła C (rys. 264) wybiegła fala świetlna monochromatyczna, która w otaczającym jednolitym izotropowym ośrodku rozszerza się dalej jako fala kulista; przypuśćmy, że jedną z pomiędzy powierzchni falowych tego zaburzenia jest powierzchnia kulista Ω. Rozumujemy w tym razie podobnie, jak rozumowaliśmy w przypadku fali płaskiej. Pragnąc poznać działanie powierzchni falowej Ω na dowolny punkt P, prowadzimy prostą CP i punkt O przecięcia tej prostej z powierzchnią Ω nazywamy *biegunem* punktu P w powierzchni Ω. Przekonywamy się znowu, że tylko drobna część ω powierzchni Ω, przylegająca do bieguna O, jest względem punktu P prawdziwie *skuteczna*; dlatego, praktycznie rzecz biorąc, mówimy: fala świetlna biegnie w prostych kierunkach, mianowicie w kierunkach promieni idących ze źródła C. Tak oto undulacyjna teorja pojmuje bieg światła.



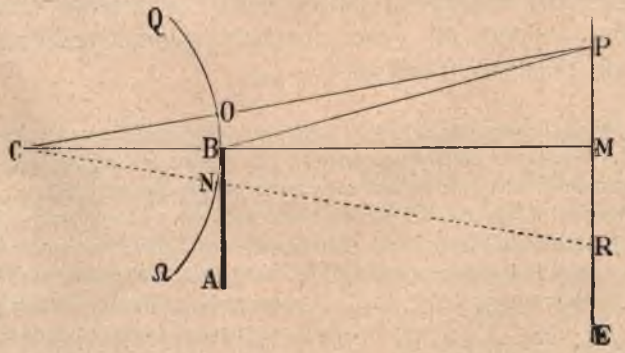
Rys. 264.

Stańmy na wybrzeżu i przyglądajmy się wodzie w morskiej przystani; zmarszczki i fale biegną ku nam bez przerwy. Opodal kołyszą się czółna, statki, okręty; potężne tamy ujmują wodę, wcinają się w nią groble portowe. Przyglądając się wiecznie

chwiejnej powierzchni, wpatrując się w kołyszące się wnęki dolin i w pieniste grzbiety pagórków, czy potrafimy z nich wyrozumieć kształt, postać, rozległość i odległość łodzi, parowców, okrętów, zastaw, estakad i grobli? Z pewnością to niemożliwe. A jednak czynimy coś podobnego nieustannie, chociaż bezwiednie. Od słońca i gwiazd, od świec oraz lamp, od rozżarzonych brył lub jarzących się fluoryzujących substancyj biegną ku nam strumienie fal, nieporównanie coprawda żwawszych i misterniejszych niż wodne; obłoki i góry, doliny i lasy, jeziora i rzeki, kamienie i domy, wszystkie otaczające nas rzeczy odbijają *fale*, załamują je, pochłaniają, uginają, rozrzucają i rozpraszają; my zaś *widzimy rzeczy*. Bezustannie spadają na nas potoki znikomych zaburzeń, ale nie uświadamiamy ich sobie; o *zaburzeniach* nie wiemy, natomiast wydaje nam się, że widzimy materjalne *przedmioty*. Te ich jednak obrazy, które tworzą się w naszej świadomości, to tylko *wnioski*, które w nas nieznanym sposobem powstają, wywołane gradem bezimiennych, niezliczonych podrażnień nerwowych.

§ 155. *Pierwszy przykład dyfrakcji.*

Fala świetlna, monochromatyczna, kulista, rozchodząca się z punktu *C*, uderza o nieprzezroczystą przegrodę *AB* (rys. 265);



Rys. 265.

część fali zostaje wstrzymana, pozostała reszta, minąwszy przegrodę *AB*, oświetla ekran *E*. Wybrawszy na ekranie pewien punkt *P*, rozważmy działanie, na ów punkt, powierzchni falowej kulistej *Ω*, która dotyka przegrody *AB*; wiemy, że ono niemal

ściśle jest równe działaniu na P małej cząstki ω powierzchni Ω, cząstki przylegającej do bieguna O punktu P.

Weźmy na uwagę punkt M, w którym przedłużony promień CB trafia ekran E. Punkt M doznaje działania półpowierzchni BQ, gdzie Q jest dowolnym, daleko od B leżącym punktem powierzchni falowej; zaburzenie w M jest dwa razy słabsze, strumień energji dopływający do M jest cztery razy słabszy aniżeli byłyby wówczas, gdyby przegroda AB została zniesiona. W obrębie geometrycznego cienia wybierzmy teraz punkt R; jeżeli biegun N punktu R nie leży w bardzo małej odległości od B, punkt R nie doznaje od półpowierzchni BQ niemal żadnego działania. Gdy, wychodząc z M, posuwamy się zatem wgłąb *cienia*, oświetlenie szybko maleje i niebawem spada do zera. Przenieśmy się do punktu P leżącego poza zakresem geometrycznego cienia. Przypuśćmy z początku, że P leży daleko od M; przegroda AB nie wstrzymuje skutecznej wobec P cząstki ω powierzchni falowej. Obecność przegrody AB nie wpływa wówczas na oświetlenie ekranu w punkcie P; punkt ten otrzymuje niemal ściśle taki sam strumień świetlny, jaki otrzymywałby, gdyby przegroda AB została zniesiona. Przypuśćmy przeciwnie, że punkt P leży blisko punktu M; przegroda AB wstrzymuje całość lub przynajmniej znaczny ułamek skutecznej wobec P cząstki ω powierzchni falowej. Oświetlenie punktu P jest wówczas wynikiem interferencji fal wtórnych; falisty ustrój zaburzenia sprawia, że w pobliżu punktu M, poza obrębem geometrycznego cienia, tworzą się prążki dyfrakcyjne.

Powierzchnię falową podzielmy w myśli na dwie części: na część OQ i na część OB. Działanie półpowierzchni OQ na punkt P (leżący poza obrębem geometrycznego cienia) jest niemal niezależne od położenia punktu P; obecność lub nieobecność przegrody AB nie wywiera wpływu na to działanie. Zwracamy się teraz do działania, które część OB powierzchni falowej wywiera na P. Załóżmy, iż punkt P jest tak położony, że część OB zawiera w sobie *parzystą* liczbę stref półokresowych $E, F, G, \ldots\ldots$ powierzchni falowej; w takim punkcie P działanie stref, jak z § 154 wynika, znosi się parami niemal dokładnie; w takim punkcie ekranu oświetlenie musi być zatem stosunkowo najsłabsze, taki punkt musi być położony w środku ciemnego prążka. Znacznie silniejsze musi być oświetlenie w punkcie P tak położonym, iż część OB powierzchni falowej zawiera *nieparzystą* liczbę stref półokresowych $E, F, G \ldots\ldots$ Rozumiejąc zatem przez i liczbę całkowitą i dodatnią (różną od zera):

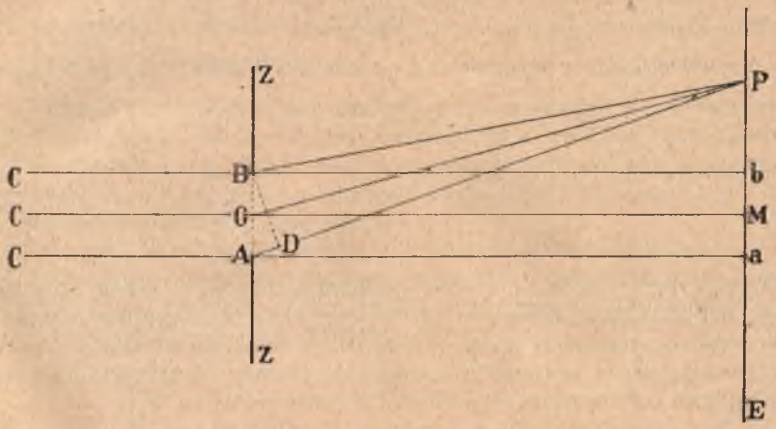
$$i = 1, 2, 3, \ldots\ldots$$

przez λ zaś, jak zwykle, oznaczając długość fali, wypowiadamy twierdzenie: w punkcie P, położonym poza obrębem geometrycznego cienia, mamy środkowe miejsce prążka

ciemnego, gdy: $BP - OP = 2i \times \frac{1}{2}\lambda$
jasnego, gdy: $BP - OP = (2i + 1) \times \frac{1}{2}\lambda$.

§ 156. Drugi przykład dyfrakcji.

Bierzemy na uwagę inny przypadek zjawiska dyfrakcji. Przypuśćmy, że snop równoległych monochromatycznych świetlnych promieni $CACB$ pada normalnie na cienką nieprzezroczystą zasłonę ZZ, w której spotyka wąską prostokątną szczelinę AB; rys. 266 wyobraża urządzenie doświadczenia schematycznie,



Rys. 266.

w przecięciu poprzecznem. Na bardzo odległym ekranie E, umieszczonym równolegle do zasłony ZZ, ukazują się prążki dyfrakcyjne; przyczynę ich powstawania możemy łatwo zrozumieć, idąc za myślą poprzednich wywodów. Przypuśćmy, że CO jest środkowym promieniem snopu $CACB$ padającego światła; przedłużając CO aż do E, znajdujemy punkt M, który, według zasady prostolinjowego przebiegu światła, powinien być środkiem jasnej świetlnej plamy ab. Punkt O jest biegunem punktu M w płaszczyznie falowej Ω dotykającej zasłony ZZ. Dokoła bieguna O wyobraźmy sobie znowu skuteczną względem punktu M cząstkę ω falowej płaszczyzny Ω. Jeśli jest bardzo wąska, szczelina AB nie przepuszcza całej cząstki skutecznej ω; zasady optyki geometrycznej przestają tu zatem być ważne, falisty zaś

ustrój świetlnego snopu wytwarza prążki dyfrakcyjne na ekranie E po obu stronach punktu M.

Z punktu B poprowadźmy prostopadłą BD do promienia AP. Jeżeli punkt P jest odległy, możemy poczytywać BD za łuk koła o promieniu PB; kładziemy zatem

1. $$AD = AP - BP.$$

Oznaczając przez θ kąt MOP, zwany *kątem ugięcia*, powiadamy, że kąt DBA jest przybliżenie równy kątowi θ; jeżeli szerokość szczeliny AB rozumiemy przez a, możemy zatem założyć

2. $$AD = a \sin\theta.$$

Oznaczając przez b odległość OM, przez x odległość MP, mamy

3. $$\sin\theta = \frac{x}{\sqrt{b^2 + x^2}}$$

lub przybliżenie, gdy x w stosunku do b jest bardzo mała:

4. $$\sin\theta = \frac{x}{b}.$$

Z równań (1), (2) i (4) wyprowadzamy

5. $$AP - BP = \frac{ax}{b}.$$

Analogicznie do sposobu, którym posłużyliśmy się w § 154-ym, dzielimy część AB płaszczyzny falowej na półokresowe strefy fali, względem punktu P. Jeśli szczelina przepuszcza liczbę parzystą tak zbudowanych półokresowych stref fali, musimy mieć w punkcie P środkową linję ciemnego dyfrakcyjnego prążka. Niechaj więc i wyobraża liczbę całkowitą dodatnią (różną od zera):

6. $$i = 1, 2, 3, \ldots\ldots$$

Liczba stref niechaj wynosi $2i$. Mamy

7. $$AP - BP = 2i \times \tfrac{1}{2}\lambda,$$

innemi słowy

8. $$\frac{ax}{b} = i\lambda,$$

punkt P leży wówczas w środku ciemnego prążka. Przypuśćmy naprzykład, że doświadczenie wykonano przy pomocy światła monochromatycznego czerwonego; dla pierwszego (licząc od M) ciemnego prążka znaleziono

9. $$a = 0{\cdot}05\text{ cm}; \quad x = 0{\cdot}2\text{ cm}; \quad b = 150\text{ cm}.$$

Kładziemy $i = 1$ w formule (8) i wstawiwszy do niej wartości (9), otrzymujemy

10. $$\lambda = 6{\cdot}67 \times 10^{-5}\text{ cm}.$$

Wyobraźmy sobie, że w nieprzezroczystej zasłonie wycięto kilka lub kilkanaście jednakowych, jednakowo odległych od siebie

i równoległych do siebie szczelin. Przypuśćmy, że na zasłonę pada normalnie snop równoległych wiązek światła monochromatycznego. Wiązki ugięte przez wszystkie szczeliny zbieramy w ognisku soczewki; biegnące z sąsiednich szczelin, zależnie od swego kąta ugięcia, interferują wówczas ze sobą; na ekranie, poza soczewką, powstaje układ dyfrakcyjnych obrazów. Jeżeli na zasłonę pada światło białe, otrzymujemy układ widm.

Zasłona zawierająca, jak powiedzieliśmy, pewną liczbę równoległych szczelin jest prostym modelem przyrządu, który nosi nazwę *siatki dyfrakcyjnej*. Siatkami dyfrakcyjnemi posługują się nieustannie fizycy w badaniach widmowych; składają się one z cieniutkich, zaledwie pod mikroskopem widocznych kresek, prawidłowo wyciętych na powierzchni płytki przezroczystej albo też zwierciadła; zwykłe siatki optyczne liczą około tysiąca kresek na długości jednego milimetra.

W badaniach, o których wspomnimy w następnym rozdziale, H. A. Rowland w Baltimore posługiwał się siatkami naciętemi na wewnętrznej, zwierciadlanej powierzchni metalowego walca; pomoc zbierającej soczewki jest już wówczas zbyteczna. Siatki Rowlanda odznaczały się nietylko subtelnością lecz i nieporównaną prawidłowością nacięcia.

Dostrzegamy rozmaite, nieraz piękne zjawiska dyfrakcji, spoglądając na odległe, silne źródło światła poprzez rzęsy, muślin, cienki jedwab lub pióra owadów i ptaków. Szyby, posypane miałkim proszkiem lub pokryte w zimie kryształkami lodu, tworzą często podobnież dyfrakcyjne obrazy.

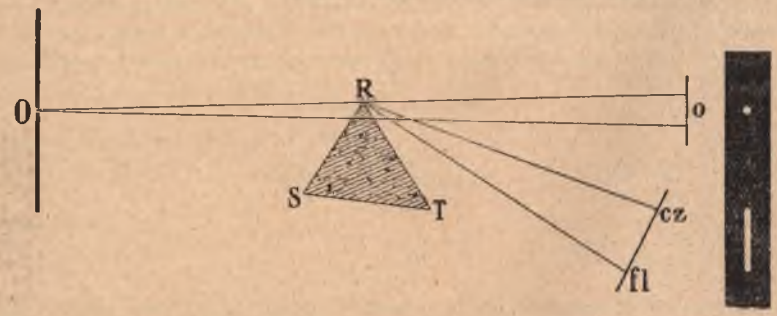
ROZDZIAŁ DWUNASTY.

O promieniowaniu.

§ 157. Widmo słoneczne.

Od początku XVII-go stulecia umiano sporządzać szklane pryzmaty w zachodnich krajach Europy; wiedziano, że, załamując się w pryzmatach, światło przybiera niekiedy świetne barwy tęczowe. Ale nie przywiązywano wagi do takich spostrzeżeń; poczytywano je za prostą zabawkę. Newton kupił pryzmat w Cambridge, od wędrownego przekupnia, w r. 1666-ym; zaledwie przy pomocy tego narzędzia dokonał kilku doświadczeń, nowy, nieoczekiwany zakres zjawisk roztworzył się przed nim.

Oto jak sobie poczyna: w okiennicy zaciemnionego pokoju pozostawia mały otwór *O* kołowy (rys. 267); padająca przez ten



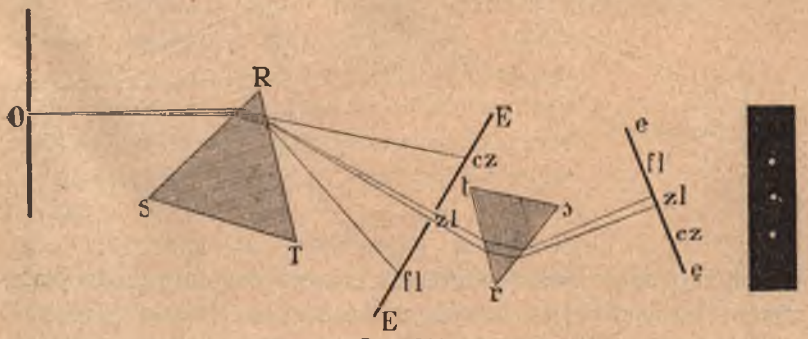
Rys. 267.

otwór ostra wiązka słonecznego światła tworzy mały, biały, okrągły obraz *o* słońca na przeciwległej tablicy. Przypuśćmy, że rys. 267-my wyobraża układ doświadczenia w przecięciu poziomem; wiązka *Oo* biegnie poziomo. W drogę wiązki Newton wprowadza pryzmat *STR*, którego krawędź *R* ustawia pionowo. Z §§ 136 i 140 jest nam wiadomo, że wiązka odchyla i roz-

szczepia się w pryzmacie; na ekranie pojawia się obraz wydłużony i barwny, który Newton nazwał *widmem słonecznem*. Miejsce *cz*, gdzie widmo zaczyna się, jest ciemno czerwone; tuż obok dostrzegamy zabarwienie jasno czerwone, które niebawem ustępuje pomarańczowemu; pomarańczowe przeradza się w żółte, jeszcze dalej w zielone; barwa zielona nieuchwytnie przeobraża się w niebieską, niebieska łagodnie w błękitną przechodzi, ta zaś sąsiaduje z fioletową (*fl* na rysunku), choć ostrej między niemi granicy wskazać nie można; na silnym, wspaniałym fiolecie kończy się widmo.

W pismach Kartezjusza, z których uczył się optyki, Newton próżno szuka wytłumaczenia dostrzeżonego zjawiska; ażeby móc je zrozumieć, ucieka się do przypuszczenia naówczas nadzwyczajnie śmiałego. Zakłada, że każde światło białe (np. słoneczne) jest zespołem niezliczonych *prostszych* gatunków, *jednobarwnych i rozmaicie łamliwych*. Ażeby wyjaśnić wynik opisanego przed chwilą doświadczenia, dosyć przypuścić, iż czerwone promieniowanie jest najmniej łamliwe w pryzmacie, fioletowe zaś najbardziej łamliwe.

Utworzywszy widmo, Newton zadaje sobie pytanie, czy, po przejściu przez pryzmat, światło nie biegnie może krzywolinjowo? Upewniwszy się, że tak nie jest, że za pryzmatem, podobnie jak przed nim, promienie są proste, uznaje za udowodnione, iż wiązka wychodząca z pryzmatu jest znacznie bardziej roz-



Rys. 268

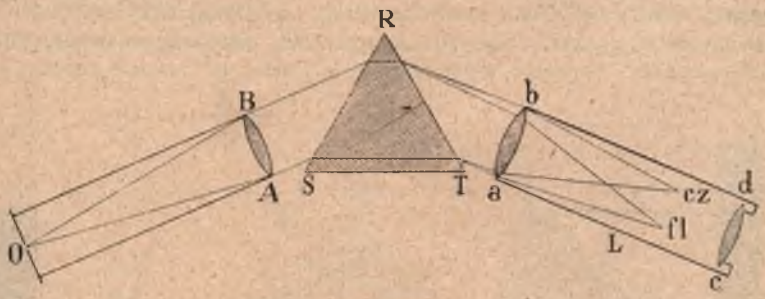
bieżna aniżeli padająca. Posuwając się krok za krokiem, drogą indukcji, z rozwagą i ostrożnością największą, Newton zapytuje: czy promieniowania barwne, które odkrył w świetle słonecznem, są elementarne? czy nie rozkładają się może jeszcze dalej w pryzmacie? Zarazem chce sprawdzić, czy różna łamliwość łączy się zawsze z barwą rozmaitą? Oto nowe doświadczenie, którem odpowiada na te zapytania. Na ekranie *EE*, przy pomocy otworu *O* i pryzmatu *STR* (rys. 268)

Newton wytwarza widmo $cz - fl$; wyciąwszy w tym ekranie mały otwór zl, pozwala przezeń przebiec wiązce światła przybliżenie jednobarwnego, np. zielonego. Wiązka ta pada na drugi pryzmat str, którego krawędź r jest równoległa do krawędzi R pierwszego pryzmatu; na drugim ekranie ee tworzy się zielony obraz słońca. Promieniowanie zielone *nie* rozszczepia się w pryzmacie. Kręcąc pryzmat STR dokoła krawędzi R, sprawiamy, że na otwór ekranu EE padają różne po kolei gatunki promieniowania, zawarte w wiązce słonecznego światła. Każde barwne promieniowanie załamuje się w pryzmacie str, każde odchyla się: czerwone najmniej, fioletowe najbardziej; ale nie rozszczepia się żadne. Jednobarwne promieniowanie jest zatem proste; jego łamliwość zmienia się wraz z barwą.

Tak oto, według słów poety, Newton «ze świetlanej szaty dnia wypruwa wszystkie nici».

§ 158. Widmo czyste; spektroskop.

W doświadczeniu Newtona (rys. 267) nie otrzymujemy *czystego* widma. Otwór O, który jest źródłem światła, ma pewną rozciągłość; każda (najwęższa) wiązka, która zeń wybiega, rozszczepia się w pryzmacie, na ekranie powstaje więc następstwo wielobarwnych obrazów, które w znacznej mierze nakładają się i mieszają ze sobą. Ażeby wytworzyć widmo czyste, postępujemy w następujący sposób (objaśniony schematycznie na rys. 269-ym).



Rys. 269.

Wyobraźmy sobie wąską szczelinę O, która znajduje się w płaszczyźnie ogniskowej soczewki zbierającej AB; oświetliwszy O jakiemkolwiek silnem światłem białem, otrzymujemy, poza AB, snop równoległych promieni; gdy snop ten pada na pryzmat STR, każda monochromatyczna wiązka wybiegająca z pryzmatu składa się znowu z równoległych promieni (§ 140). Pochwycone przez objektywę ab lunety L, wiązki te tworzą widmo cz-fl; czerwone wiązki zbierają się wszystkie w jednym punkcie cz, fioletowe wszystkie w innym punkcie fl. Widmo jest czyste; możemy je

odfotografować na kliszy lub też *subjektywnie* oglądać, np. przy pomocy okularu *cd*; tak postępujemy w *spektroskopach* i *spektrometrach*. Ustawiwszy ekran w płaszczyznie, w której tworzy się widmo, możemy je *objektywnie* utworzyć i okazać innym osobom.

W § 157-ym wymieniliśmy siedm barw w widmie słonecznem; w każdem wogóle widmie światła białego dostrzegamy je, mniej lub bardziej wybitnie. W istocie jednak jest w takiem widmie liczba barw niezmierzona i nieprzerwana ciągłość odcieni. Wymieniliśmy tylko siedm zabarwień, albowiem brak wyrazów w języku, które mogłyby oddać bogactwo przejść w widmie i łagodność jego stopniowań. Trzeba zobaczyć widmo, potrzeba usłyszeć symfonję, ażeby zrozumieć, dokąd sięga subtelność zjawisk natury.

§ 159. Różne odmiany widm.

Przypuśćmy, że świeca stearynowa pali się w powietrzu. Możemy odróżnić dwa stadja w zjawisku: ze stearyny wytwarza się wodór, powstają węglowodory; silnie rozgrzane, gazy te łączą się z tlenem. Gdy w mieszkaniu spalamy gaz oświetlający, dwa wymienione stadja powtarzają się również, lecz są rozłączone: pierwsze odbywa się w gazowni, drugie w płonącym przed nami płomieniu. Jak wyraził się Faraday, świeca jest «maleńką gazownią». Ale w płomieniu świecy nie gazy palne, lecz przedewszystkiem drobne cząstki niespalonego węgla wysyłają światło. Przekonywamy się o tem łatwo przy pomocy palnika Bunsena. Gdy zamknęliśmy boczne otwory, płomień palnika świeci, wytwarzając światło przybliżenie białe; widmo tego światła, widziane w spektroskopie, jest ciągłe i całkowite, mniej więcej do słonecznego podobne. Otwórzmy teraz otwory palnika; płomień świeci bardzo słabo, mdłem światłem błękitnem.

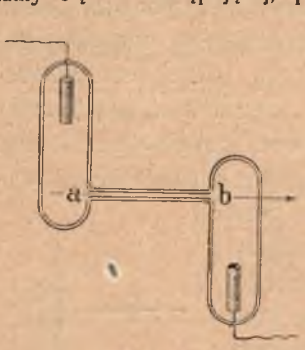
Rys. 270.

Do nieświecącego (błękitnego) płomienia palnika Bunsena wprowadźmy odrobinę soli kuchennej, umieszczoną na końcu platynowego drucika (rys. 270); płomień przybiera znane żółte zabarwienie. Zbadajmy widmo światła, wysyłanego przez taki płomień sodowy; widma ciągłego i całkowitego nie dostrzegamy; na tle ciemnem widzimy jaskrawy prążek żółty; jest to oczywiście obraz szczeliny spektroskopu, oświetlony jednobarwnem, żółtem światłem. Powtórzmy doświadczenie, wprowa-

dzając do płomienia, zamiast chlorku. węglan lub bromek sodu; widmo nie zmienia się wcale. Światło sodowe, które otrzymujemy, pochodzi widocznie od atomów samego sodu; pozostałe składniki związków grają tu rolę podrzędną. Prążek żółty, który wytworzyliśmy, nazywamy przeto *linją widmową sodu*; powiadamy, że para sodu, pobudzona w płomieniu, emituje światło monochromatyczne, którego widmo jest *linjowe*. Wprowadzając do płomienia Bunsena sole talu, litu, potasu, cezu, obserwujemy podobnie widma linjowe wymienionych pierwiastków. Widma innych pierwiastków bywają często linjowe ale zawiłe; dostrzegamy w nich niekiedy całe gromady linij; w innych znów widmach widzimy *pasma*, wstęgi lub smugi, zwykle przedzielone prążkami i cienkiemi linjami.

Obserwując światło wysyłane przez ciała świecące, otrzymujemy widma *emisyjne*; na innej, jak zobaczymy, drodze dochodzą do skutku widma odmienne, które nazwiemy *absorbcyjnemi*.

Ażeby poznać emisyjne widmo wodoru, helu, argonu, azotu lub tlenu, uciekamy się do następującej, przez Plückera podanej metody doświadczeń. Wyobraźmy sobie naczyńko szklane złożone z trzech części (rys. 271); w dwóch szerszych znajdują się wtopione elektrody, sporządzone zwykle w kształcie drucików, blaszek lub walców i wyrobione z platyny lub glinu; te dwie szersze rurki łączą się wąziutką (włoskowatą rureczką *ab*. Naczyńko jest wypełnione gazem, któ.ego widmo pragniemy dostrzegać; gaz jest tak rozrzedzony, iż ciśnienie, które wywiera, wynosi około paru milimetrów rtęci. Gdy połączymy elektrody przyrządu z biegunami induktora Ruhmkorffa (lub prądnicy o dostatecznem napięciu) gaz, pod wpływem prądu, poczyna świecić, najsilniej we włoskowatej rurce *ab*; w kierunku osi tej rurki obserwujemy światło i badamy je w spektroskopie. Tak otrzymane widmo wodoru zawiera trzy linje mocne (błękitną, zieloną i czerwoną), nadto ogromne mnóstwo linij słabszych. Równie bogate jest widmo tlenu; jeszcze zawilsze widmo azotu jest wybitnie pasmowe



Rys. 271.

Pobieżne nasze dotychczasowe wiadomości o rodzajach widm emisyjnych streszczamy krótko jak następuje. Stosunkowo najprostsze widma (i odpowiadające im gatunki światła) otrzymujemy, gdy *gaz* albo *parę* zdołaliśmy pobudzić do świecenia; widma emisyjne, które wówczas powstają, bywają bądź *linjowe*, bądź też *pasmowe*, od linjowych zawilsze. Gaz albo parę udaje nam

się najłatwiej zmusić do wysyłania światła przy pomocy chemicznych reakcyj wszczynających się w płomieniu lub też drogą elektrycznych pobudzeń. Bezporównania chaotyczniejsze są gatunki promieniowania, które wybiegają z *ciał stałych* nadzwyczaj silnie rozgrzanych czyli *rozżarzonych*; takie chaotyczne rodzaje światła nazywamy ogólnie *światłem białem*; ich widmo, jak mówimy, jest *ciągłe*.

Rozżarzone pasemko lampki żarowej (elektrycznej lub gazowej) daje światło białe, którego widmo jest ciągłe; podobnie drucik platynowy rozgrzany, węgle lampy elektrycznej łukowej, cząstki węgla w płomieniu świecącym gazowym albo naftowym.

W t. zw. *lampie rtęciowej*, wynalezionej przez Gladstone'a w r. 1860-ym, łuk elektryczny tworzy się w próżni, pomiędzy dwiema powierzchniami rtęci lub też pomiędzy elektrodą żelazną a powierzchnią rtęci; w drugim przypadku żelazna elektroda jest anodą, powierzchnia zaś rtęci stanowi katodę. Rtęć, albo żelazo i rtęć są zawarte w naczyniu szklanem albo kwarcowem. Widmo światła, wysyłanego przez taką lampę, zawiera wielkie mnóstwo linij. Lecz jeżeli ciśnienie pary rtęci w lampie jest znaczne, otrzymujemy widmo ciągłe lub przybliżenie ciągłe. Lampa rtęciowa (zwana nieraz błędnie «lampą kwarcową») oddaje ważne usługi w badaniach naukowych i rozmaitych zastosowaniach praktycznych.

§ 160. *Analiza spektralna.*

Jak już wiadomo, każdemu pierwiastkowi przypada widmo oznaczone w danych warunkach czyli *charakterystyczne*, linjowe albo pasmowe. Widmo przekształca się, gdy warunki ulegają zmianie, gdy naprzykład podnosi się lub obniża temperatura albo ciśnienie pary świecącej w płomieniu lub rurce Plückera; widmo zależy także od sposobu, którym wytwarzamy badane w spektroskopie światło. Nie wydarza się jednak, ażeby różne pierwiastki okazywały to samo widmo albo też miały choćby niektóre linje identyczne. Na drodze widmowej możemy zatem poznawać obecność pierwiastków, nawet i wówczas, gdy są nam dane w znikomo drobnej ilości. Kierując się takiemi myślami, Bunsen i Kirchhoff, około r. 1860-go, dali początek *analizie spektralnej*. Metoda ta badania naukowego rozwinęła się nadzwyczajnie i sięga dziś śmiało, nie tylko do najdalszych krańców widzialnego wszechświata, lecz również do ukrytych szczegółów wnętrza chemicznego atomu.

Widmo odmienne od widm znanych bywało już nieraz wskazówką świadczącą o obecności nowego pierwiastka. Takie poszlaki doprowadziły Kirchhoffa i Bunsena do odkrycia rubidu i cezu, Crookesa do poznania talu,

Lecoq de Boisbaudrana do wydzielenia galu, samaru, europu; podobnemi kierował się Auer von Welsbach, odróżniając neodym od praseodymu. Stwierdzając, że na słońcu znajduje się hel (§ 117), Janssen i Lockyer posługiwali się metodami spektralnej analizy; jej też Ramsay zawdzięczał odnalezienie tego pierwiastka na ziemi.

Od czasów Lavoisiera chemik poczytuje wagę analityczną za najcelniejsze swoje narzędzie. Ale czułośc tego przyrządu nie może być bardzo wielka; zwyczajna waga chemiczna, jeśli jest doskonała, pozwala wykryć jeszcze dziesiątą część miligrama. Jak waga chemika wrażliwością przewyższa pomostową wagę fabryczną, służącą do ważenia węgla albo buraków, podobnie spektroskop góruje nad wagą analityczną; wrażliwość spektroskopu może sięgać kilkadziesiąt tysięcy razy dalej aniżeli do dziesiątej części jednego miligrama. Wiemy jednak, że nowoczesne metody śledzenia elektrycznie naładowanych okruchów materji pozostawiają znowu daleko za sobą, co do stopnia wydelikacenia, wszystko, czego spektroskopja była dotychczas w stanie dokonać; o tych wielkich zdobyczach nauki była już mowa w rozdz. VIII-ym niniejszego tomu tej książki.

Gdy w końcu XVIII-go i w początku XIX-go stulecia metody chemicznego badania rozwijały się i doskonaliły się szybko, gdy skład lądów i mórz i unoszącego się nad niemi oceanu powietrza stawał się z roku na rok jaśniejszy, nikt wówczas nie przypuszczał, by wiedza chemiczna zdołała wyjść kiedykolwiek poza zakres wyznaczony przez nasze związanie z ziemską planetą. Nikt wówczas zapewne nie byłby uwierzył, że, po upływie stu lat, będziemy mogli wymienić pierwiastki obecne na gwiazdach, które (jak Syrjusz, Vega, Capella, Arcturus) znajdują się w odległości bajecznej; że z głębin drogi mlecznej otrzymamy wiadomość o istnieniu nieznanych na ziemi pierwiastków; że w mgławicach spostrzeżemy atomy wodoru w stanie, który przewidują dziś wprawdzie teorje optyczne, którego jednak nie umiano jeszcze wytworzyć w ziemskich pracowniach.

W widmie np. Syrjusza dostrzegamy pewne linje dokładnie identyczne z linjami, które wodór, na naszym stole w pracowni zniewolony do świecenia, wytwarza w spektroskopie. Na ziemi, na gwiazdach i mgławicach gdzieś w otchłani niebios zgubionych, elektrony atomów w otaczającej próżni wytwarzają zaburzenia *jednakie*. Światy te są tak straszliwie od siebie odległe, że nigdy zapewne atom materji nie zawędrował z jednego na drugi; a jednak zawierają identycznie zgodne atomy. Fakt ten, codzień spostrzegany, musi nas pobudzić do dalekich rozmyślań.

§ 161. Długość fali; jej jednostki. Pojęcie widma.

W poprzedzającym rozdziale poznaliśmy twierdzenie fundamentalne: światło jest perjodycznem zjawiskiem, okresowem w czasie, falistem w przestrzeni. Nauczyliśmy się mierzyć długość fali danego monochromatycznego rodzaju promieniowania; przekonaliśmy się na przykładzie sodowego światła (§ 152), że długość ta jest bardzo mała, lecz może być dokładnie zmierzona.

Otwórzmy tu nawias. Będziemy niejednokrotnie przytaczali, w niniejszym rozdziale, wartości przypadające długościom fali różnych gatunków promieniowania. Musimy wspomnieć zatem o jednostkach, w których te wartości podawać będziemy. W spektroskopji fizycy posługują się zwykle jednostkami następującemi:

mikron μ, wynoszący 10^{-4} cm
mikromilimetr $m\mu$, wynoszący 10^{-7} cm
jednostka Angströma A, równa 10^{-8} cm.

Znacznie jest łatwiej porównać ściśle ze sobą dwie długości fali aniżeli pewną długość fali porównać z metrem lub centymetrem; dlatego za określenie jednostki Angströma przyjęto w r. 1905-ym umowę następującą: wysyłane przez parę kadmu światło czerwone ma długość fali (zmierzoną w powietrzu) = 6438·4696 A. Tak określona jednostka nie może różnić się od 10^{-8} cm bardziej niż o jedną dziesięcio-miljonową część swej wartości. Widzimy na tym przykładzie, do jakiego stopnia precyzji doprowadzono dzisiaj spektroskopję; długości fal są nam nieraz znane w stopniu ścisłości, który przewyższa astronomiczną dokładność pomiarów.

W § 152-im widzieliśmy, że długość fali λ światła «sodowego» wynosi około $5{\cdot}9 \times 10^{-5}$ cm; dokładniejsza wartość jest $5{\cdot}89 \times 10^{-5}$ cm czyli 589 $m\mu$. Podobnie dla światła «talowego» mamy: $\lambda = 535$ $m\mu$; dla fioletowej linji potasu mamy $\lambda = 404$ $m\mu$; dla czerwonej, jaskrawej linji wodoru: $\lambda = 656$ $m\mu$. *Każde miejsce widma odpowiada pewnej długości fali.* W fioletowem zakończeniu widma długość fali jest najkrótsza, w czerwonem jest najdłuższa; innemi słowy: *najkrótsze fale są najbardziej łamliwe, najdłuższe są najmniej łamliwe.* Gdy posuwamy się w widmie od fioletowego do czerwonego krańca, długość fali wszędzie wzrasta; innemi słowy: *gdy długość fali zwiększa się, łamliwość nieustannie maleje.* Widmo więc jest nieprzerwanem następstwem nieskończenie wąskich (idealnych) linij, które łączą się ze sobą ciągłym sposobem; każdą linję tworzyłoby światło ściśle monochromatyczne, jednej barwy, jednej łamliwości, jednej długości fali.

§ 162. Granice widma.

Dla normalnego wzroku człowieka widmo zaczyna się od fioletu, około miejsca $\lambda = 390$ $m\mu$, kończy się na czerwieni, w pobliżu $\lambda = 810$ $m\mu$. Ale granice te nie są stałe, nie są niezmienne; dla rozmaitych osób tylko przybliżenie są jednakowe.

Według Soreta i Helmholtza zdarzają się osoby, które widzą poza 390 $m\mu$, podobno do 310 $m\mu$; granice te nawet dla danej osoby nie są stałe, zależą od stanu wypoczęcia wzroku, od stopnia odcięcia promieniowań wszelkich innych długości i t. p. Około czerwonego końca widma chwiejność ocen zdaje się być mniejsza.

Wyprowadzamy z tych faktów ważny wniosek: widmo jest ograniczone, ucięte li tylko dlatego, że nasz wzrok jest ograniczony, zamknięty w pewnym zakresie działania; widmo jest skończone z fizjologicznych, nie zaś z fizycznych powodów. *Widmo istnieje*, jak zobaczymy niebawem, *poza swą fioletową i poza czerwoną granicą*; nie widzimy go tam, ponieważ nasz zmysł wzroku poza pewnemi długościami fali przestaje być czynny.

Zmysły nasze są niedoskonałe; wiemy o tem z codziennych doświadczeń; wymowniej, dokładniej przekonywa nas o tej prawdzie naukowe badanie otaczających nas zjawisk. Gdybyśmy kierowali się wyłącznie świadectwem słuchu, nie wiedzielibyśmy o drganiach, których częstość przekracza pewne granice (§ 80 tomu II-go). Gdybyśmy poprzestawali wyłącznie na wskazówkach wzroku, nie poznalibyśmy ogromnych zakresów promieniowania, których długość fali przenosi 810 $m\mu$ lub pozostaje poniżej 310 $m\mu$. Widmo widzialne jest tylko częścią, jest zapewne tylko znikomą cząstką prawdziwego, całkowitego, objektywnego widma.

John Dalton nie mógł odróżnić czerwonej od błękitnej barwy, szkarłatu od cienia; taką wadę wzroku, wcale nierzadką, nazwano więc *daltonizmem*. Na pewien rodzaj daltonizmu ludzkość cała nieuleczalnie jest chora. Gdzie roi się od zaburzeń, umiemy się tam tylko ciemności dopatrzeć. Widmo niewidzialne mieni się nieskończonością barw, zarówno po stronie krótkich jak długich falowań; tu barw *pozafioletowych*, tam *pozaczerwonych*. Ale nie umiemy wyobrazić sobie tych barw; nie wyśni ich najbogatsza fantazja malarska.

§ 163. Dlaczego niebo jest błękitne.

Przypuśćmy, że fala świetlna, biegnąc w pewnym ośrodku, spotyka cząstkę obcą i bardzo małą. Cząstka ta zakrywa a zatem wstrzymuje pewną liczbę półokresowych stref płaszczyzny lub powierzchni falowej (§ 154); może zdarzyć się, iż zasłania tylko jedną strefę, może nawet część jednej strefy. Promienie stref zależą od długości fali promieniowania, są zatem dłuższe w fali czerwonego światła niż w fali światła fioletowego. Powiadamy: dana, maleńka przegroda skuteczniej tamuje drogę falom fioletowym aniżeli czerwonym.

Wyobraźmy sobie, iż wiązka słonecznego światła biegnie przez atmosferę ziemi. W atmosferze ziemskiej, przeważnie zresztą

tylko w jej warstwach dolnych, unoszą się cząstki pyłu i kurzu, różne mineralne okruchy lub organiczne ziarenka, nieraz igiełki lodu lub wodne kropelki; obce te cząstki wstrzymują odłamy napotykanych fal świetlnych. Ale i same również molekuły azotu, tlenu, argonu, bezwodnika węglowego, pary wodnej i innych gazów składających powietrze działają podobnie na fale: wstrzymują bieg ich ułamków. Powietrze jest zatem gęstwiną małych przegród i przeszkód, przez którą jednocześnie przedzierają się różne promieniowania zawarte w świetle słonecznem, poczynając od czerwonych, kończąc na fioletowych; ale falowania *czerwone* przenikają przez to zbiorowisko stosunkowo *najłatwiej, fioletowe* przenikają przez nie stosunkowo *najtrudniej.* Mamy tu zatem proste wytłumaczenie codziennych, dobrze znanych nam zjawisk. W czasie wschodu lub zachodu słońca niebo rumieni się, niekiedy powleka się nawet krwawą purpurą, do łuny pożaru podobną. Atmosfera zatem istotnie najbardziej jest przenikliwa dla fal długich, czerwonych; ta jej właściwość objawia się wówczas najmocniej, gdy słońce wznosi się nisko nad widnokręgiem; gdy słońce toczy się wysoko po niebie, droga światła prowadzi przeważnie przez warstwy rozrzedzone, które słabo działają na fale.

Lecz skoro molekuły gazów powietrza oraz wiszące w niem obce kruszyny pozwalają łatwiej przebiegać czerwonym aniżeli fioletowym falom, muszą tem samem odrzucać, odginać, rozpraszać fale fioletowe znacznie energiczniej, obficej, aniżeli czerwone. Zaczynamy teraz rozumieć, dlaczego czyste niebiosa wydają nam się mniej więcej błękitne.

Jak wykazał Lord Rayleigh, fale świetlne, gdy spotykają małą nieprzezroczystą zaporę, rozbryzgują się o nią we wszystkie strony odwrotnie proporcjonalnie do czwartej potęgi długości fali. Z § 162-go wiemy, że najdłuższe widzialne falowania czerwone są około dwóch razy dłuższe niż najkrótsze fioletowe; czerwone rozpryskują się zatem 16 razy słabiej niż fioletowe. Na takiej zasadzie Lord Rayleigh, w końcu XIX-go stulecia, po raz pierwszy objaśnił, skąd pochodzi ów *błękit nieba,* który widziało tyle pokoleń, nie rozumiejąc i nie próbując zrozumieć.

§ 164. Absorbcja światła.

Gdy wiązka promieniowania szerzy się w próżni lub w materjalnym ośrodku, niesie w sobie, jak wiemy, pewien strumień świetlny (§ 128). Śledźmy w myśli bieg wiązki w kierunku,

w którym ona posuwa się. Możemy ogólnie powiedzieć: jeżeli wiązka biegnie w próżni, jej strumień, wzdłuż kierunku posuwania się, zachowywa wartość *stałą*; jeżeli wiązka przenika przez materjalny ośrodek, jej strumień, wzdłuż kierunku posuwania się, zawsze *maleje*. Takie stopniowe wyczerpywanie się, po drodze światła, jego strumienia nazywamy *absorbcją* czyli *pochłanianiem*. Jeżeli ośrodek absorbuje słabo, mówimy, że jest *przezroczysty*; gdy absorbuje mocno, nazywamy go *nieprzezroczystym*. Doskonale przezroczysta, jak już powiedzieliśmy, jest tylko próżnia; nie znamy materjalnego ośrodka, który byłby ściśle przezroczysty; powietrze, wodór, hel, woda, alkohol, eter, najlepsze gatunki szkła, djament oraz przeróżne inne kryształy tylko w przybliżeniu są przezroczyste.

T. zw. *strumień*, płynący w wiązce promieniowania, wiąże się blisko, jak dobrze wiemy, z promienistą energją, którą wiązka w jednostce czasu w sobie przenosi; gdy zatem, w miarę posuwania się wiązki w ośrodku, świetlna energja się wyczerpuje, tej stracie, według ogólnie obowiązującej zasady, musi towarzyszyć pojawianie się nowej postaci energji. W zjawiskach właściwego pochłaniania energja świetlna przeobraża się w *cieplną*.

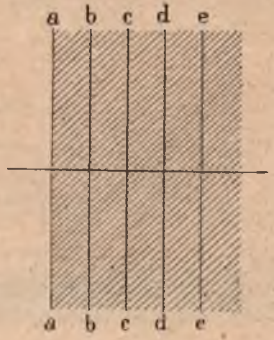
Niektóre substancje pochłaniają całkowicie padające rodzaje światła; przykładem takiego ciała jest węglowa sadza; mówimy wówczas, że absorbcja jest *zupełna* lub *doskonała*. Jeżeli ciało pochłania całkowicie nawet i wówczas, gdy jest dane w bardzo cienkiej warstewce, powiadają niekiedy, że absorbcja jest *metaliczna*.

Cieniutka warstewka złota nie pochłania światła barwy zielonej, przepuszcza je owszem wcale swobodnie; biorąc zatem powyższą nazwę dosłownie, doszlibyśmy do wniosku, że, co do swych optycznych własności, złoto nie jest metalem; skąd widać, jak ogólnikowe i powierzchowne są wszelkie podziały podobne. Wciąż powtarzane twierdzenie, że sadza absorbuje całkowicie, zaopatrzymy również, nieco później, zastrzeżeniem istotnem.

Mnóstwo ciał pochłania tylko pewne rodzaje światła, których długość fali leży w oznaczonych granicach; inne rodzaje przenikają swobodnie lub niemal swobodnie. Ten typ pochłaniania nazywamy *selekcyjną absorbcją*. W życiu codziennem spotykamy na każdym kroku przykłady tego «wyróżniającego» pochłaniania. Zabarwienie liści i krwi, kolorystyka kwiatów, z którą spółzawodniczy dzisiaj przemysł barwiarski, cały wogóle przepych barw świata wynika przeważnie z selekcyjnej absorbcji.

Warstewka stosownego roztworu (np. roztworu chlorku kobaltu lub miedzi, dwuchromianu potasu, siarczanu żelaza lub niklu i t. p.), właściwej grubości (lub właściwego stężenia) albo też szyba, sporządzona ze szkła zabarwionego, jest często dogodnym *filtrem* świetlnym, który pozwala odosobnić pewne, przybliżenie monochromatyczne rodzaje światła.

Przypuśćmy, że na zewnętrzną płaską powierzchnię *aa* jednolitego materjalnego ośrodka (rys. 272) pada wiązka świetlna monochromatyczna. Dzielimy ośrodek w myśli na warstwy *aabb*, *bbcc* i t. d.; grubość każdej niechaj wynosi dowolną małą jednostkę długości. Przypuśćmy, że do warstwy *aabb*, w przeciągu 1 sek., przenika przez *aa* energja J; przez Jq oznaczmy energję, która, w przeciągu 1 sek., przenika przez *bb* do warstwy drugiej; przez Jq^2 energję, która, w przeciągu 1 sek., przenika przez *cc* do warstwy trzeciej i t. d.; innemi słowy: przez q rozumiejmy ułamek, który przeciska się przez jedną warstwę. Mamy oczywiście $q > 0$, oraz $q < 1$. Po przebyciu warstwy o grubości x strumień świetlny, w porównaniu do pierwotnego, jest słabszy w stosunku $q^x : 1$; jest zatem wykładniczą funkcją tej grubości. Takie prawo pochłaniania światła monochromatycznego wypowiedzieli, jeszcze w XVIII-em stuleciu, Bouguer i Lambert; łączymy je więc dziś z ich nazwiskami. Ułamek q możemy nazywać *spółczynnikiem przezroczystości;* zależy on nietylko od natury substancji, lecz również od barwy (lub długości fali) przebiegającego promieniowania.



Rys. 272.

§ 165. O widmach absorbcyjnych.

Przypuśćmy, że rozporządzamy silnem źródłem światła białego, którego widmo jest ciągłe. Pomiędzy źródłem a szczeliną spektroskopu umieszczamy warstwę ciała pochłaniającego, powiedzmy ciała *A*. Ażeby *A* nie działało rozszczepiająco, ograniczamy je, jeżeli jest stałe, płaszczyznami równoległemi; jeżeli jest ciekłe albo gazowe, zamykamy je płaskiemi szybami szklanemi, których cztery płaszczyzny są równoległe; przez tafle te wiązka świetlna wbiega i wybiega. Po przejściu przez warstwę ciała *A* skład wiązki jest zmieniony. W miejscach, odpowiadających pochłoniętym promieniowaniom, dostrzegamy w widmie, na tle zresztą jasnem, ciemne pasma, smugi, prążki lub linje. Tym sposobem powstają *widma absorbcyjne.*

Ciała stałe i ciekłe tworzą zwykle widma absorbcyjne mniej więcej ciągłe, których pasma i smugi bywają szerokie, rozlane. Wąskie, ostro odcinające się linje występują częściej w absorbcyjnych widmach par oraz gazów; pierwsze przeważnie linjowe

widmo absorbcyjne, pochodzące od działania dwutlenku azotu, odkrył Brewster w r. 1833-im.

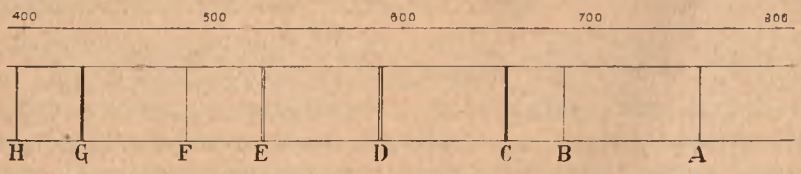
Postać widma absorbcyjnego zależy nietylko od natury ciała pochłaniającego światło, lecz również od temperatury i gęstości ciała i od grubości warstwy, przez którą światło przenika; jeżeli ciało pochłaniające jest rozpuszczone, zależy także od stężenia roztworu i od natury rozpuszczalnika. Dlatego spotykamy nieraz różne typy pośrednie między ciągłemi, pasmowemi a linjowemi absorbcyjnemi widmami.

§ 166. Linje Fraunhofera.

Powtarzając doświadczenie Newtona, Wollaston zauważył w r. 1802-im, że widmo słoneczne *nie* jest ściśle ciągłe; jest poprzecinane przez mnóstwo cienkich, czarnych linij. W dobiegającem nas promieniowaniu słonecznem, niektóre, niemal monochromatyczne rodzaje światła są *nieobecne*. W r. 1814 ym Fraunhofer potwierdził odkrycie angielskiego badacza i odrysował starannie widmo słoneczne; odtąd ciemne linje tego widma noszą nazwę *linij Fraunhofera*. Oto nazwy najważniejszych linij, wraz z odpowiadającemi im wartościami długości fali, podanemi w jednostkach $m\mu$:

H	*G*	*F*	*E*	*D*	*C*	*B*	*A*
397	431	486	527	$\left\{\begin{matrix}589\,0\,(D_2)\\589\,6\,(D_1)\end{matrix}\right.$	656	687	759

Rys. 273 wyobraża rozmieszczenie powyższych ośmiu linij w widmie słonecznem. Jak widzimy, linja *D* składa się z dwóch



Rys. 273.

osobnych, blisko siebie leżących linij D_2 i D_1. Linje *G, E, B* nie są również proste; są to raczej zbiory linij nadzwyczaj zbliżonych.

Fraunhofer spostrzegł blisko 700 linij w widmie słonecznem; Kirchhoff w r. 1862 znalazł ich przeszło 2000. Najdokładniejsze dotychczas badania nad widmem słonecznem zawdzięczamy amerykańskiemu fizykowi H. A. Rowlandowi (§ 156). Uczony ten zmierzył długość fali 14000 linij; sporządzony przezeń atlas, sięgający od 297 do 695 $m\mu$, ma 13 metrów długości.

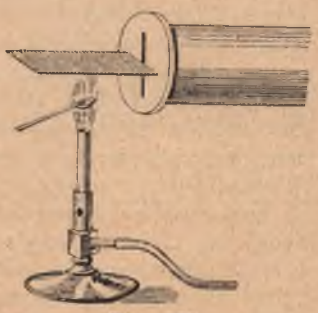
§ 167. *Widma odwrócone.*

Widmo słoneczne, jak o tem świadczą linje Fraunhofera, jest *absorbcyjne*. Wysyłane przez słońce promieniowanie, zanim dotrze do naszych spektroskopów, musi widocznie przebiegać przez ciała, które pochłaniają niektóre rodzaje światła. Jakież są prawa tego zjawiska? Dochodzimy tu do opisu wielkiego odkrycia, które zawdzięczamy genjuszowi Gustawa Kirchhoffa.

Przed szczeliną spektroskopu umieśćmy płomień palnika Bunsena; w płomieniu niechaj znajduje się kawałek metalicznego sodu. Otrzymujemy w spektroskopie emisyjne widmo sodu: jasną, żółtą pręgę na tle ciemnem (część górna rys. 274-go). Poza palnikiem ustawmy silne źródło światła białego (np. lampę elektryczną łukową) w taki sposób, ażeby światło wysyłane przez lampę biegło przez płomień, zanim dosięgnie spektroskopu. W miejscu widma, w którem widzieliśmy jasną linję emisyjną sodu, spostrzegamy obecnie ciemną, absorbcyjną linję tego pierwiastka, ściśle odpowiadającą poprzedniej jasnej (por. część dolną rys. 274-go). Usunąwszy płomień sodowy, otrzymujemy widmo jasne, ciągłe, bez ciemnej pręgi. Z obcej, przebiegającej przez nią wiązki świetlnej *rozgrzana para sodu pochłania to samo promieniowanie, które sama wysyła*. Prawidłowość tę odnajdujemy w wielu innych przypadkach. Widmo absorbcyjne pierwiastka, które, co do położenia i postaci linij, jest identyczne z jego emisyjnem widmem, nazywamy *odwróconem*.

Rys. 274.

Odwracalność widma sodu możemy okazać w następującem doświadczeniu. Do słabego, wodnego roztworu soli kuchennej zanurzamy węgle lampy elektrycznej łukowej i pozostawiamy je w roztworze, aż nim przesiąkną; po wysuszeniu węgielków, wytwarzamy między niemi łuk elektryczny. Przed szczeliną spektroskopu (rys. 275) umieszczamy płytkę metalową poziomo, tak żeby jej płaszczyzna dzieliła szczelinę na część górną i dolną. Światło biegnące z łuku, równolegle do płytki, tworzy w spektroskopie dwa identyczne widma, zawierające jaskrawą żółtą linję na mniej jasnem tle. Zapalamy teraz pod płytką płomień



Rys. 275.

Bunsena, w którym ulatnia się kawałek sodu; światło przez ten płomień przenikające tworzy wówczas widmo odwrócone, w którem linja ciemna przypada w przedłużeniu jasnej linji widma emisyjnego. Pomysł tego doświadczenia zawdzięczamy Franklandowi.

Pochodzenie linij Fraunhofera jest teraz zrozumiałe. Promieniująca powierzchnia słońca (t. zw. *fotosfera*) wysyła światło naogół białe, które jednak zawiera długi poczet wzmożonych, świetniejszych, przybliżenie monochromatycznych gatunków promieniowania; gdybyśmy mogli obserwować światło to bezpośrednio, przekonalibyśmy się (podobnie jak w doświadczeniu Franklanda), że widmo zawiera moc niezliczoną linij jasnych na tle ciągłem, mniej jasnem. Ale pomiędzy fotosferą słoneczną a nami zalegają potężne masy par oraz gazów. Fotosfera jest osnuta olbrzymią warstwą par, którą nazywamy *warstwą odwracającą*. A znowu nasza siedziba, kula ziemska, otoczona jest gazową *atmosferą;* spektroskopy nasze pracują na dnie wielkiego oceanu powietrza. Działanie dwóch warstw gazowych, jednej słonecznej, drugiej ziemskiej, odwraca widmo światła wysyłanego przez fotosferę; *widmo słoneczne, które obserwujemy, jest odwrócone*. Oto (w ogólnym zarysie) Kirchhoffa hypoteza o pochodzeniu słonecznego widma. Jeżeli ona jest trafna, linje Fraunhofera powinny być identyczne, co do położenia i postaci, z linjami widm emisyjnych pewnych pierwiastków; Kirchhoff upewnił się, że wniosek ten zgadza się z prawdą.

Podwójna linja *D* Fraunhofera zgadza się naprzykład z (również podwójną) linją żółtą emisyjnego widma sodu. Do płomienia Bunsena wprowadźmy nieco chlorku litu; płomień przybiera purpurową barwę; w spektroskopie spostrzegamy przedewszystkiem mocną linję ciemno-czerwoną (λ=671 $m\mu$). Widmo słoneczne nie zawiera linji Fraunhofera, odpowiadającej tej długości fali. Lecz jeśli wiązkę bezpośredniego słonecznego światła przepuścimy przez płomień litowy, zauważymy czarną mocną linję w miejscu $\lambda = 671\ m\mu$. Zubożyliśmy tutaj promieniowanie słońca o jeden gatunek światła, widmo zaś słoneczne wzbogaciliśmy *sztuczną* linją Fraunhofera.

Z § 82-go tomu II-go wiadomo, że, kiedy źródło fal zbliża się ku nam, częstość n drgań wydaje nam się większa niż właściwa częstość n_0, którą spostrzegamy, znajdując się w spoczynku względem źródła; gdy źródło oddala się od nas, częstość n wydaje się mniejsza aniżeli n_0. Długość fali λ jest odwrotnie proporcjonalna do częstości n (§§ 62 i 63 tomu II-go); długość fali λ wydaje się przeto w pierwszym razie mniejsza, w drugim większa, niż pierwotna λ_0; linja widmowa pochodząca od zbliżającego się ku nam źródła światła wydaje się przesunięta ku fioletowemu końcowi widma; linja pochodząca od oddalającego się od nas źródła wydaje się przesunięta ku czerwonemu koń-

cowi. Kula słoneczna obraca się względem nas dokoła swej osi; jedna półkula zbliża się ku nam, drugą oddala się od nas. Słoneczne linje Fraunhofera nie zajmują więc tego samego położenia w widmie pochodzącem od wschodniej i od zachodniej słonecznej półkuli; linje ziemskie (telluryczne) leżą w obu widmach w miejscach identycznych. Zasada Dopplera pozwala zatem odróżnić prawdziwie słoneczne linje Fraunhofera od ziemskich; przy pomocy tegoż twierdzenia, zastosowanego do gwiazd stałych, analiza spektralna stała się znakomitem narzędziem badania budowy materjalnego wszechświata.

Niektóre linje Fraunhofera, np. linje *A* oraz *B*, są ziemskiego pochodzenia; ale większość ogromną stanowią linje rzeczywiście słoneczne. Z pomiędzy 14000 linij, których długości fal zmierzył Rowland, około 5000 zgadza się ściśle z emisyjnemi linjami znanych nam na ziemi pierwiastków. Wapń, żelazo, wodór, sód, nikiel znajdują się niewątpliwie na słońcu; to samo możemy powiedzieć dotychczas o trzydziestu kilku innych pierwiastkach.

Jeżeli przypuszczenie Kirchhoffa jest słuszne, widmo samej chromosfery (t. j. zewnętrznej warstwy słonecznej) powinno być emisyjnem widmem słonecznem *nieodwróconem;* że tak jest rzeczywiście, okazało się podczas zaćmienia słońca w r. 1868-ym. Janssen i Lockyer, w tym samym roku, przekonali się zresztą, że widmo chromosfery można badać codziennie, nie czekając zaćmienia; dzięki ich odkryciu wiemy dzisiaj, że chromosfera zawiera przeważnie hel, wodór, wapń, które odbiegają od powierzchni słońca znacznie dalej niż inne pierwiastki.

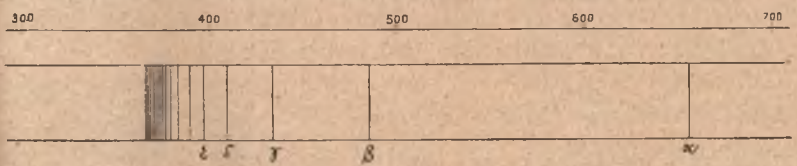
§ 168. Serje widmowe.

Spójrzmy na rysunek linjowego widma wodoru, helu lub innego pierwiastka; setki w niem i tysiące linij cieńszych i grubszych, bardzo jasnych i mniej jasnych; wydaje się na pierwszy rzut oka, że tu chaos panuje, że linje są rozsypane bezładnie. Tak jednak nie jest.

Weźmy na uwagę widmo wodoru; czuła klisza fotograficzna wykrywa w niem ogromne mnóstwo linij. Wyróżnimy następujące:

$$H\alpha : \lambda = 656\ m\mu \qquad H\delta : \lambda = 410\ m\mu$$
$$H\beta : \lambda = 486\ m\mu \qquad H\varepsilon : \lambda = 397\ m\mu$$
$$H\gamma : \lambda = 434\ m\mu \qquad H\zeta : \lambda = 389\ m\mu \text{ i t. d.}$$

Powiadamy, że linje te układają się w pewien szereg, że stanowią pewną *serję widmową;* dlatego oznaczamy je przez $H\alpha$,



Rys. 276.

$H\beta$ i t. d. Posuwając się w widmie od czerwonego końca ku fioletowemu (rys. 276), spostrzegamy, że linje serji przypadają coraz częściej, aż wreszcie gromadzą się ciżbą w pobliżu pewnego kresu, położonego już jednak poza widzialnym końcem widma, w t. zw. ultrafiolecie (§ 170).

Weźmy na uwagę wzór

1. $$\frac{1}{\lambda} = N\left(\frac{1}{n^2} - \frac{1}{m^2}\right).$$

Załóżmy:

2. $$N = 1{\cdot}097 \times 10^5\ \mathrm{cm}^{-1};\ n = 2;\ m = 3,\ 4,\ 5,\ 6, \ldots$$

Jak zauważył Balmer w r. 1885, wzór (1) w założeniach (2) oddaje nadzwyczaj dokładnie długości fali λ linij powyższej serji, którą też nazywamy *serją Balmera* (w wodorze). Na ziemi możemy wyśledzić 20 linij emisyjnych tej serji; w widmach gwiazd odnajdujemy kilkanaście następnych. Kładąc $m = \infty$ w formule (1), otrzymujemy $364{\cdot}7\ m\mu$ jako długość fali kresową, graniczną, do której zbliżają się długości fali λ linij serji, której jednak przekroczyć nie mogą.

Znamy dziś wiele innych seryj widmowych; jak wykazał Niels Bohr, ich znajomość rzuca nieoczekiwane światło na budowę chemicznych atomów.

§ 169. Dyspersja anomalna.

Już w r. 1840-ym spostrzegł Fox Talbot, że, sporządziwszy pryzmat z niektórych substancyj, można otrzymać widmo niezwykłe; Le Roux potwierdził w r. 1862-im, że taka *anomalja* dyspersji zachodzi w parze jodu. Para jodu przepuszcza tylko czerwone i błękitne promieniowania, inne pochłania; ale czerwone załamuje *bardziej* aniżeli błękitne, przeciwnie niż szkło, woda i mnóstwo innych substancyj. Alkoholowy roztwór rozaniliny załamuje normalnie promieniowania czerwone, pomarańczowe i żółte, pochłaniając zielone; ale błękitne, niebieskie, fioletowe promieniowania (które pospolicie uważamy za najbardziej łamliwe) ów roztwór załamuje *mniej* niż czerwone; możemy zatem w tym razie wraz z Talbotem powiedzieć, że «widmo we dwoje się zgięło». Mniej więcej podobnie zachowywa się fuksyna, cyanina i, jak dziś wiemy, wiele innych substancyj; powiadamy, że ich dyspersja jest *anomalna*.

Jak odkrył Aug. Kundt, anomalna dyspersja łączy się zawsze z silną absorbcją. Niema właściwie nic wyjątkowego w t. zw. «anomalnej» dyspersji. Gdy badamy dyspersję substancji w pobliżu pasma absorbcji, lub tem bardziej wewnątrz takiego pa-

sma, dyspersja *zawsze* jest anomalna; dlatego słuszniejszą byłoby rzeczą t. zw. anomalną dyspersję nazywać *selekcyjną* dyspersją (por. § 164). Pasma absorbcji wody, szkła, powietrza oraz mnóstwa innych, codziennie spotykanych substancyj leżą nie w widmie widzialnem lecz poza jego granicami; ponieważ Newton i jego następcy, przez przeciąg przeszło stulecia, badali zachowanie się tylko tych pospolitszych substancyj i tylko wobec widzialnego promieniowania, mieli zatem do czynienia wyłącznie z «normalną» dyspersją.

§ 170. *Promieniowania pozafioletowe.*

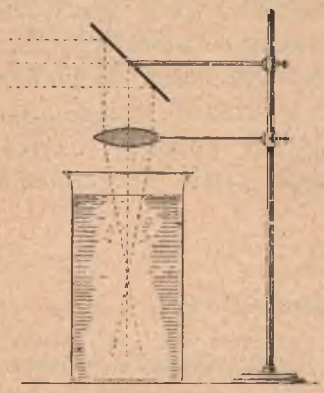
Oko jest detektorem zawodnym dla wielu gatunków promieniowania (§ 162); zdolność działania oka jest ograniczona do szczupłego widmowego zakresu. Spróbujmy odwołać się do pomocy innego wykrywającego narzędzia. Za źródło promieniowania wybieramy bardzo silną lampę rtęciową zawartą w kwarcowej powłoce; z kwarcu lub fluorytu sporządzamy również pryzmat i soczewki, które są potrzebne do doświadczenia. Wytworzywszy widmo, rzucamy je na papier fotograficzny lub na fotograficzną kliszę; przekonywamy się wówczas, że działanie chemiczne dokonywa się nietylko w granicach widzialnego widma, lecz jeszcze dosyć daleko poza jego fioletowym krańcem. Istnieją zatem promieniowania *pozafioletowe,* na które oko ludzkie jest ślepe; klisza lub papier fotograficzny, przeciwnie, są na nie bardzo wrażliwe.

Zwykły papier fotograficzny jest pokryty warstewką żelatyny lub kollodjonu, zawierającą bromek lub chlorek srebra. Taki papier czernieje szybko w fioletowej części widma, powolniej w żółtej, jeszcze powolniej w czerwonej. Światło czerwone działa słabo na papier fotograficzny i nawet na mniej czułe klisze, tak iż możemy się niem posługiwać niekiedy w *ciemni* fotograficznej. Umiemy dziś jednak przyrządzać klisze t. zw. *sensybilizowane* (uczulone), które są bardzo wrażliwe nawet i na czerwone promieniowania.

Wybornemi detektorami pozafioletowych promieniowań są w wielu razach *fluoryzujące* substancje, o których wspominaliśmy już kilkakrotnie w VIII-ym rozdziale (§§ 105, 109 i 118).

Szkło uranowe, oglądane w świetle przenikającem, wydaje się żółte; poddane działaniu promieniowania lampy rtęciowej, świeci zielono. Wyciąg liści szpinaku, sporządzony w eterze lub alkoholu, jest zielony w świetle przenikającem; wystawiony na promieniowanie lampy rtęciowej, lśni czerwono na swo-

bodnej powierzchni. Do wysokiej szklanki nalewamy wodnego rozcieńczonego roztworu amonjaku (rys. 277); przy pomocy zwierciadła i kwarcowej soczewki kierujemy do wnętrza cieczy ostry stożek promieniowania obfitującego w pozafioletowe składniki. Rzuciwszy kilka ziarenek fluoresceiny do roztworu, spostrzegamy snujące się w nim piękne zielone wiry i smugi. Zauważmy tu nawiasowo: doświadczenie to uczy, że prawa odbicia i załamania są jednakowe dla pozafioletowych i świetlnych gatunków promieniowania; zwierciadło, pryzmat, soczewki działają i tutaj według zasad optyki geometrycznej.



Rys. 277.

Powtarzamy teraz doświadczenie, które Sir John Herschel w r. 1845 po raz pierwszy wykonał. Na ekran papierowy, mocno impregnowany platynocyjankiem barowym, rzucamy widmo światła białego, zawierającego pozafioletowe składniki; dzięki żywej fluorescencji platynocyjanku dostrzegamy (i niejako *pośrednio* widzimy) widmo pozafioletowe, rozciągające się, po stronie fal krótkich, dosyć daleko poza kraniec widzialnego widma.

Możemy przekonać się teraz, czy promieniowania pozafioletowe przenikają przez różne substancje. Zwykłe szkło lustrzane pochłania je dosyć silnie, flint pochłania niemal zupełnie; szkło czerwone wstrzymuje pozafioletowe promieniowania całkowicie. Jak już wiemy, kwarc i fluoryt są przezroczyste; sylwin i sól kamienna przepuszczają naogół obficie. Co dziwniejsza, nawet srebro jest dość przezroczyste, ale wyłącznie tylko w jednym szczupłym zakresie: od $\lambda = 316\ m\mu$ do $326\ m\mu$.

W badaniu pozafioletowych, krótkich falowań uczeni, przez czas bardzo długi, nie umieli posunąć się poza granicę $\lambda = 210\ m\mu$; w tej długości fali urywały się widma, bez względu na sposób, który służył do ich wytworzenia. Dopiero w r. 1879 wykazał Cornu, że winno temu atmosferyczne powietrze, które pochłania wszelkie gatunki promieniowania długości fali mniejszej niż $210\ m\mu$. Umieściwszy cały przyrząd w próżni, Schumann, w końcu XIX-go stulecia, zdołał dotrzeć do miejsca $100\ m\mu$ w widmie; Lyman (1917) posunął się do $50\ m\mu$. Jeszcze krótsze promieniowania potrafił odosobnić R. A. Millikan (1920—1923 r.); oto dla przykładu niektóre długości fali linij widmowych, które odfotografował ten uczony:

linje żelaza: aż do $\lambda = 27\ m\mu$
linje miedzi: aż do $\lambda = 15\ m\mu$
linje glinu: aż do $\lambda = 14\ m\mu$

Takie są najkrótsze fale, które umiemy dziś wykryć w promieniowaniu wysyłanem przez iskry i łuki elektryczne, lampy i t. p. Możemy zejść jeszcze niżej na innej drodze; zobaczymy niebawem, że potrafimy dziś wywoływać i badać zaburzenia jeszcze szybsze, bardziej gorączkowe.

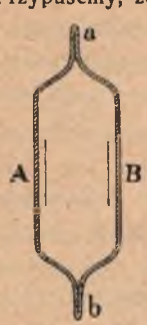
§ 171. *Promieniowania pozaczerwone.*

Przy pomocy pryzmatu i soczewek wyrobionych z fluorytu, sylwinu lub soli kamiennej, utwórzmy jeszcze raz widmo promieniowania słońca lub silnej lampy łukowej; do tego widma wprowadźmy bardzo czuły rtęciowy termometr, którego naczyńko pokryliśmy cienką warstewką sadzy. Poziom rtęci w termometrze podnosi się, zwłaszcza w pomarańczowej i czerwonej części widma; ale podnosi się również poza czerwonym krańcem widma, gdzie nie widzimy już światła. Istnieją więc *pozaczerwone gatunki promieniowania*, które nie działają na organ nasz wzroku, działają natomiast na każdy wrażliwy termoskop; oto odkrycie pamiętne, którego Sir William Herschel w r. 1800-ym dokonał.

Przez czas długi sądzono, że istnieją *trzy* różne, od siebie odmienne typy promieniowania: promieniowanie świetlne, t. zw. *światło*; promieniowanie chemicznie czynne, które nazywano *aktynicznem*, wreszcie t. zw. *cieplne* promieniowanie czyli, jak pospolicie mawiano, *ciepło promieniste*; wyrazy te i podziały odzywają się jeszcze niekiedy i dziś, jak echo przeszłości. Lecz już w r. 1835-ym Ampère przejrzał niedorzeczność tej klasyfikacji. Istnieje tylko jedno, wielkie zjawisko: *promieniowanie*; jego fizjologiczne działanie na zmysł wzrokowy i cieplny, jego chemiczna czynność na kliszy lub fotograficznym papierze, jego wpływ na fluoryzującą substancję lub wrażliwy termoskop — to różne *skutki*, które ono, zależnie od okoliczności, może wywołać. Tak zwane «cieplne» promieniowanie, samo przez się, nie jest ani ciepłe ani gorące; niesie ono w sobie energję, która, jak każda energja, może *przeobrazić się* w ciepło. Powietrze jest stosunkowo przezroczyste dla promieniowań pozaczerwonych, to też *nie* ogrzewa się gdy te promieniowania przepuszcza;

z tej głównie przyczyny panuje tak dotkliwe zimno w górnych warstwach ziemskiej atmosfery. Soczewka sporządzona z lodu skupia «cieplne» promieniowanie w ognisku, lecz sama nie topi się przytem bynajmniej. Ciało dopiero wówczas ogrzewa się, gdy przerabia i niszczy promieniowanie; ciepło pojawia się, gdy «promienistość» zginęła. Wiemy dziś, że wszystkie promieniowania, nawet najkrótsze, grzeją, gdy pochłonięte zostały; że wszystkie promieniowania, nawet najdłuższe, mogą wszczynać chemiczne reakcje. Wiemy, że wszystkie promieniowania, od najkrótszych aż do najdłuższych, odbijają się, załamują, interferują, uginają się według praw jednakowych; że wszystkie w próżni biegną z tą samą, ogromną prędkością. Nie możemy więc dziś o tem wątpić, że śmiała myśl Ampère'a (przez spółczesnych nieufnie przyjęta) jest słuszna: promieniowanie jest *iednolitem*, fundamentalnem w naturze zjawiskiem.

Wyobraźmy sobie dwa pasemka sporządzone: jedno z metalu *A*, drugie z innego metalu *B*; w miejscach *a* oraz *b* pasemka są spojone ze sobą (rys. 278). Przypuśćmy, że spojenie *a* utrzymujemy w wyższej, spojenie *b* w niższej temperaturze; wówczas, jak odkrył Seebeck w r. 1821-ym, w obwodzie *AaBbA* krąży prąd elektryczny. Jeżeli metalem *A* jest np. bizmut, metalem *B* miedź, prąd płynie w kierunku, na na rys. 278 wskazanym przez strzałki; słabe ogrzanie miejsca *a* ponad temperaturę miejsca *b* wystarcza do wytworzenia prądu, który w czułym galwanometrze zdradza się wyraźnie. Na takiej zasadzie polega urządzenie t. zw. *ogniw termoelektrycznych*, które służą dziś często za dogodny detektor promieniowań pozaczerwonych; do ich budowy używa się zwykle następujących kombinacyj metali: platyna-aljaż platyny i rodu, żelazo-konstantan (por. § 77) lub wreszcie (w ostatnich czasach) manganin-konstantan.



Rys. 278.

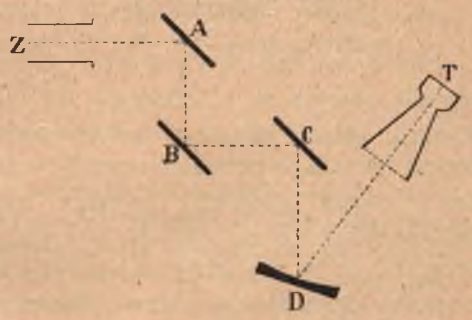
Wyobraźmy sobie galwanometr, który zawiera dwie cewki ściśle jednakowe lecz nawinięte przeciwnie. Przez pierwszą cewkę przesyłamy prąd o natężeniu *i*, przez drugą prąd o natężeniu *j*; jeżeli $i = j$, niema wychylenia. Nie zmieniając obwodu prądu *j*, zwiększamy nieco opór obwodu, w którym płynie prąd *i*; natężenie *i* zmniejsza się wówczas, równowaga jest naruszona, dostrzegamy wychylenie. Wiemy jednak z § 77-go, że opór metali zależy od temperatury; gdy temperatura podnosi się, opór wzrasta. Jeżeli więc do obwodu prądu *i* włączyliśmy cieniutkie platynowe pasemko (powleczone sadzą), słabe ogrzanie pasemka zdradza się w galwanometrze; według takiej zasady zbudowany jest *bolometr*, doprowadzony, około 1880-go roku, do wysokiego stopnia wrażliwości przez amerykańskiego fizyka Langleya.

Przy pomocy dobrego termoelektrycznego ogniwa lub bolometru (albo innych, jeszcze wrażliwszych przyrządów, któremi posługują się dzisiaj uczeni) można łatwo okazać absorbcję promieniowania zwykłej świecy, palącej się

w odległości kilkuset metrów od wywiadowczego przyrządu. Zmierzono ilość energji, która przybywa na ziemię w (odbitem) promieniowaniu planet naszego (słonecznego) układu a nawet w promieniowaniu (własnem) niektórych gwiazd nadzwyczaj odległych; *mikroradjometr* Vernon Boysa zdradza promieniowanie 150000 razy słabsze niż to, które otrzymujemy od księżyca w czasie pełni.

Wprowadzając wrażliwy detektor do widma, można wykryć pozaczerwone, długie falowania aż do miejsca $\lambda = 23\,\mu$; jest to długość fali przeszło 28 razy dłuższa niż ta, w której przypada czerwony kraniec widzialnego widma (§ 162). Posługując się taką (t. zw. *spektrometryczną*) metodą, niepodobna odosobnić falowań dłuższych niż $23\,\mu$; nie znamy materjału, z którego można byłoby sporządzić odpowiednie do tego zadania pryzmaty i soczewki; substancje, naogół bardzo przezroczyste dla fal pozaczerwonych, np. sylwin, poczynają pochłaniać w sąsiedztwie $23\,\mu$. Ale w r. 1897-ym Rubens i Nichols odkryli nowy sposób wydzielania (przynajmniej niektórych) gatunków pozaczerwonego promieniowania; tak odosobnione gatunki przyjęto nazywać zniemiecka *Reststrahlen* (promieniowaniem pozostałem).

Wyobraźmy sobie, że ze źródła *Z* (rys. 279) biegnie promieniowanie, zawierające rozmaite, krótko- i długofalowe składniki; każemy mu odbić się kilka razy od zwierciadeł *A*, *B*, *C*, *D*, sporządzonych np. z sylwinu. Sylwin niemal w całości odbija promieniowania, których długość fali jest bardzo bliska bądź $61{\cdot}6\,\mu$, bądź też $69{\cdot}9\,\mu$; inne falowania odbija skąpo i niedostatecznie. Po każdem spotkaniu z sylwinowem zwierciadłem, odbite promieniowanie jest stosunkowo bogatsze w falowania długości $61{\cdot}6$ i $69{\cdot}9\,\mu$ niż padające, w inne falowania jest stosunkowo uboższe; po kilku odbiciach, falowania długości $61{\cdot}6$ oraz $69{\cdot}9\,\mu$ są niemal wyodrębnione. Podobnie zachowuje się sól kamienna w pobliżu długości fali $46{\cdot}9$ i $53{\cdot}6\,\mu$. Przy pomocy bromku srebra, bromku talu, jodku talu Rubens zdołał tym sposobem otrzymać promieniowania długości fali $112{\cdot}7\,\mu$, $117{\cdot}0\,\mu$ oraz $151{\cdot}8\,\mu$. Krótkie falowania Rubens wstrzymywał w tych doświadczeniach zapomocą warstwy zwykłej sadzy; sadza pochłania całkowicie promieniowania, których długości fali leżą poniżej $5\,\mu$, ale najswobodniej *przepuszcza* wszystko, co dłuższe nad $50\,\mu$.



Rys. 279.

Do jeszcze odleglejszych dziedzin pozaczerwonego promieniowania przeniknęli Rubens i Wood w r. 1910-ym. Poczynając od miejsca 4μ, kwarc staje się coraz mniej przezroczysty; dalej jednak, np. w sąsiedztwie 110μ, zaczyna znowu obficie przepuszczać. Ale spółczynnik załamania kwarcu jest znacznie większy dla tak długich falowań aniżeli dla falowań widzialnych; prostem załamaniem w kwarcowym pryzmacie lub w kwarcowej soczewce można zatem rozłączyć krótkie i długie falowania, można je wprost przestrzennie od siebie odsunąć. Taką drogą Rubens i v. Baeyer, w r. 1911-ym, z promieniowania lampy rtęciowej zdołali wydobyć promieniowanie niemal monochromatyczne, dla którego znaleźli $\lambda = 342\mu$.

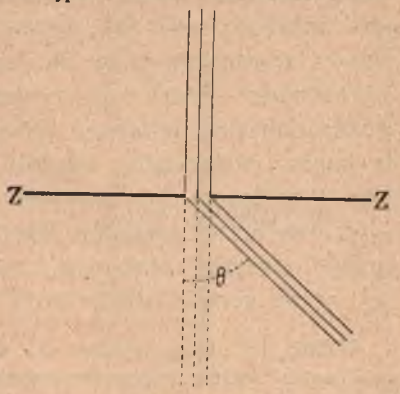
Wspomnieliśmy już w § 102-im, że promieniowanie $\lambda = 342\mu$ jest falowaniem *najdłuższem*, jakie zdołano wydzielić dotychczas z naturalnego promieniowania ciał rozżarzonych; jest ono około 25000 razy dłuższe niż falowanie pozafioletowe najkrótsze, zbadane przez Millikana. Ażeby streścić krótko dotychczasowe wyniki, posługujemy się znanym z akustyki terminem (por. § 81 tomu II-go); powiadamy: rozmaitość falowań zawartych w zakresie widzialnego widma stanowi przybliżenie *jedną oktawę* (§ 162); w promieniowaniu naturalnem znamy dotychczas oktaw prawie *piętnaście*. Praca następujących po sobie pokoleń rozszerza nieustannie granice obszarów dostępnych naukowemu badaniu.

§ 172. Uginanie się promieniowania Röntgena.

Promieniowanie Röntgena, jak nam z § 109 go wiadomo, zostało odkryte w r. 1895-ym. Jaka jest natura tego promieniowania? Już Röntgen przypuszczał, że ona jest pokrewna istocie zwykłego promieniowania; wnioski, do których doprowadzeni zostali późniejsi badacze, zdawały się potwierdzać to domniemanie. Lecz wszelka w tym względzie wątpliwość rozproszyła się w r. 1912-ym, dzięki pięknemu odkryciu, którego wówczas M. von Laue w Monachjum dokonał. Wiemy dziś, że promieniowanie Röntgena jest zaburzeniem falistem, podobnie jak światło odbywającem się w próżni i tylko długością fali różni się od świetlnych (widzialnych) falowań; fale promieniowań Röntgena są setki lub tysiące razy *krótsze* niż świetlne.

Wyobraźmy sobie wąską szczelinę, o szerokości a, w nieprzezroczystej zasłonie ZZ (rys. 280); pada na nią cienki snop równoległy światła monochromatycznego, długości fali λ. Wiązka

ugina się, obserwujemy zjawisko dyfrakcji (§ 156). Przypuśćmy, że wykonywamy to doświadczenie najprzód nad światłem czerwonem, następnie nad żółtem, nad fioletowem; posuwamy się nawet do promieniowań pozafioletowych. Jeżeli życzymy sobie, ażeby kąt ugięcia θ pozostawał wciąż jednakowy, musimy zwężać szczelinę w stosunku, w którym zmniejsza się długość fali λ przebiegającego promieniowania; skoro szerokość tej szczeliny wynosi a dla czerwonego światła, powinna wynosić $\frac{1}{2}a$ dla fioletowego; dla pozafioletowego promieniowania, do którego zbliżają się dzisiejsze pomiary (§ 170), powinna wynosić $\frac{1}{800}a$. Ażeby zatem szczelina mogła posłużyć do badania dyfrakcji promieniowań Röntgena, musiałaby być setki lub tysiące razy węższa aniżeli te, któremi posiłkujemy się, gdy obserwujemy uginanie się widzialnych falowań. Takich narzędzi nie umiemy sztucznie wytwarzać.



Rys. 280.

Oznaczając przez θ kąt ugięcia, przez a szerokość szczeliny, przypuszczając, że punkt P § 156-go leży w środku pierwszego (licząc od środka obrazu) ciemnego prążka, otrzymujemy z równań (4) i (8) powołanego artykułu

1. $$a \sin \theta = \lambda$$

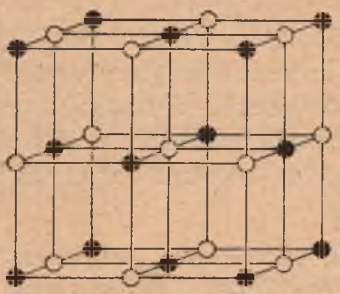
Jeżeli kąt θ ma pozostawać niezmienny, szerokość a powinna zmieniać się proporcjonalnie do λ.

W badaniach optycznych nie posługujemy się, jak wiadomo, szczelinami lecz dyfrakcyjnemi siatkami (§ 156). Zwykłe siatki dyfrakcyjne liczą około tysiąca kresek na długości jednego milimetra; siatka przeznaczona do röntgenospektroskopji powinnaby ich przeto w milimetrze zawierać setki tysięcy albo miljony. Tak gęsta perjodyczność zahaczałaby niemal o skalę molekularnej ziarnistości materji.

Gdy sztuka ludzka nie umie zbudować dość subtelnych otworów i szczelin, dość gęstych sit oraz siatek dla poddania promieniowań Röntgena dyfrakcyjnemu badaniu, sama przyroda dostarcza nam, w rozmaitości i obfitości największej, potrzebnych w tym celu materjalnych układów. Czemże są istotnie *kryształy*? Już oddawna domyślali się krystalografowie, że stan krystaliczny materji wynika z prawidłowego ułożenia w przestrzeni najmniej-

szych jej cząstek. Możemy ogólnikowo powiedzieć: *kryształ jest trójwymiarową siatką dyfrakcyjną*. W jakiejże skali siatka ta jest sporządzona? Jak gęsto powtarzają się jej uwarstwienia? Natura zbudowała ją w taki sposób, iż miara jej przestrzennej okresowości zgadza się przybliżenie, co do rzędu wartości, z długością fali promieniowań Röntgena; dlatego promieniowania te łamią i rozbryzgują się śród materjalnych okruszyn kryształu; gdy tymczasem fale zwykłego światła, nieporównanie dłuższe i rozlewniejsze, zatapiają łatwo ów drobiazg atomów. Podobnie grzbiet potężny morskiego odmętu przesadza, nie odczuwając jej wcale, grzędę rozłożonych na wybrzeżu kamyków.

Weźmy na uwagę kryształ soli kamiennej (chlorku sodu, NaCl). Możemy zdać sobie sprawę z geometrycznych, sprężystych, cieplnych, elektrycznych, optycznych oraz (co najważniejsza) röntgenograficznych własności kryształu soli kamiennej, przypuszczając, że jego siatka jest *sześcienna*; że punkty tej siatki są zajęte naprzemian przez atomy (zapewne zionizowane) Na i Cl, jak to okazuje rys. 281, w którym punkty czarne wyobrażają atomy chloru, punkty zaś białe mają atomom sodu odpowiadać. Wyobraźmy sobie atom Cl albo też atom Na w środku małego (elementarnego) sześcianu, którego krawędź wynosi wszędzie d; sześciany te wypełnią kryształ, nie pozostawiając przerw nigdzie; długość d jest zarazem odległością, w której warstwy atomów następują, jedna za drugą. Na atom przypada objętość d^3, na molekułę NaCl przypada $2d^3$; jeżeli jednostka objętości zawiera N molekuł, mamy



Rys. 281.

1. $$2d^3N = 1$$

Rozumiejąc przez M masę molekuły, przez ϱ gęstość kryształu, piszemy

2. $$MN = \varrho$$

Z (1) i (2) wyprowadzamy

3. $$d^3 = M/2\varrho$$

Pamiętając o tem, że stosunkowe masy atomów wynoszą

4. $$\mathrm{Na} = 23{\cdot}00\,;\ \mathrm{Cl} = 35{\cdot}46$$

i zasadzając się na wyniku (4) § 45-go niniejszego tomu, kładziemy

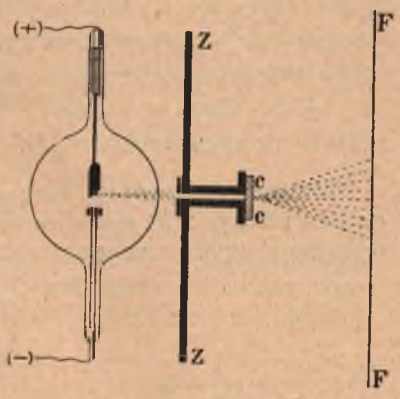
5. $$M = 58{\cdot}46 \times 1{\cdot}662 \times 10^{-24}\ \mathrm{gr}$$

Ponieważ $\varrho = 2{\cdot}164\ \mathrm{gr/cm^3}$, otrzymujemy z równania (3)

6. $$d = 2{\cdot}82 \times 10^{-8}\ \mathrm{cm}$$

Siatka przestrzenna o takiej wartości stałej d musi wybornie uginać fale, których długość λ jest przybliżenie podobnego rzędu.

Możemy teraz bez trudności zrozumieć zasadę doświadczenia, które Friedrich i Knipping wykonali w r. 1912-ym na życzenie prof. Lauego. Snop promieniowania wybiega z antykatody rury Röntgena (rys. 282); zasłona ołowiana *ZZ*, zaopatrzona w środku w cienką rurkę również ołowianą, przepuszcza ostrą wiązkę, która pada na płytkę *cc* wyciętą z kryształu; na płycie fotograficznej *FF* tworzy się obraz dyfrakcyjny; obraz ten składa się z niewielkich plam, rozłożonych *prawidłowo* dokoła silnej, wielkiej plamy środkowej, którą tworzą promieniowania nieugięte przez kryształ.



Rys. 282.

§ 173. Dwa gatunki promieniowań Röntgena.

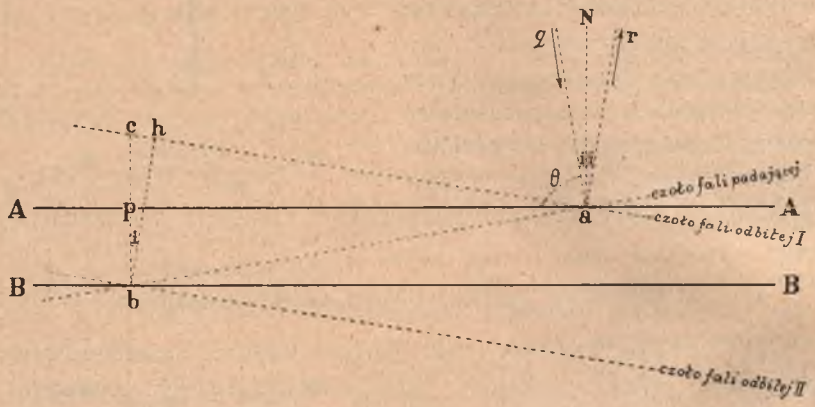
Już Barkla zauważył fakt bardzo ważny: promieniowanie wysyłane przez antykatodę rury Röntgena jest *podwójne*; składa się ono z dwóch różnych gatunków promieniowania.

(I) Pierwszym gatunkiem jest promieniowanie, tworzące widmo röntgenowskie *ciągłe*; promieniowanie to zależy od czynnej w rurze różnicy potencjałów (różnicy *V*, § 108), zatem od prędkości elektronów bijących w antykatodę. Podobnie jak zwykłe światło białe, promieniowanie tego pierwszego rodzaju, jak widzimy z ciągłości jego widma, stanowi bezładną mieszaninę falowań; ponieważ powstaje pod wpływem impulsów elektronowych, przyjęto je nazywać *wymuszonem* röntgeno-promieniowaniem.

(II) Zgoła odmiennym gatunkiem promieniowania Röntgena jest promieniowanie tworzące widmo *linjowe*, zatem nieciągłe; nie jest ono związane z różnicą potencjałów działającą w rurze, nie zależy zatem od prędkości wyrzucanych z katody elektronów. Promieniowanie to zależy wyłącznie od *natury atomów, z których składa się antykatoda*, jest zatem *charakterystyczne* czyli atomom tym właściwe; przez analogję do drgań własnych znanych z mechaniki (§ 86 tomu II-go) nazywamy je *własnem*

röntgeno-promieniowaniem atomów antykatody. Uderzenia elektronów *wyzwalają* w atomach antykatody emisję własnych promieniowań ale ich nie wymuszają; własne promieniowanie atomu zależy tylko od jego budowy, nie zależy od rodzaju pobudki, która je wywołała. Ponieważ własne promieniowanie atomu tworzy widmo złożone z ostrych linij, składa się zatem z osobnych, niemal monochromatycznych falowań.

Wyobraźmy sobie, że AA jest powierzchnią kryształu, na który w kierunku qa pada fala (rys. 283). Prosta ar wskazuje kierunek biegu fali odbitej; przez i rozumiemy wartość kąta qaN padania oraz Nar odbicia. Linie AA i BB



Rys. 283.

wyobrażają schematycznie dwie (równoległe do siebie) warstwy atomów. Widzimy na rysunku czoła: fali padającej, fali odbitej od warstwy pierwszej AA oraz odbitej od drugiej BB. Fala odbita od jednej warstwy AA jest słaba; lecz jeżeli dołączy się do niej odbita od BB, następnie odbita od CC i t. d., utworzy się w kierunku ar fala dostatecznie silna, którą możemy zauważyć. Ażeby się tak jednak stało, fale odbite od AA, BB, CC i t. d. muszą mieć fazy *zgodne*; innemi słowy, prostopadła odległość bh (czoła drugiej fali odbitej od czoła pierwszej fali odbitej) powinna być wielokrotnością całkowitą długości fali λ; podobny warunek winny spełniać czoła następnych fal odbitych. Rozumiejąc zatem przez n liczbę całkowitą dodatnią

1. $$n = 1, 2, 3, \ldots\ldots$$

zakładamy

2. $$\text{odległość } bh = n\lambda$$

W trójkącie hcb odległość bh jest przyprostokątną, przeciwprostokątna bc jest równa podwójnej wartości odstępu d warstwy od warstwy. Mamy zatem

3. $$bh = bc \cos i = bc \sin \theta = 2d \sin \theta$$

gdzie θ jest kątem dopełniającym kąt i do 90°. Z równań (2) i (3) otrzymujemy związek

4. $$n\lambda = 2d \sin\theta$$

podany przez Sir W. H. Bragga. Różnym wartościom liczby n odpowiadają więc różne kąty θ; obserwując odbijanie się promieniowania pod rozmaitemi kątami θ_1, θ_2 i t. d., możemy znaleźć takie wartości, iż

5. $$\sin\theta_1 : 1 = \sin\theta_2 : 2 = \ldots\ldots\ldots = \text{stałej } K$$

Wiemy jednak z formuły (4), że

6. $$K = \lambda/2d$$

Ponieważ wartość d możemy obliczyć sposobem znanym z poprzedzającego artykułu, znajdujemy zatem wartość λ, gdy K zmierzyliśmy. Przytaczamy przykład. Badając odbicie promieniowania Röntgena od kryształu soli kamiennej, książę M. de Broglie znajduje:

$n = 1$	$\theta = 10°\ 03'$	$K = 0{\cdot}174$
. . . 2	. . . . $21°\ 08'$	$0{\cdot}180$
. . . 3	. . . . $31°\ 28'$	$0{\cdot}174$

Związek (5) jest przybliżenie spełniony; średnia wartość K wynosi 0·176. Antykatoda była sporządzona z irydu; dla uważanej linji własnego röntgeno-promieniowania irydu otrzymujemy zatem

7. $$\lambda = 9{\cdot}95 \times 10^{-9}\ \text{cm}$$

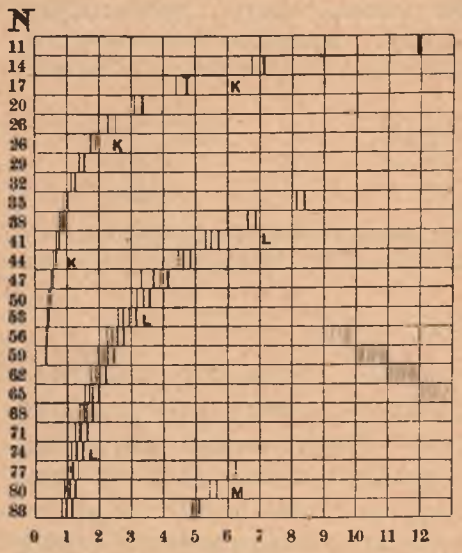
W doświadczeniu Lauego, które opisaliśmy w artykule poprzednim, otrzymujemy dyfrakcyjne obrazy głównie dzięki działaniu wymuszonego, ciągłego promieniowania antykatody; jej własne, nieciągłe promieniowanie nie ugina się tak, by obraz powstał; długości fali tego nieciągłego, charakterystycznego promieniowania są najczęściej niezgodne z wartościami, których wymagałaby geometryczna budowa kryształu. Pragnąc poznać długości fali własnych promieniowań atomu, posługujemy się Sir W. H. Bragga *metodą odbicia*, której zasadę objaśniliśmy w poprzedzającym wywodzie. W tem postępowaniu, zmieniając kąt odbicia, możemy umieścić kryształ w położeniu, w którem staje się niejako dostosowany do długości fali padającego röntgeno-promieniowania.

§ 174. Serje promieniowań Röntgena.

Nawiązujemy teraz do wiadomości, które podaliśmy w § 119-ym, o budowie chemicznego atomu. Jak w owym artykule, rozumiejmy przez N liczbę elektronów krążących w atomie dokoła środkowego jądra, przez e wartość ładunku jednego elektronu; jądru

normalnego (niezionizowanego) atomu przypisujemy dodatni ładunek Ne. Liczba N jest *porządkową liczbą* pierwiastka, wskazującą jego miejsce w *naturalnym układzie pierwiastków*, którego wartość i wielką doniosłość znamy z nauki chemji; w przybliżeniu, niekiedy dość grubem, liczba N jest równa połowie stosunkowej masy atomu, odniesionej do masy atomu wodoru (którą jednak, jak wiadomo, kładziemy równą 1·008).

Wyobraźmy sobie, że ułożono w sposób następujący (rys. 284) widma własnego czyli charakterystycznego röntgeno-promieniowania rozmaitych pierwiastków. Pierwsze u góry jest widmo sodu, dla którego $N = 11$; drugie widmo krzemu ($N = 14$), trzecie chloru ($N = 17$) i t. d.; widma następują po sobie w kolei porządkowych liczb N, w przeskokach po trzy jednostki. Ostatnie u dołu są widma: irydu ($N = 77$), rtęci ($N = 80$), bizmutu ($N = 83$). Na osi odciętych odłożono skalę długości fali λ, wspólną wszystkim widmom i wyrażoną w jednostkach Angströma A (§ 161). Tak zestawione widma okazują na pierwszy rzut oka, że istnieją odrębne rodzaje, t. zw. *serje* własnych röntgeno promieniowań chemicznego atomu. Na rys. 284-ym wskazane są trzy serje; dwie pierwsze odkrył Barkla i oznaczył je literami K oraz L; do dalszych, które znamy dotychczas jeszcze bardzo niedostatecznie, przywiązujemy litery M, N i t. d.



Rys. 284.

Serję K własnych röntgeno-promieniowań znamy stosunkowo dokładniej niż inne; znamy ją mianowicie od sodu do platyny, od $N = 11$ do $N = 78$; długości fali λ linij tej serji leżą tu między 11·9 A a 0·15 A. Serja K jest dosyć zawiła, zawiera pewną liczbę linij odrębnych; jeszcze zawilsza jest serja L, znana dotychczas od miedzi do uranu, od $N = 29$ do $N = 92$; wartości długości fali λ idą tutaj od 13·3 A do 0·57 A. Linje serji M dostrzegano dotychczas od dysprozu ($N = 66$) do uranu; wartości λ poruszają się między 10 A i 3 A. Długości fali własnego röntgeno-promieniowania atomu wiążą się

z fundamentalną liczbą N charakteryzującą ten atom; pierwszy zarys tego związku, doniosłości niezmiernej, uchwycił w r. 1913-ym młody uczony angielski H. G. J. Moseley, który wkrótce potem, na polu bitwy, miał paść ofiarą krwawych walk ludzkich.

Nie możemy już dziś o tem wątpić, że serje röntgeno-promieniowań, przedłużone domyślnie do najprostszych chemicznych atomów (jak Ne, Li, He, H), przechodzą w znane linje pozafioletowego i zwykłego widzialnego widma. Promieniowanie Röntgena różni się zatem od zwyczajnego promieniowania *wyłącznie tylko długością fali.*

Od wielu lat znamy poczet pierwiastków chemicznych; ich zachowanie się w stanie swobodnym i w związkach zostało zbadane dokładnie. Ale dotychczas opisujemy tylko *jakościowo* chemiczny charakter każdego zosobna pierwiastka; pomimo swych postępów i odkryć wspaniałych, chemja dotychczas jest w istocie jeszcze jakościową nauką. Wiemy, że brom chemicznie różni się od jodu, że własności chemiczne siarki są inne niż własności tlenu; nie wiemy, *o ile* chemiczna natura sodu różni się od natury potasu; nie umiemy dotychczas nawet zadać sobie należycie takich zapytań. Badanie promieniowania prowadzi dzisiaj naukę do zupełnie nowego, do *ilościowego* ujęcia odwiecznej zagadki istoty pierwiastków chemicznych.

§ 175. *Promieniowanie gamma.*

Jak nam z §§ 114 i 115 go wiadomo, t. zw. γ-promieniowanie, wysyłane przez promieniotwórcze substancje, nie odchyla się od kierunku swego przebiegu w najsilniejszych elektrycznych i magnetycznych polach, które umiemy wytworzyć; jak promieniowanie Röntgena, należy ono niewątpliwie do zakresu zjawisk właściwego promieniowania; jest to promieniowanie *najkrótszej* dotychczas znanej długości fali, zatem *najwyższej* częstości falowania.

Jakkolwiek znamy jeszcze niedokładnie γ-promieniowanie, wiemy jednakże, że jego widmo jest *linjowe*; czy istnieje ciągły gatunek γ-promieniowania, jest rzeczą dotychczas niepewną. Spektroskopowe pomiary w widmie γ-promieniowania są trudne; możemy jednak powiedzieć, że długości fali tego promieniowania zbliżają się, z jednej strony, do najkrótszych znanych długości fali promieniowań Röntgena; z przeciwnej strony, o ile dotychczas wiadomo, sięgają mniej więcej do 0·02 A; łączą się one, jak się zdaje, zgodnie ze skrajnemi linjami seryj znanego röntgeno promieniowania.

W badaniu promieniowania gamma, wysyłanego przez promieniotwórcze substancje, docieramy więc do jednego z dwóch kresów widma, dostępnych dotychczas doświadczeniu ludzkiemu.

§ 176. Przegląd widma znanego.

Zestawiamy w następującej tablicy (zaokrąglone, przybliżone) wartości długości fali λ dotychczas poznanych gatunków promieniowania; sięgając wstecz do poprzednich naszych wywodów, streszczamy tym sposobem krótko ich najważniejsze wyniki. Za jednostkę wartości λ wybieramy

$$1\,X = 10^{-3}A = 10^{-4}m\mu = 10^{-7}\mu = 10^{-11}\,\text{cm};$$

do röntgenoskopji wprowadził tę jednostkę szwedzki uczony Manne Siegbahn.

$\lambda = 2 \times 10\,X$:	domniemana granica znanego dotychczas γ-promieniowania
$\lambda = 1{\cdot}5 \times 10^{3}\,X$ $\lambda = 1{\cdot}3 \times 10^{4}\,X$	granice znanego własnego röntgeno-promieniowania chemicznych atomów
$\lambda = 1{\cdot}4 \times 10^{5}\,X$:	granica pozafioletowego naturalnego promieniowania, osiągnięta przez Millikana (1923)
$\lambda = 1{\cdot}0 \times 10^{6}\,X$:	granica pozafioletowego naturalnego promieniowania, znana w końcu XIX-go stulecia (Schumann)
$\lambda = 2{\cdot}1 \times 10^{6}\,X$:	kres widma pozafioletowego dostrzeganego w atmosferycznem powietrzu (Cornu)
$\lambda =$ od $3{\cdot}1$ do $3{\cdot}9 \times 10^{6}\,X$:	granica, od strony fioletu, widma widzialnego (§ 162)
$\lambda = 3{\cdot}97 \times 10^{6}\,X$:	Fraunhofera linja *H*
$\lambda = 5\,890 \times 10^{6}\,X$ $\lambda = 5{\cdot}896 \times 10^{6}\,X$	Fraunhofera linje *D*
$\lambda = 7{\cdot}59 \times 10^{6}\,X$:	Fraunhofera linja *A*
$\lambda = 8{\cdot}1 \times 10^{6}\,X$:	granica, od strony czerwieni, widma widzialnego (§ 162)
$\lambda = 1{\cdot}4 \times 10^{7}\,X$:	granica pozaczerwonego naturalnego promieniowania znana w połowie XIX-go stulecia (Fizeau i Foucault 1847)
$\lambda = 1{\cdot}5 \times 10^{9}\,X$:	najdłuższe *Reststrahlen* Rubensa
$\lambda = 2{\cdot}0 \times 10^{9}\,X$:	najkrótsze znane fale elektromagnetyczne (Hertzowskie)
$\lambda = 3{\cdot}4 \times 10^{9}\,X$:	najdalsza znana granica pozaczerwonego naturalnego promieniowania (Rubens i v. Baeyer 1911)

λ = około 10^{13} X : rząd długości fal Hertza wytwarzanych przy pomocy pospolitych wibratorów

λ = od 10^{15} do 10^{17} X : rząd długości fal elektromagnetycznych, któremi posługuje się zazwyczaj radjotelegrafja (§ 104)

§ 177. Promieniowanie cieplne; luminescencja.

W poprzedzającym wykładzie zajmowaliśmy się przeważnie skutkami, które objawiają się, gdy promieniowanie biegnie w próżni albo też przenika materjalne ośrodki. Skąd jednak powstaje promieniowanie? Przypisujemy je działalności ciał, o których mówimy, że wysyłają czyli *emitują* promieniowanie. Spróbujmy poznać, chociażby w najpierwszym zarysie, prawa zjawiska *emisji*. Przypuśćmy, że ciało *M* promieniuje; wysyła zatem strumienie promienistej energji. Nieustanny ten wydatek energji jest stratą, którą ciało pokrywa bądź ze swej *bezładnej* czyli cieplnej energji wewnętrznej, bądź z innych energetycznych zapasów, które w rozmaitej postaci może w sobie zawierać. Gdy naprzykład rozgrzana kula żelazna powoli ostyga, jej temperatura obniża się, poza tem jednak stan ani skład kuli nie zmienia się; energja, którą promieniowanie kuli wraz z sobą unosi, pochodzi z jej zapasu cieplnej energji. Takie promieniowanie nazywamy *cieplnem promieniowaniem*. Widmo cieplnego promieniowania, jak wiemy, jest *ciągłe*; skąd wnosimy, że promieniowanie cieplne, podobnie jak samo ciepło, jest chaotyczne, bezładne; wszystkie rodzaje falowań, wszystkie zakresy widma w niem uczestniczą. Przykładem innego, *nie*cieplnego rodzaju promieniowania jest świecenie rozrzedzonego gazu poddanego elektrycznym wyładowaniom (§ 159); temperatura gazu gra w tym razie rolę zgoła podrzędną; widmo *linjowe*, które otrzymujemy, wskazuje, że promieniowanie elektrycznie pobudzonego gazu do pewnego przynajmniej stopnia jest *uporządkowane*. Każde *nie*cieplne promieniowanie nazywamy *luminescencją* albo *jarzeniem się*; zjawisko fluorescencji, o którem nieraz już wspominaliśmy, jest dalszym, wybitnym przykładem luminescencji.

Gdy promieniuje, ciało *M* może zzewnątrz otrzymywać energję lub też może jej nie pobierać. może być *odosobnione* (§ 81 tomu I-go). Jeżeli ciało jest odosobnione, jeżeli wszelki dopływ energji zzewnątrz jest przecięty, zapasy energji własnej ciała *M* wcześniej lub później wyczerpią się. zjawisko emisji wówczas

się skończy. Takie promieniowanie jest przeto zjawiskiem *nietrwałem*. Przypuśćmy przeciwnie, że ciało M, promieniując, pochłania zzewnątrz w jakiejkolwiek postaci energję, którą natychmiast przerabia na ciepło; przypuśćmy, że wydatek cieplnej energji, wynikający z emisji promieniowania, *równoważy się* nieustannie z jej zzewnątrz płynącym dochodem. Promieniowanie jest wówczas zarazem *cieplne* i *trwałe*; pomimo nieprzerwanej emisji, temperatura ciała nie zmienia się; w takich warunkach zjawisko mogłoby trwać nieograniczenie. Będziemy zajmowali się teraz promieniowaniem, które jest jednocześnie cieplne i trwałe; zjawiska luminescencji pozostaną więc poza obrębem naszych wywodów.

§ 178. Ciało doskonale chłonące; doskonałe zwierciadło.

Ażeby zrozumieć zjawiska otaczającego nas świata, upraszczamy nieraz bardzo istotnie obraz, który o nich tworzymy w umyśle; rozwiązanie zadania zaczynamy od ułatwienia go sobie. Rozważamy naprzykład ciała bezwzględnie sztywne, chociaż wiadomo, że takich ciał niema w przyrodzie; mówimy o gazach doskonałych, o ciałach stałych idealnie sprężystych lub płynnych idealnie ruchliwych; wyobrażamy sobie fikcyjne, krańcowe przewodniki elektryczne lub izolatory. Postąpimy i tutaj podobnie; utworzymy pojęcia graniczne, które nie odpowiadają wprawdzie nigdy dosłownie rzeczywistości, atoli w ścisłem rozumowaniu są nam nieodzownie potrzebne.

Przypuśćmy, że na powierzchnię S ciała A spływa z próżni strumień promieniowania, który w czasie τ przynosi ciału pewną ilość J energji. Przypuśćmy, że w czasie τ ciało A przepuszcza lub załamuje ilość pJ promienistej energji, że odbija rJ, rozprasza sJ; pozostałą resztę, powiedzmy aJ, pochłania czyli przeobraża w cieplną postać energji (por. § 133). Mamy oczywiście

1. $$a + p + r + s = 1$$

Dla każdego rzeczywistego ciała liczby a, p, r, s są ułamkami większemi od zera, mniejszemi od jedności. Wyobraźmy sobie ciało, dla którego mielibyśmy:

2. $$a = 1;\ p = 0;\ r = 0;\ s = 0;$$

takie ciało, oczywiście fikcyjne, nazwiemy *doskonale chłonącem*. Ciało doskonale chłonące (w skróceniu *C*) nie odbija, nie rozprasza, nie przepuszcza; całkowitą energję, którą na powierzchni swej zbiera, przemienia w ciepło, w najbardziej zgmatwaną, bezładną formę energji. Wyobraźmy sobie podobnie ciało fikcyjne, dla którego

$$3. \qquad a = 0;\ p = 0;\ r = 1;\ s = 0;$$

nazwiemy je *doskonałem zwierciadłem Z*; odbijając całkowicie energję padającego promieniowania, nie otrzymuje ono wcale energji, którą mogłoby przepuścić, rozproszyć albo pochłonąć.

Utworzyliśmy pojęcia ciała doskonale chłonącego *C* i doskonale odbijającego *Z* bez względu na barwę lub długość fali promieniowania, które odbija się lub jest pochłaniane; ciało doskonale chłonące winno więc okazywać wartość $a = 1$, doskonałe zwierciadło winno mieć $r = 1$, w całej, nieskończonej rozciągłości widma. Doświadczenie jednak przekonywa nas o tem, że własności, które wyrażamy przez liczby *a*, *p*, *r* i *s*, zmieniają się, niekiedy raptownie, gdy zmienia się długość fali padającego promieniowania. Srebro naprzykład odbija wybornie falowania leżące w zakresie widzialnego widma, w tym więc przedziale *r* srebra jest bliska jedności; lecz wobec niektórych pozafioletowych falowań liczba *r* srebra staje się mała. Dla różnych gatunków szkła mamy *p* dużą w obrębie widzialnego widma, bardzo małą dla wielkiego zakresu pozaczerwonych falowań. Zwykłą sadzę węglową uważamy niemal za urzeczywistnienie ideału «doskonale chłonącego ciała»; ale mniemanie to polega na zachowywaniu się sadzy wobec stosunkowo krótkich falowań; dla bardzo długich sadza jest prawie przezroczysta (§ 171), liczba jej *a* musi wówczas być niezbyt odległa od zera. Licząc się z temi faktami, wprowadzamy pewne nowe pojęcia. Jeżeli w widmowym zakresie, ciągnącym się od długości fali λ_1 do długości λ_2, nie możemy (w granicach ścisłości pomiarów) odróżnić wartości *a* ciała *c* od jedności, nazywamy ciało *c* «doskonale chłonącem w widmowym zakresie (λ_1, λ_2)». Jeżeli w widmowym zakresie, ciągnącym się od długości fali λ_1 do długości λ_2, nie możemy odróżnić wartości *r* ciała *z* od jedności, nazywamy ciało *z* «zwierciadłem doskonałem w zakresie (λ_1, λ_2)».

§ 179. Promieniowanie zrównoważone.

Przypuśćmy, że dwa ciała A i B, otoczone próżnią, znajdują się w osłonie S zamkniętej, która nie przepuszcza dopływu ciepła zzewnątrz ani wypływu nazewnątrz (rys. 285); oprócz ciał A i B, niema w osłonie innych ciał materjalnych. Jeżeli osłona S jest doskonałem zwierciadłem, nie wywiera wpływu na przebieg zjawisk, które chcemy rozważyć; dla uproszczenia wywodów możemy zatem uczynić to założenie. Przypuśćmy, że promieniowanie ciał A i B jest wyłącznie cieplne i oznaczmy przez T_A i T_B temperatury tych ciał. Doświadczenie wskazuje, że *dopóki* T_A *i* T_B *są niejednakowe, równowagi niema.* Jeżeli temperatury ciał A oraz B są niejednakowe, wyższa obniża się, niższa podnosi się, dopóty, dopóki nie dojdzie do ich wyrównania. Zawieśmy termoskop $\mathfrak{Z}$ w próżni, w pobliżu ciała gorącego, np. miedzianego naczynia M wypełnionego gotującą się wodą; temperatura termoskopu $\mathfrak{Z}$ podnosi się. Mamy tu dwa ciała: cieplejsze M i chłodniejsze $\mathfrak{Z}$; niepodobna przypuścić, ażeby promieniowało tylko cieplejsze; obadwa ciała niewątpliwie muszą promieniować, ale ciało M przez promieniowanie traci energji więcej niż zyskuje, ciało $\mathfrak{Z}$ więcej zyskuje niż traci. Zawieśmy termoskop $\mathfrak{Z}$ w próżni, w sąsiedztwie ciała zimnego, np. bryły L lodu; temperatura termoskopu $\mathfrak{Z}$ obniża się; przez promieniowanie traci on więcej energji aniżeli zyskuje, ciało L więcej zyskuje niż traci. Niepodobna przypuścić, ażeby termoskop wówczas dopiero zaczynał promieniować, gdy zbliżamy doń bryłę lodu; musiał on również promieniować, gdy znajdował się w sąsiedztwie gorącego ciała M. Powiadamy: cieplne promieniowanie danego ciała A, w chwili t, w próżni, może tylko zależeć od stanu samego ciała A w chwili t. Promieniowanie to zależy przedewszystkiem od *temperatury* ciała; gdy temperatura podnosi się, cieplne promieniowanie ciała wzmaga się zawsze.

Rys. 285.

Weźmy ponownie na uwagę dwa ciała A i B zawarte w próżnej i pustej powłoce S (rys. 285) i przypuśćmy, że stan równowagi jest osiągnięty: temperatury ciał zrównały się i wynoszą T;

każde z dwóch ciał dzięki promieniowaniu tyle zyskuje, ile traci energji. Promieniowanie jest cieplne, jest trwałe, nadto jest całkowite, *zupełne*; widmo tego promieniowania, jak wiemy, jest ciągłe; żadnego składnika, żadnego falowania, w żadnym widmowym przedziale, nie może w tem promieniowaniu brakować. Takie cieplne, utrwalone i zupełne promieniowanie nazywamy, dla zwięzłości, *zrównoważonem promieniowaniem*.

Do wnętrza powłoki S, w którem znajdują się ciała A i B w równowadze promieniowania, w temperaturze T, wprowadźmy trzecie ciało D, czwarte F i t. d.; przypuśćmy, że temperatury ciał D, F i t. d. są jednakowe i wynoszą również T (rys. 286). Wprowadzając w taki sposób ciała D, F i t. d., *nie zakłócamy równowagi*, która ustanowiła się była w S pod wpływem samych tylko ciał A i B; stan równowagi, skoro już został osiągnięty, *nie* zależy zatem od liczby, położenia, postaci i natury ciał, które wprowadzono do wnętrza powłoki. Przypuśćmy na chwilę, że w układzie ciał zawartych w S stan równowagi jeszcze nie zapanował: temperatura jednych ciał spada, innych podnosi się. Szybkość tych zmian zależy od liczby i jakości ciał, od ich kształtów, rozmiarów, rozmieszczenia, od ich stanu, składu i własności; ale ostateczne, *zrównoważone* promieniowanie, które ustanawia się we wnętrzu powłoki, w próżni, w temperaturze T, jest zawsze to samo i *nie* zależy od wszystkich tych okoliczności. Podobnie w hydrostatyce, prawa równowagi bardzo zawiesistych i bardzo ruchliwych cieczy są identycznie te same (§ 8 tomu II-go).

Rys. 286.

Przypuśćmy teraz, że jedno z pomiędzy ciał, które znajdują się w S, w próżni, w temperaturze T, jest ciałem *doskonale chłonącem*; zrównoważone promieniowanie, które ustanawia się w S, w próżni, w temperaturze T, jest w każdym względzie to samo, czy obecne są ciała A, B, D, F oraz C, czy też same tylko ciała A, B, D, F lub niektóre z pomiędzy nich są obecne, czy wreszcie wytwarza je w S, w próżni, w temperaturze T, samo tylko ciało C doskonale chłonące. *Promieniowanie dowolnych ciał w próżni, w temperaturze T, gdy jest zrównoważone,*

jest identyczne z promieniowaniem w próżni, w tej samej temperaturze T, ciała doskonale pochłaniającego wszelkie promieniowania.

Ze względu na powyższą swą własność, promieniowanie *zrównoważone* bywa nazywane *czarnem* promieniowaniem; niektórzy pisarze, posuwając się jeszcze dalej, powiadają, że ciało doskonale chłonące jest *«ciałem czarnem»*. Ale nazwy te nie są stosowne i mogą nas doprowadzić do zbytecznych trudności. *Ciemnem* lub *czarnem* powinniśmy nazywać promieniowanie, które nie zawiera gatunków widzialnych; innemi słowy promieniowanie, w którem niema składników działających na nerw nasz optyczny. Promieniowanie, które zawiera falowania o długości fali od 3μ do 4μ, jest naprzykład czarnem promieniowaniem. Ale promieniowanie zrównoważone jest czemś zgoła odmiennem. Jak już wiemy, ciało doskonale chłonące wysyła *wszelkie* gatunki falowań w każdej temperaturze, pomiędzy innemi także widzialne; jeżeli temperatura jest dostatecznie wysoka, wysyła je w ilości wystarczającej, by czynność wzroku została wzbudzona. Nie powinniśmy nazywać «czarnem» ciała, które w stosownych warunkach może wydawać się czerwonem jak wiśnia lub nawet oślepiająco białem i jasnem.

Wyobraźmy sobie powłokę kulistą, odbijającą *P* (rys. 287), którą utrzymujemy w jednostajnej temperaturze *T*. Powłoka ma jeden tylko, mały otwór *O*, zresztą jest całkowicie zamknięta. Jeżeli przez otwór *O* przenika do wnętrza wąska wiązka promieniowania, odbija się ona wiele razy od wewnętrznej powierzchni powłoki, zanim zdoła wybiec nazewnątrz Chociażby przy każdem odbiciu tylko drobny ułamek padającej energji był pochłaniany, po znacznej liczbie spotkań ze ścianą niemal cała energja wiązki przejdzie do substancji powłoki; zanim wiązka potrafi wydobyć się nazewnątrz, prawie cała jej energja będzie pochłonięta. Względem wiązki przenikającej nawewnątrz przez otwór *O*, powłoka *P* zachowywa się zatem jak ciało niemal doskonale chłonące. O trafności tego wniosku przekonywamy się ze spostrzeżeń codziennych. Do wnętrza metalowej lub drewnianej skrzyni zaglądajmy przez wąską szczelinę lub mały w ścianie otworek; chociażby w skrzyni znajdował się biały papier lub cukier, chociażby leżała w niej mąka, wnętrze skrzyni wydaje się *czarne*. Gdy porą dzienną idziemy ulicą, spoglądajmy w okna domów wzdłuż ulicy stojących; na zasadzie widoku tych okien moglibyśmy przypuszczać, że wnętrza mieszkań są jak kir czarne i ciemne; wyłączamy oczywiście przypadek, gdy okno jest *oświetlone*, gdy dochodzi nas przez nie promieniowanie sztucznego źródła świetlnego.

Rys. 287.

Wobec przenikającej nawewnątrz przez otwór *O* wiązki, powłoka *P* jest zatem ciałem nieledwie doskonale chłonącem; stąd wnosimy, że promieniuje ona *nazewnątrz* przez *O* tak samo, jak promieniowałoby w temperaturze *T* ciało niemal doskonale chłonące. Ażeby upewnić się, iż wniosek ten jest słuszny, wyobraźmy sobie, że powłokę *P*, której temperatura jest *T*, wprowadziliśmy do wnętrza próżnej osłony *S*, gdzie, pod wpływem ciał *A* i *B* (rys. 285), ustano-

wiła się już była, w temperaturze T, równowaga promieniowania; powłoka P, jak wiadomo, *nie* może zakłócić tej równowagi. Lecz gdyby strumień promienistej energji wpływający do wnętrza P przez otwór O był większy lub mniejszy niż strumień wypływający z P nazewnątrz przez tenże sam otwór, obecność powłoki P, mimo równości temperatur, musiałaby wywołać takie zakłócenie. Istotnie zatem, powłoka P promieniuje nazewnątrz, przez otwór O, jak ciało doskonale chłonące. Polegając na tej zasadzie, fizycy niemieccy W. Wien i O. Lummer w r. 1895-ym zdołali niemal dokładnie urzeczywistnić ideał ciała C doskonale chłonącego; tym sposobem upewnili się, że nauka o promieniowaniu, której szkicujemy tu pierwsze początki, jest w zgodzie z faktami rzeczywistego doświadczenia.

§ 180. *Prawo Kirchhoffa.*

Wyobraźmy sobie ciało C doskonale chłonące i przypuśćmy, że umieściliśmy je w próżni, wewnątrz zamkniętej osłony S (rys. 288), nie przepuszczającej ciepła. Temperatura ciała C niechaj wynosi T; tę samą, wszędzie jednakową temperaturę T przypisujemy osłonie S. Wyobraźmy sobie, że stan równowagi już jest osiągnięty; próżnia w S jest wypełniona promieniowaniem *zrównoważonem*. Do ciała C zbliżamy teraz ciało c, doskonale chłonące tylko w szczupłym widmowym zakresie (λ_1, λ_2); temperatura ciała c ma znów wynosić T. Weźmy na uwagę promieniowanie wysyłane przez ciało C. Jest to promieniowanie *zupełne*; jeżeli zatem nie przebiegło ciała c, zawiera falowania wszelkich widmowych zakresów; jeżeli przebiegło przez ciało c, promieniowanie (jeśli wolno tak powiedzieć) jest *wyszczerbione*; brakuje w niem falowań zakresu (λ_1, λ_2). Wiemy jednak, że, wprowadziwszy ciało c, o temperaturze T, do próżni S, *nie* zakłóciliśmy równowagi promieniowania, która tam już panowała (§ 179); wnosimy zatem, że *emisja* ciała c musi *wyrównywać* ów brak, musi ową szczerbę ściśle wypełniać, którą absorbcja ciała c wytworzyła w promieniowaniu wysyłanem przez C. *Emisja ciała c w przedziale (λ_1, λ_2) jest zatem równa jego absorbcji w tymże przedziale*; podobnież, oczywiście, emisja ciała C, w przedziale (λ_1, λ_2) i w *każdym innym* przedziale, jest równa absorbcji ciała C w odpowiednim przedziale. A wreszcie, skoro

Rys. 288.

absorbcja ciała c w przedziale (λ_1, λ_2) jest całkowita czyli równa absorbcji doskonale chłonącego ciała C w tym przedziale, zatem także i emisja ciała c w przedziale (λ_1, λ_2) jest równa emisji ciała C w tymże przedziale.

Rozumujemy podobnie w przypadku, gdy, zamiast ciała c, umieściliśmy wewnątrz S, w pobliżu ciała C, jakiekolwiek ciało D rzeczywiste, które w szczupłym zakresie widmowym (λ_1, λ_2) pochłania tylko pewien ułamek a_D padającego strumienia promieniowania; naprzykład jedną trzecią lub jedną czwartą część tego strumienia. Jeżeli promieniowanie wysyłane przez ciało C, zupełne, przebiegło przez D, niedostaje w niem, w przedziale (λ_1, λ_2), ułamka a_D pierwotnego strumienia; *ten niedostatek ciało D wynagradza własną emisją.*

Wypowiedzmy algebraicznie wniosek, do którego zostaliśmy doprowadzeni. Przypuśćmy, że ciało C doskonale chłonące oraz dowolne (rzeczywiste) ciało D, znajdując się w osłonie S, w próżni, w temperaturze T, wysyłają i pochłaniają promieniowanie; przypuśćmy, że stan równowagi jest osiągnięty, że promieniowanie jest cieplne, utrwalone i zupełne czyli *zrównoważone.* Przez E oznaczmy ilość energji, którą element powierzchowny ciała C, rozległości 1 cm², wysyła, w przedziale bardzo szczupłym (λ_1, λ_2), w czasie 1 sekundy; związek ilości E z t. zw. całkowitym strumieniem promieniowania, z uważanego elementu płynącym (§ 130), jest oczywisty. Przez e_D rozumiejmy podobnie ilość energji, którą, w czasie 1 sekundy, w przedziale (λ_1, λ_2), wysyła element powierzchowny ciała D, rozległości 1 cm². Gdy równowaga jest osiągnięta, mamy

1. $$a_D E = e_D$$

Przypuśćmy, że, zamiast ciała D, znajdują się w S, w próżni, w temperaturze T, ciała F, G, H i t. d.; gdy promieniowanie, które one wysyłają i pochłaniają, jest zrównoważone, mamy

2. $$a_F E = e_F;\ a_G E = e_G;\ a_H E = e_H \text{ i t d.}$$

Otrzymujemy zatem

3. $$\frac{e_D}{a_D} = \frac{e_F}{a_F} = \frac{e_G}{a_G} = \ldots\ldots = E$$

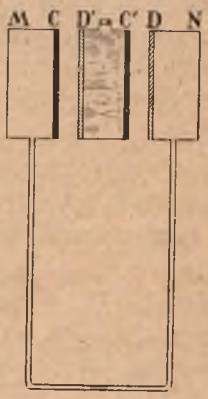
Wartość stosunku e/a jest powszechna, nie zależy od natury ciała, dla którego e i a są utworzone; wartość stosunku, podobnie jak E, zależy *jedynie* od wyboru przedziału (λ_1, λ_2) i od

temperatury T. Widzimy jeszcze, że dla ciała C doskonale chłonącego wartość stosunku e/a istotnie wynosi E, albowiem dla takiego ciała mamy z określenia:

4. $$A = 1.$$

Twierdzenie, które objaśniliśmy w artykule niniejszym, nazywa się pospolicie *prawem Kirchhoffa*; nietylko jednak piękne to uogólnienie, cały wogóle nasz sposób wypowiadania zasadniczych praw *równowagi promieniowania* zawdzięczamy genjuszowi Gustawa Kirchhoffa.

Dla ilustracji poprzedzających, nieco oderwanych wywodów możemy posłużyć się prostem doświadczeniem, którego pomysł już dawno podał Ritchie. Naczynia płaskie MC i DN (rys. 289), wypełnione powietrzem, łączą się za pośrednictwem rurki zgiętej w kształt litery U; w dolnej gałęzi tej rury znajduje się kropla zabarwionej cieczy. Przyrząd ten jest oczywiście *różnicowym termometrem gazowym* (por. § 97 tomu II-go), wskazującym, czy temperatury powietrza zawartego w MC i DN są jednakowe. Przypuśćmy, że ściana C naczynia MC jest pokryta sadzą węglową (którą będziemy tu, dla zwięzłości, rozumieli przez C); przypuśćmy, że ściana D naczynia DN jest sporządzona ze srebra. Wiemy, że własności sadzy i srebra, wobec promieniowania okazywane, są nader różne i niepodobne do siebie. Załóżmy, że naczynia MC i DN oraz zawarte w nich powietrze doszły do równowagi temperatur; kropla w rurce pozostaje w spoczynku. Pomiędzy naczyniami MC i DN umieszczamy teraz trzecie $D'C'$; ściana D' jest sporządzona ze srebra, ściana C' pokryta jest sadzą. Rozległości ścian C, D', C', D są jednakowe; odstępy CD' oraz $C'D$ są równe. Gdy naczynie $D'C'$ wypełnimy gotującą się wodą, kropla w rurce *nie* przesuwa się; co to znaczy? Ściana D' w czasie 1 sekundy posyła ku ścianie C ilość energji $e_D S$, gdzie S jest rozległością czterech ścian w grę wchodzących; z tej ilości energji ściana C pochłania część $a_C e_D S$. Ściana C' w czasie 1 sekundy posyła ku D ilość $e_C S$, z której D pochłania $a_D e_C S$. Równowaga, którą spostrzegamy, znaczy, że:



Rys. 289.

5. $$a_C e_D S = a_D e_C S$$

lub, innemi słowy, że

6. $$\frac{e_D}{a_D} = \frac{e_C}{a_C}$$

O niektórych gatunkach szkła powiadamy, że są *barwne*. Wyobraźmy sobie taflę szkła «czerwonego»; umieściwszy ją przed oczyma w taki sposób, ażeby światło słońca, lampy, łuku elektrycznego lub ogniska przebiegało taflę naskróś, dostrzegamy, że światło przepuszczone jest czerwone. Gdy wykony-

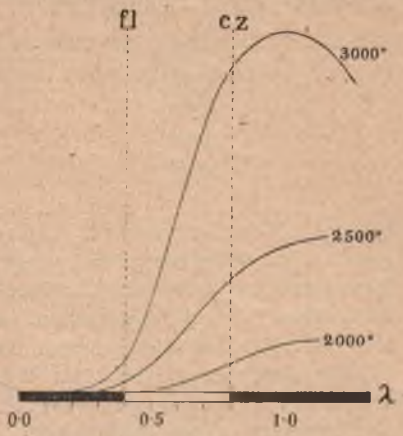
wamy doświadczenie tak pospolite i proste, nie zastanawiamy się nad tem, że szklana tafla znajduje się w pokojowej temperaturze t, nieporównanie *niższej* niż temperatura T słońca, płomienia, łuku lub ogniska; a jednak ta właśnie nierówność temperatur jest *warunkiem niezbędnym* zabarwienia tafli naszej szklanej. Przypuśćmy, że taflę szkła czerwonego ogrzeliśmy w piecu do temperatury T; gdybyśmy spoglądali wówczas przez gorące szkło na rozżarzony węgiel ogniska, wydawałoby nam się, że szyba jest zgoła *bezbarwna*. Stosując się do swej temperatury T, źródło promieniowania wysyła fale wszelkich możliwych zakresów. Szkło pochłania *nie*czerwone falowania, powiedzmy te zatem, dla których $\lambda < 0{\cdot}72\,\mu$ oraz te również, dla których $\lambda > 0{\cdot}81\,\mu$; natomiast swobodnie przepuszcza czerwone falowania, zawarte w powyższych granicach. Zgodnie z wywodami niniejszego artykułu, powiadamy, że szkło wysyła również wszystkie *nie*czerwone falowania, które pochłania; ale, dopóki jest chłodne, wysyła je słabo, znacznie słabiej niż źródło, którego temperatura niepomiernie jest wyższa. Znajdując się w niskiej temperaturze t, szkło swoją emisją *nie* wynagradza więc szczerby, którą swoją absorbcją zrządziło; dlatego mówimy, że szkło jest «czerwone». Gdy szkło jest gorące, wypełnia ową lukę dokładnie; światło, które przeszło przez szybę, nie jest wówczas uboższe w *nie*czerwone składniki niż światło, które przez szybę nie przeszło.

§ 181. Emisja doskonale chłonącego ciała.

Jak powiedzieliśmy w artykule poprzednim, wielkość E zależy od temperatury T i od wybranego szczupłego widmowego przedziału (λ_1, λ_2); rozumiejąc przez λ długość fali pośrednią pomiędzy bliskiemi granicami λ_1 i λ_2, możemy powiedzieć, że E zależy od λ i T. Postać tej zależności znamy dzięki starannym pomiarom, dokonanym przez Lummera i Pringsheima oraz innych uczonych. Przypuśćmy, że temperatura T pozostaje stała; wielkość E zależy wówczas wyłącznie od λ. Biorąc wartości długości fali λ za odcięte, wartości emisji E ciała doskonale chłonącego za rzędne, wyobrażamy w postaci krzywej zachodzący pomiędzy E a λ związek; dla każdej temperatury otrzymujemy osobną krzywą. Na rys. 290-ym widzimy kilka takich krzywych; temperatury są w nim liczone od -273^0 C (por. § 99 tomu II-go), długości fali λ podane są w mikronach,

Rys. 290.

wartości E w skali dowolnej, dla nas tu obojętnej; wskazany jest przedział odpowiadający widzialnemu widmu. Dla jasności podajemy jeszcze, w osobnym rys. 291-ym, przebieg zależności emisji E od λ dla kilku wyższych temperatur, posługując się tym razem większą nieco skalą. Rysunki 290 i 291 pozwalają zdać sobie sprawę, jak emisja doskonale chłonącego ciała rozkłada się na rozmaite widmowe zakresy; widzimy, że rozkład ten zmienia się nader istotnie, gdy temperatura podnosi się. W niskich temperaturach, przybliżenie do 500° C, emisja w zakresie widzialnym jest tak słaba, że nawet oko nie jest na nią wrażliwe; mocno rozgrzanego pieca nie widzimy w ciemności. Powyżej 500° C zaczynamy dostrzegać brzask świecenia; w promieniowaniu leżącem w zakresie widzialnym przewaga energetycznego strumienia przypada falom czerwonym, pierwsze świecenie gorącego ciała stałego jest zatem czerwone. Gdy temperatura podnosi się bardziej, krótsze fale zyskują coraz większy udział w strumieniu energji; emitowane światło stopniowo staje się «białe».



Rys. 291.

Ażeby uzyskać światło *sztuczne*, doprowadzamy zwykle pewne ciało stałe do wysokiej temperatury; w żarówce rozgrzewamy węglowe lub metaliczne włókienko, w płomieniu łuczywa, świecy, lampy naftowej albo gazowej rozgrzewamy niespalone, drobne cząstki węgla. Rozumiemy obecnie, jakiego, w tem postępowaniu, dopuszczamy się marnotrawstwa. W promieniowaniu np. węgla, w okolicy 1500° lub 1600° C, energja widzialnych falowań, chociaż oku wydaje się jaskrawa, jest niemal znikoma w stosunku do energji pozaczerwonych falowań; ażeby otrzymać małą ilość energji w zakresie widzialnym, wytwarzamy, całkiem zbytecznie, stosunkowo olbrzymią energję niewidzialnych falowań. Co powiedzielibyśmy o człowieku, który, pragnąc od fortepianu uzyskać tony najwyższe, uderzałby bez wyboru wszystkie naraz klawisze całej klawiatury? Nieinaczej postępujemy w pospolitych metodach sztucznego oświetlania. Nieco oszczędniej dążymy do celu, posługując się lampą kredową lub cyrkonową Drummonda lub łukiem elektrycznym; temperatura tych źródeł jest bardzo wysoka. Koszulka w lampie Auera świeci raczej *selekcyjnie*; jej promieniowanie jest zawilsze niż czysto-cieplne promieniowanie ciał stałych.

Z rys. 290-go widzimy, że emisja E doskonale chłonącego ciała osiąga, w każdej temperaturze, wartość *największą* dla pewnej długości fali, powiedzmy λ_m; ta długość fali λ_m zależy od temperatury:

T:		λ_m		$\lambda_m T$:
723·0°	. . . . .	$\lambda_m = 4{\cdot}08\,\mu$	. . . . .	2950
998·5	. . . . .	2·96	. . . . .	2956
1094·5	. . . . .	2·71	. . . . .	2966
1259·0	. . . . .	2·35	. . . . .	2959
1646·0	. . . . .	1·78	. . . . .	2928

Iloczyn $\lambda_m T$ jest przybliżenie stały, największość E przypada zatem dla długości fali λ_m odwrotnie proporcjonalnej do (liczonej od $-273°$ C) temperatury. Twierdzenie to, przewidziane przez W. Wiena, pozwala, na zasadzie znajomości emisji, obliczyć temperaturę ciała, które, choć w przybliżeniu, promieniuje jak ciało doskonale chłonące. Przypuśćmy na chwilę, że tak promieniuje fotosfera słoneczna; z twierdzenia Wiena wynika wówczas, że jej temperatura wynosi 6200°; jak skądinąd wiadomo, rzeczywista temperatura fotosfery jest nieco wyższa i wynosi około 7000°.

Rozumiejmy przez E średnią wartość emisji E ciała doskonale chłonącego, w temperaturze T, obliczoną w całej rozciągłości widma, od $\lambda = 0$ do $\lambda = \infty$. Z rys. 290-go wnosimy, że E rośnie szybko, gdy temperatura podnosi się; według prawa, wykrytego przez Stefana, przeciętna wartość E jest wprost proporcjonalna do czwartej potęgi temperatury T liczonej od $-273°$ C. Na rys. 290-ym weźmy na uwagę figurę płaską ograniczoną (*a*) przez oś odciętych (*b*) przez krzywą emisji E odpowiadającą danej temperaturze T (*c*) i (*d*) przez dwie oznaczone rzędne, odpowiadające np. wartościom $\lambda = 1\,\mu$ oraz $\lambda = 6\,\mu$; rozległość tej figury jest oczywiście proporcjonalna do średniej wartości E odpowiadającej danej temperaturze T. Wyciąwszy kilka takich figur z papieru i zważywszy wycinki, przekonywamy się, że ich ciężary są proporcjonalne do czwartych potęg temperatur, jak tego wymaga prawo Stefana.

§ 182. Zakończenie.

Dobiegliśmy do końca tej książki, pisanej dla młodych, pragnących wiedzy i w niej już zamiłowanych umysłów. W elementarnych ramach naszego wykładu zmieścił się tylko pobieżny, bardzo ogólnikowy obraz dzisiejszego stanu nauki fizyki. Ale świątynia wiedzy jest dla wszystkich otwarta; kto ma dosyć woli, przeniknie do jej najdalszych zakątków.

Nauki ludzkie są dzisiaj olbrzymie, ich zwycięstwa niewątpliwie są zadziwiające; ale w obliczu zagadnień, którym sprostać powinny, są dopiero próbą i pierwszym początkiem usiłowania. Ludzkość chce poznać i pojąć świat zjawisk; jest to zadanie zapewne bezdenne.

«Nie wiem» rzekł Newton «co powie o mnie kiedyś po-«tomność; samemu sobie wydawałem się dzieckiem, które na «brzegu morskim zabawia się błahostkami. Cieszyłem się, «gdym znalazł kamyk gładki lub piękną muszelkę; tymcza-«sem niezmierzony Ocean Prawdy rozciągał się tajemniczo «przedemną».

ALFABETYCZNY WYKAZ RZECZY

zawartych w trzech tomach «Nauki Fizyki».

Pierwsza liczba oznacza tom, druga oznacza artykuł (*nie* stronicę).
Przykład: 3, 77 znaczy: § 77 tomu III-go.

Aberacja chromat. soczewek 3, 145
Absorbcja światła 3, 164
Aerostatyka 2, 33
Akomodacja 3, 147
Akumulatory 3, 40
Alternatory 3, 93
Amper 3, 66
Ampermetry 3, 73 i 95
Amplituda (ruchu h. prostego) 1, 30
— (fali) 2, 63
Analiza spektralna 3, 160
Aneroidy 2, 44
Aniony 3, 41
Anoda 3, 34 i 41
Antenna 3, 104
Antykatoda 3, 109
Atmosfera (jednostka) 2, 4 i 44
— jednolita 2, 45

Balony 2, 47
Barometr 2, 44
Barwa brzmienia 2, 84
— światła 3, 152 i 157
Baterja elektr. 3, 40
Bezwładność 1, 41 i nast.
Bieg światła 3, 123, 154
Biegun (w pł. fali) 3, 154
— magnesu 3, 47 i nast.
— magn. ziemi 3, 60
— soczewki 3, 141
Blask 3, 130
Błyskawica 3, 11
Błękit nieba 3, 163
Bolometr 3, 171
Busola stycznych 3, 67
Butelka lejdejska 3, 12

Centymetr 1, 3
Cewka indukcyjna 3, 89
Chromosfera 3, 167
Ciało anizotropowe 2, 23
— doskonale chłonące 3, 178
— doskonale sztywne 1, 85
— izotropowe 2, 23
— jednolite 2, 23
— jednorodne 2, 23
— płynne 2, 2 i 6
— przezroczyste 3, 121
— stałe 2, 2 i 6
Ciąg fal 2, 61
Ciągnienie 2, 5
Ciążenie powszechne 1, 53, 54 i nast.
Ciecze 2, 3
Cienie 2, 68 i 3, 124
Ciepło Joule'a 3, 79
Ciepło parowania 2, 111 i 117
— topienia się 2, 110
— właściwe 2, 107 i 109
Ciężar 1, 46 i 100
Ciężar właściwy 1, 103 i 2, 49
Ciśnienie 2, 4 i 5

Ciśnienie nasycenia 2, 117 i 118
— w płynie 2, 34 i nast.
Cykl (maszyny) 2, 113
Czas (gwiazdowy, słoneczny) 1, 4
Cząstki α 3, 117
— β 3, 116
Częstość ruchu (harm. prostego) 1, 30

Deklinacja (magn.) 3, 60
Detektor krystaliczny 3, 103
Długość fali 2, 62
— fal (el.-magn.) 3, 102
— fal (świetlnych) 3, 152 i 161
Doliny fali 2, 63
Drgania elektryczne 3, 98
— prętów 2, 85
— własne 2, 86
— wymuszone 2, 87
— zasadnicze 2, 84
Dyfrakcja 2, 68; 3, 125, 155 i 156
Dyfuzja 2, 21 i 22
Dylatometr 2, 94
Dyna 1, 47
Dyna na cm² 2, 4
Dynamika 1, 1, 32 i nast.
Dyspersja światła 3, 136 i 169
Działanie pola magn. na obwód prądu 3, 71
Działanie pola magn. na element prądu 3, 72
Dzielność 1, 72
Dźwięki 2, 73
Dźwignia 1, 90 i 91

Echo 2, 75
Elektroliza 3, 41 i nast.
Elektromagnes 3, 70
Elektrometr 3, 30
Elektrony 3, 4, 17, 42, 108 i 111
Elektroskop 3, 5 i 24
Emisja ciał dosk. chłon. 3, 181
Energja 1, 73
— cieplna 2, 106, 107, 112
— drgań akust. 2, 79
— elektryczna 3, 31, 37, 79, 94, 97
— kinetyczna 1, 74
— potencjalna 1, 77
Erg 1, 71

Fale elektr.-magnet. 3, 100 i nast.
— głosowe 2, 73 i 77
— harmoniczne proste 2, 63
— kołowe 2, 55 i 67
— kuliste 2, 67
— pochodne (wtórne) 2, 69; 3, 154
— podłużne 2, 56
— poprzeczne 2, 56
— stojące 2, 65, 66 i 84
— świetlne 3, 151 i nast.
Farad 3, 66
Faza (mat. układu) 2, 16
Faza (fali) 2, 62 i 63
Figury pyłkowe 2, 77
Fluorescencja 3, 105, 109, 118, 170
Fonograf 2, 83
Fot 3, 129
Fotometry 3, 130
Fotosfera 3, 167

Galwanometry 3, 67 i 73
Gama diatoniczna 2, 81
Gazy 2, 3 i 52
Gauss 3, 56
Gęstość 1, 103
— elektr. ład. 3, 10
— średn. ziemi 1, 66
Gięcie 2, 31
Głos 2, 72 i nast.
Gram 1, 40
Gramatom 3, 44
Granice widz. widma 3, 162
Grzbiety fali 2, 63

Heljon 3, 117
Hodograf 1, 13
Horror Vacui 2, 44
Horse power 1, 72
Hydrostatyka 2, 33 i nast.
Hygrometry 2, 123
Hypoteza Maxwella 3, 96

Igła deklinacyjna 3, 60
— inklinacyjna 3, 60
— magnesowa wogóle 3, 48
Ilość ciepła 2, 107
— ruchu 1, 75
Indukcja el.-magn. 3, 80 i nast.

Indukcja el.-stat. 3, 6 i nast.
— magnet. 3, 70
— własna 3, 87
Induktor 3, 89
Inklinacja 3, 60
Interferencja fal 2, 58, 64 i 65
— głosu 2, 76
— światła 3, 151, 152 i 153
Interwał muzyczny 2, 81
Inwar 2, 93
Iony 3, 41 i nast.
Ionizacja gazów 3, 110 i 111
Izolatory 3, 5

Jarzenie się 3, 177
Jądra atomów 3, 42, 119, 120
Jednostka Angströma 3, 161
— Violle'a 3, 129
Jednostki czasu 1, 4
— długości 1, 3
— długości fali 3, 161
— dzielności 1, 72
— elektrostatyczne 3, 17, 23, 28, 36
— elektromagnetyczne 3, 65 i 66
— fotometryczne 3, 129
— grawitacyjne 1, 47
— ilości ciepła 2, 107
— ilości magnet. 3, 53
— masy 1, 40
— oporu 3, 75
— pracy 1, 71
— siły 1, 47
Joule 1, 71

Kalorja 2, 107
Kalorymetr wodny 2, 108
Kationy 3, 41
Katoda 3, 34 i 41
Kąt krytyczny 3, 138
Kąt odbicia 2, 70; 3, 134
— padania 2, 70; 3, 134
— widzenia 3, 148
— załamania 2, 71; 3, 136
Kilogram 1, 40
Kilogramometr 1, 71
Kilometr 1, 3
Kilowatt 1, 72; 3, 66
Kilowattgodzina 3, 66
Kinematyka 1, 1 i 6
Kollektor prądnicy 3, 91
Koło wychwytowe 1, 5
Komórka fotoelektr. 3, 126
Kondensator elektr. 3, 12
Konwekcja 2, 101
Koń parowy 1, 72
Kotwica 1, 5
Krawędź pryzmatu 3, 140
Krzywa balistyczna 1, 59
— falowa 2, 83
Kulomb 3, 66

Lambert 3, 130
Lampa elektronowa 3, 112
— rtęciowa 3, 159
— żarowa 3, 79
Liczba Avogadra 3, 45
— porządk. pierw. 3, 174
Linje Fraunhofera 3, 166
— pola elektr. 3, 18
— — magnet. 3, 57
Litr 1, 40
Lornetki 3, 150
Lumen 3, 129
Luminescencja 3, 177
Luneta 3, 150

Ładunek elektryczny 3, 4 i nast.
Ładunek elektronu 3, 17 i 111

Machiny 1, 92
Magnetyzm 3, 46 i nast.
Manometr 2, 39
Masa 1, 35 i 76
— spoczynkowa 3, 116
— ziemi 1, 66
Maszyny elektr. 3, 7
Metoda mieszanin 2, 108
Metr 1, 3
Mikron 1, 3; 3, 161.
Mikroskop 3, 149
Milimetr 1, 3
Moduł Younga 2, 27
Moment siły wzgl. osi 1, 88
Motor elektryczny 3, 92
Myopja 3, 147

Nachylenie magnet. 3, 60
Namagnesowanie induk. 3, 49
Napięcie el. ład. 3, 9
Nasycenie magnet. 3, 55
Natężenie dźwięku 2, 79
— prądu el. 3, 34
— źródła światła 3, 128
Nonjusz 1, 3

Objektywa mikroskopu 3, 149
Obrazy w soczewkach 3, 143
— w zwierciedle 3, 135
Odbicie całkowite 3, 138
Odbijanie się fal 2, 56, 60, 70
— — fal el-magn. 3, 102
— — światła 3, 134
— — głosu 2, 75
Odgłos 2, 75
Odkrycie Oersteda 3, 61
Odkształcenie 1, 85; 2, 2
Odległość ogn. socz. 3, 142
Odwracalność świetl. prom. 3, 137
Ognisko soczewki 3, 142
Ogniwo 3, 38 i nast.
— termoelektr. 3, 171
Ohm 3, 75
Oko ludzkie 3, 146 i 147
Okres fali 2, 62
— ruchu kołowego 1, 10
Oktawa 2, 81
Okular mikroskopu 3, 149
Opornica 3, 68
Opór elektryczny 3, 68, 74 i nast.
— powietrza 1, 56
Optyka geom. 3, 125, 133 i nast.
Oś soczewki 3, 141
— magnet ziemi 3, 60
Ośrodki dia-, para-, ferromagn. 3, 52
Oświetlenie 3, 128

Pamięć odkształceń 2, 9
Para sił 1, 97
Pary nasycone 2, 117
Parcie hydrost. 2, 46
Perpetuum mobile 1, 83
Pęd 1, 75
Piezometry 2, 50
Piknometr 1, 103
Pion 1, 19 i 60
Piorunochrony 3, 11
Plastyczność 2, 9
Płyny 2, 2 i nast.
Pojemność cieplna 2, 107
— elektryczna 3, 28 i nast.
Pojęcia fotometryczne 3, 128
Pole ciężkości 1, 55, 78 i nast.
— elektryczne 3, 2, 21 i nast.
— jednorodne 1, 65
— magnetyczne 3, 46 i nast.
— — prądu 3, 61 i nast.
— — ziemi 3, 60
Pompy pneumat. 2, 54
Ponadprzewodniki 3, 77
Potencjał elektr. 3, 22 i nast.
Powierzchnia swob. cieczy 2, 37
— ekwipotencjalna 3, 27
Pozostałość magnet. 3, 49
Praca 1, 69 i nast.
Prasa hydrauliczna 2, 34
— śrubowa 1, 92
Prawo Boyle'a 2, 51
— Coulomba (el.-stat.) 3, 15
— — (magn.-stat.) 3, 52
— Faradaya (I i II-gie, el.-lizy) 3, 43 i 44
— — (indukcji el.-m.) 3, 84 i nast.
— Gay Lussaca 2, 98
— Hooke'a 2, 27
— Joule'a 3, 79.
— Kirchhoffa 3, 180
— Lamberta 3, 130
— Newtona (dynamiki I, II, III-cie) 1, 34 i nast.
— — (powsz. ciążenia) 1, 50 i nast.
— Ohma 3, 74
— Snella i Kartezjusza 2, 71 oraz 3, 136
— Stefana 3, 181
— Stokesa 1, 46
— Volty 3, 39
— Wiena 3, 181
Prawa pól el.-magn. 3, 97
— ruchu planet 1, 49
— — wahadłowego 1, 64.
Prąd elektryczny 3, 33 i nast.
— Foucaulta 3, 88

Prąd przemienny 3, 90
Prądnica 3, 91
Prezbyopja 3, 147
Prędkość 1, 7 i nast.
— głosu 2, 74
— składowa 1, 24
— światła 3, 131 i 132
— wypadkowa 1, 24
Promieniowanie 3, 126, 157 i nast.
— cieplne 3, 177
— gamma 3, 175
— pozaczerwone 3, 171
— pozafioletowe 3, 170
— Röntgena 3, 109, 172 i nast.
— zrównoważone 3, 179
Promieniotwórczość 3, 113 i nast.
Promień świetlny 3, 123
Proton 3, 119
Pryzmat 3, 140
Przemiany prom.-twórcze 3, 120
Przemieszczenie 1, 11
Przenikliwość magnet 3, 52
Przetwornica 3, 94
Przewodnictwo cieplne 2, 102
— elektryczne 3, 5, 77
Przyśpieszenie 1, 15 i nast.
— ciężkości 1, 19, 46, 57, 65, 68
Puls 2, 61
Punkt materjalny 1, 39
— rosy 2, 123
— świecący 3, 122
— topliwości 2, 16, 114 i nast.
— wrzenia 2, 18, 120 i nast.
Punkty oka 3, 147
— termometryczne 2, 14

Radjan 1. 3; 3, 127
Radjotelegrafja 3, 104
Ramię siły 1, 88
Rdzeń el.-magnesu 3, 70
Reakcje 2, 15
Reflektor 3, 150
Refraktor 3, 150
Regelacja 2, 116
Regenerator 2. 124
Regulator Watta 1, 67
Reguła Ampère'a 3, 62, 63
— Lenza 3, 82, 85, 86
Reguła momentów 1, 89, 94, 96
Reststrahlen 3, 171
Rezonancja 2. 88
— elektryczna 3, 99
Rogówka 3, 146
Rok świetlny 3, 65
Rosa 2, 123
Rotor 3, 93
Rozprężliwość gazów 2, 96 i nast.
Rozszczepianie się światła 3, 136
Rozszerzalność ciał stałych 2, 90 i nast.
— cieczy 2, 94
— gazów 2, 96, 97
— wody 2, 95
Roztwory 2, 15, 20
— koloidalne 2, 21
Rozwartość pryzmatu 3, 140
Równanie gazów dosk. 2, 99
— hydrost. zas. 2, 36
Równia pochyła 1, 61
Równowaga ciał pływających 2, 48
— cieczy 2, 42
— mechaniczna 1, 101
— wody i lodu 2, 16
Równoważnik elektrochemiczny 3, 43
— mechan. ciepła 2, 112
Różnica dróg optycznych 3, 152
Ruch Browna 2, 53
— ciała rzuconego 1, 58, 59
— harm. prosty 1, 30, 31
— jednostajny 1, 8 i nast.
— jednost. przyśp. 1, 16 i nast
— kołowy 1, 9, 10, 67
— prostolinjowy 1, 7 i nast.
— składowy 1, 22
— wypadkowy 1, 22 i 23
— względny 1, 2
Ruchliwość cieczy 2, 8
Rzuty prędkości 1, 25

Scyntylacje 3, 118
Sekunda gwiazdowa 1, 4
Serje widmowe 3, 168
— prom. Röntgena 3, 174
Shunt 3, 76
Siatka dyfrakcyjna 3, 156
Siatkówka 3, 146
Siła dośrodk. i odśrodk. 1, 67

Siła elektryczna 3, 2 i nast.
— el.-mot. ogniwa 3, 38
— zachowawcza 1, 77, 82
Sinusoida 2, 63
Skale temperatur 2, 14, 19, 100, 113
Skale muzyczne 2, 81
Składowa poz. nat. magn. z. 3, 60
Skraplanie gazów 2, 124
Skręcanie 2, 30
Soczewki 3, 141 i nast.
Solenoidy 3, 69
Spadanie ciał 1, 46
Spektroskop 3, 158
Spintaryskop 3, 118
Spółczynnik rozszerzalności 2, 91, 94, 98
— tarcia 1, 62
— załamania 2, 71; 3, 136
Stała dielektryczna 3, 16 i 32
— Faradaya 3, 44, 45
Stator 3, 93
Stereo-radjan 3, 127
Stosunek Poissona 2, 28
Strumienie katodowe 3, 105 i nast.
Strumień świetlny 3, 128
Struny 2, 84
Strzałki fali 2, 65
Syrena 2, 78
Sztywność 2, 30

Ściśliwość 2, 3, 29, 50 i 51
Świeca międzynar. 3, 129
Środek ciężkości 1, 100
— masy 1, 44
— opt. soczewki 3, 142
— sił równol. 1, 98, 99

Tarcie 1, 62
Teleskopy 3, 150
Temperatura 2, 10 i nast.
— krytyczna 2, 24 i 125
Teorje światła 3, 151 i nast.
Termometr gazowy 2, 100
— rtęciowy 2, 12, 13
Termometrja 2, 10 i nast.; 100; 113
Tęczówka 3, 146
Tonika 2, 81
Topienie się 2, 114 i nast.
Twierdzenie Archimedesa 2, 46
Twierdzenie Dopplera 2, 82; 3, 131
— Gaussa 3, 19
— Pascala 2, 41
— równoległoboku prędk. 1, 24
— — przyśp. 1, 29
— — sił 1, 45
— równowagi cieplnej 2, 11
— Varignona 1, 86
— zasadn. hydrost. aerost. 2, 7
Twornik prądnicy 3, 91

Uderzanie się ciał spręż. 2, 32
Uginanie się fal 2, 68
— — prom. Röntgena 3, 172
— — światła 3, 125, 155, 156
Układ jedno-, dwufazowy 2, 24
— odosobniony 1, 81
— zachowawczy 1, 77
Układ odniesienia 1, 2
Unoszenie ciepła 2, 101

Waga 1, 102
Wahadło 1, 5, 63, 64
— kompensacyjne 2, 93
Warstwa odwracająca 3, 167
Watt 1, 72; 3, 66
Wektor 1, 11
— elektryczny 3, 14
— magnetyczny 3, 56
Wentyl elektryczny 3, 112
Węzły fali 2, 63
Wiązka świetlna 3, 123
Wiązki pola el-go 3, 20
— — magn. 3, 58
— magn. ind. 3, 70
Wibratory elektr. 3, 99
Widmo 3, 140
— absorbcyjne 3, 159, 165
— emisyjne 3, 159
— odwrócone 3, 167
— słoneczne 3, 157
Wirownica 1, 67
Wolt 3, 66
Wrzenie 2, 119 i nast.
Wydajność maszyny 2, 113
Wydłużenie 2, 26
Wysokość dźwięku 2, 80

Wytrzymałość 2, 9
Wzór soczewki 3, 144

Zaburzenia magnet. 3, 60
Zaćmienie słońca 3, 124
Załamywanie się fal 2, 71
— — światła 3, 136
Zamarzanie 2, 114 i nast.
Zasada działania i oddz. 1, 34 i nast.
— Huygensa 2, 69
— niezal. ruchów 1, 22
— Pascala 2, 34
— zachow. energji 1, 81 i nast.; 2, 105 i nast.
— — masy 1, 38
Zasady dynamiki 1, 48
— termodynam. 2, 112, 113
Zawiesistość cieczy 2, 8
Zboczenie magnet. 3, 60
Zdolność dioptr. socz. 3, 144
Zegary 1, 5
Zero Celsjusza 2, 16
Zjawisko kołowe 1, 83; 2, 112
Zwierciadło 3, 134, 135
— cieczy 2, 37
— doskonałe 3, 178

Źrenica 3, 146
Źródła światła 3, 121

BIBLIOTEKA Wydziału Matematyczno-Fizycznego w Krakowie

ERRATA.

Tom	I	str. 21	wiersz	24	*zam.*	*Prędkośc*	*czyt.*	*Prędkość*
„	I	„ 44	„	21	„	*ehwili*	„	*chwili*
„	I	„ 72	„	24	„	granat	„	szrapnel
„	I	„ 74	„	7	„	rozstrząsań	„	roztrząsań
„	II	„ 9	„	2	„	1 Kg/m²	„	1 Kg/cm²
„	III	„ 257	„	23	„	Samsona	„	R. A. Sampsona

5870 14.IX 951. Okyt. 9.-

UP - Kraków BG
1050152390
EX LIBRIS
UP
Muzeum Rolnictwa