Publikacja ze zbiorów Biblioteki Głównej AGH w Krakowie

Biblioteka Główna
AGH w Krakowie

AGH

UCZELNIA
BADAWCZA
INICJATYWA DOSKONAŁOŚCI

Digitalizacja dorobku naukowo-badawczego Profesorów AG w Krakowie w latach 1919-1945. Część 2

projekt dofinansowany ze środków budżetu państwa, przyznanych przez Ministra Nauki w ramach Programu Społeczna Odpowiedzialność Nauki II - moduł: Wsparcie dla bibliotek naukowych

01.12.2024-31.07.2026
BIBL/SP/0003/2024/02

Społeczna
Odpowiedzialność
Nauki II

Ministerstwo Nauki
i Szkolnictwa Wyższego

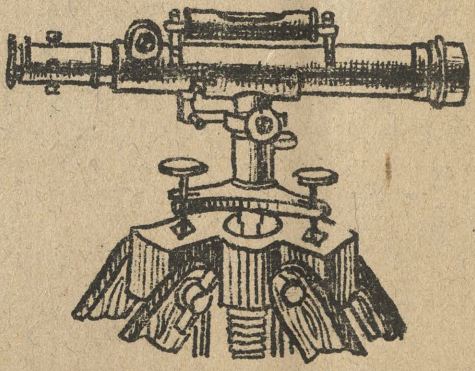
5112008
230182

Akademja Górnicza w Krakowie.

Optyka

według wykładów prof. Dra Jana Stocka

w roku szkolnym 1921/22.



2052

BIBLIOTEKA GŁÓWNA AGH
1000309415

BIBLIOTEKA Gł. AGH

II. 43568

N2B 13415

Wstęp.

Zjawiska świetlne stanowią tylko małą część obszernej grupy zjawisk fizycznych obejmujących wspólną nazwą promieniowania. Do tej grupy zjawisk należą promienie wysyłane przez ciała promieniotwórcze, promienie Roentgena, dalej promienie pozafioletowe chemicznie działające, promienie świetlne, poczerwone czyli cieplne i wreszcie fale elektromagnetyczne służące do przesyłania znaków w radjotelegrafji.

Morolne a subtelne badania naukowe stwierdziły, że w istocie swej każde promieniowanie jest zjawiskiem falowania. Różnica między różnemi rodzajami promieniowania jest tylko ilościowa, podobnie jak między niskim a wysokim tonem, między olbrzymią falą morską a drobnemi regelarnemi zmarszczkami na powierzchni wody lub rtęci w naczyniu.

Gdy zatem poznamy cechy jednego rodzaju promieni n.p. świetlnych, będziemy je mogli rozszerzyć na inne rodzaje promieni uwzględniając oczywiście stosunki ilościowe między niemi zachodzące.

Zupełnie inaczej przedstawi się zjawisko różnych grup promieniowania, gdy rozpatrywać je będziemy w stosunku do ciał materyalnych otaczających nas, które są zawsze źródłem wszelkiego rodzaju promieniowania i w których promieniowanie prędzej lub później ustanie.

W stosunku do ciał materyalnych różne grupy zachowują się zupełnie odmiennie: inaczej pochłaniane zostają fale elektromagnetyczne, inaczej zaś promienie Roentgena lub światła, inaczej działają pod względem fizjologicznym promienie światła inaczej zaś promienie cieplne lub Roentgena, ciała przezroczyste dla promieni radjotelegraficznych nie są przezroczyste dla promieni świetlnych i.t.d. Wogóle panuje tutaj ogromna różnorodność i jest zadaniem wielkiej części fizyki stosunek promieniowania do ciał materjalnych wyświetlić.

W Akademji Górniczej, w której fizyka nie jest przedmiotem głównym, stawiamy sobie skromne zadanie wynikające przez potrzeby innych nauk a przedewszystkiem mineralogji i geodezji a mia-

nowicie: poznać możliwie dokładnie grupę promieniowania działającą na zmysł wzroku. Ta część nauki o promieniowaniu nosi nazwę optyki i w niej będziemy się starali poznać najpierw własności samego promieniowania świetlnego, następnie optyczne własności ciał i ich stosunek do promieniowania świetlnego.

Zjawiska świetlne są zjawiskami niezmiernie subtelnemi i trzeba bardzo czułych przyrządów i metod optycznych aby je dokładnie poznać. Gdy np. oglądamy cień naprzód bardzo ostry rzucony przez zasłonę, gotowiśmy sądzić, (w życiu codziennem tak postępujemy) że granicą między cieniem a jasnością na zasłonie może być tak dobrze ostra jak chcemy, a tymczasem - jak zobaczymy - doświadczenie i analiza matematyczna wykazują, że na granicy cienia i światła będą zawsze występowały wahania świetlne zależne ostrości od warunków doświadczenia, granica cienia będzie mniej lub więcej zamazaną. Albo gdy przez szybę okienną wpada do pokoju wiązka promieni słonecznych na

białe ściany, gotowiśmy myśleć, że białość jest istotną cechą promieni świetlnych, tymczasem wystarczy przepuścić promienie słoneczne nie przez szeroki otwór szyby, ale przez szybkę, która jest poprzecinana liniami równoległemi w liczbie kilkaset na 1 m/m, aby zamiast białego światła na ścianie zobaczyć wszystkie najpiękniejsze barwy tęczowe w pewnym po sobie następującym porządku. Stąd widocznem jest rzeczą, że zjawiska świetlne inaczej się nam przedstawiają, gdy je „z grubsza" obserwujemy, inaczej zaś gdy je rozpatrywać będziemy przez delikatne przyrządy optyczne, uzbrojeni nadto w subtelne metody analizy matematycznej.

Zaczniemy od tego, od czego zaczęła optyka, a mianowicie od obserwowania i opisywania zjawisk świetlnych „z grubsza." Gdy na podstawie tego opisu poznamy zasady przyrządów optycznych, wtedy postaramy się wniknąć w istotę promieniowania świetlnego i zjawisk z tej istoty wypływających.

Optyka geometryczna.

Pojęcie punktu świecącego i promienia świetlnego.

Jeżeli mówimy, że „z grubsza" tylko będziemy opisywali pewne własności promieni świetlnych nie znaczy to, że będziemy niścisli w posługiwaniu się metodami fizycznemi lub matematycznemi, lecz że podstawy, na których opierać się będziemy przy opisywaniu zjawisk świetlnych są tylko przybliżone. Zapytać się więc godzi, dlaczego zajmujemy się nauką, której podstawy nie ściśle lecz tylko przybliżone. Otóż odpowiedź brzmi: W optyce postępujemy podobnie jak we wielu innych gałęziach fizyki a mianowicie celem uproszczenia rozumowania wprowadzamy pewne pojęcia idealne fikcyjne np., w mechanice pojęcie punktu materjalnego lub ciała sztywnego, w hydromechanice pojęcie cieczy doskonałej lub gazu doskonałego itd.

W optyce takiem idealnem pojęciem jest pojęcie promienia świetlnego i punktu świecącego.

Definicja promienia świetlnego.

Do pojęcia promienia świetlnego dochodzimy przez rozważania „z grubsza" zjawiska cieni świetlnych. Gdy między punktem świecącym (za który możemy uważać odległą gwiazdę lub w przybliżeniu nieznacznie drobny otwór w arkuszu silnie oświetlonego z tyłu papieru) a zasłoną wstawimy ciało dla promieni świetlnych nieprzezroczyste, natenczas cień jest podstawą stożka, którego wierzchołkiem jest punkt świecący, a tworzące przechodzą przez punkty kontury ciała nieprzezroczystego. Stąd wyprowadzamy pierwszą własność promienia świetlnego, którą tak wysłowimy:

I. Z punktu świecącego rozchodzi się we wszystkich kierunkach promieniowanie świetlne. Tory promieniowania są linjami prostemi i nazywają się promieniami.

Grupą promieni wychodzących z jednego punktu nazywamy wiązką świetlną. Zobaczymy w dalszej części, że w rzeczywistości promienie zachodzą

niejako pora ciało nieprzeźroczyste na ich drodze umieszczone. Takie „zaginanie się" promieni występuje tem wybitniej im mniejsze jest owe ciało i nie może być oczywiście wtedy mowy o prostoliniowem rozchodzeniu się promieni, a zatem i o promieniach w powyższem tego słowa znaczeniu.

Definicja idealnych zwierciadeł, ciał idealnie przeźroczystych i czarnych.

W próżni, gdzie nie ma ciał materjalnych rozchodzi się promieniowanie bez przeszkody po linjach prostych. Na granicy jednak próżni i ciała materjalnego lub dwóch ciał materjalnych dalej w ciałach niejednorodnych pod jakimkolwiek względem np: gęstości, promieniowanie zmienia kierunek biegu: część jego odbija się, część załamuje się przechodzi przez ciało lub zostaje przez nie pochłonięte.

Ciało materjalne, które wszystkie promienia na nie padające odbija nazywamy ideal-

nem zwierciadłem.

Ciało zaś, które wszystkie promienie przepuszcza - idealnie przezroczystem, a wreszcie ciało, które wszystkie promienie na nie padające chłonie - ciałem idealnie czarnem.

Wszystkie ciała naturalnie w mniejszym lub większym stopniu zbliżają się swymi własnościami do ciał idealnych powyżej zdefinjowanych. Zwierciadło srebrne odbija 95% padającego światła, ptęć tylko 75%, czarna sadza chłonie 98% promieni na nią padających, jeszcze więcej wnętrze wydrążonego ciała, do którego przez wązki otwór dostaje się promieniowanie.

W tem miejscu interesuje nas samo zjawisko odbicia się i załamania promieni bez względu na to, jaki jest stosunek ciała materjalnego do promieniowania.

Prawa odbicia się promieni.

Dwa różne ośrodki takie jak np.: powietrze i sól kamienna, szkło i woda niech mają jako wspólną granicę płaszczyznę (P), na którą niech

pada wiązka wąska promieni słonecznych. Kąt zawarty między kierunkiem promieni padających względnie odbitych, a prostopadłą do płaszczyzny nazywa się kątem padania względnie odbicia.

Otóż doświadczenie bezpośrednie uczy, że prawa odbicia się promieni można tak wyświetlić:

II. 1). promienie odbite leżą w płaszczyźnie padania (przesuniętej przez promienie padające i prostopadłą).

2). kąt odbicia równa się kątowi padania.

Prawo to jest ważne dla zwierciadła dostatecznie dużych rozmiarów, nieruchomego względem źródła światła i dla wiązki promieni tak dobranej, aby powyżej wspomniane zjawisko ugięcia się promieni nie występowało. Później dowiemy się jaki przekrój powinna posiadać co najmniej taka wiązka promieni. Obecnie dla wygody możemy wprowadzić zamiast wiązki promieni tylko jeden promień jako linię prostą, ale pamiętać należy o powyższych zastrzeżeniach.

Prawa załamania się promieni.

Promień (wiązka promieni), który przechodzi przez granicę z jednego ośrodka do drugiego zmienia nagłó swój kierunek – niejako załamuje się.

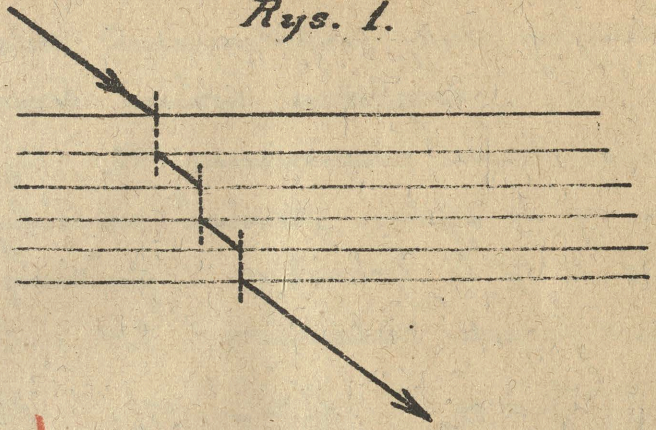
2. Prawa załamania odkryte zostały przez Holendra Snelliusa w połowie XVII wieku i głoszą: (jeśli przez α i β oznaczymy kąt padania względnie załamania)

III. 1). promień leży w płaszczyźnie padającego promienia.

2). $\frac{\sin\alpha}{\sin\beta} = n_{ab}$ jest wielkością niezależną od kąta padania promienia lecz tylko od własności fizycznych obu ośrodków a i b, n_{ab} nazywa się współczynnikiem załamania ciała b względem a.

3). promień który przechodzi przez system płytek o równoległych ścianach na siebie leżących ma po wyjściu kierunek równoległy do pierwotnego. (Rys 1).

Rys. 1.

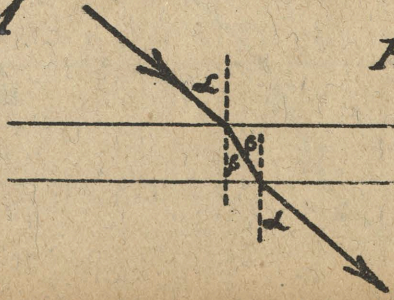


Współczynnik załamania.

Zdawałoby się, że wszystkich współczynników załamania jest tyle ile jest kombinacji różnych ciał a : b. Tymczasem prawo 3cie redukuje znacznie ich ilość i w ostateczności okazuje się, że jest ich tyle, ile jest ciał pod względem optycznym różniących się. Łatwo bowiem najpierw okazać, że $n_{ab} = \frac{1}{n_{ab}}$;

Z rysunku 2giego widać, że $\frac{\sin\alpha}{\sin\beta} = n_{ab}$, a dalej $\frac{\sin\beta}{\sin\alpha} = n_{ba}$, a stąd przez wymnożenie otrzymuje się $n_{ab} \cdot n_{ba} = 1$

Rys 2.



Nazwijmy dalej współczynnik załamania ciał $a, b, c, \ldots\ldots$ względem próżni bezwzględnymi współczynnikami załamania $n_a, n_b, n_c, \ldots\ldots$ Przyjmijmy, że system dwuch równoległych płytek (Rys.3) a i b graniczy z próżnią natenczas wynika z prawa załamania 1go i 3go:

$$\frac{\sin\alpha}{\sin\beta} = n_a \,, \quad \frac{\sin\beta}{\sin\gamma} = n_{ab} \,, \quad \frac{\sin\gamma}{\sin\alpha} = \frac{1}{n_b}$$

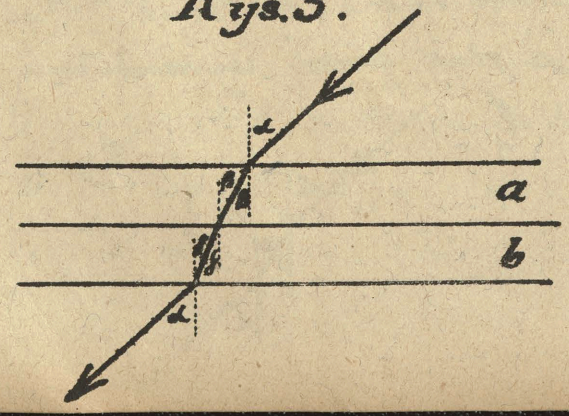
a stąd przez wymnożenie

$$n_a \cdot n_{ab} \cdot \frac{1}{n_b} = 1$$

czyli $n_{ab} = \frac{n_b}{n_a} = \frac{1}{n_{ba}}$

Stąd wniosek, że jeżeli znamy bezwzględne współczynniki załamania $n_a, n_b, n_c, \ldots\ldots$ to znamy także $n_{ac} = \frac{n_c}{n_a} = \frac{1}{n_{ca}}$; $n_{bc} = \frac{n_c}{n_b} = \frac{1}{n_{cb}}$ i.t.d.

Rys.3.





Prawo Snelliusa da się więc wyrazić w ten sposób:

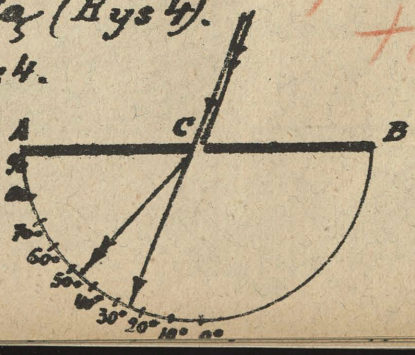
$$\frac{\sin\alpha}{\sin\beta} = n_{ab} = \frac{n_b}{n_a} \quad \text{czyli} \quad n_a \sin\alpha = n_b \sin\beta = n_c \sin\gamma \ldots$$

Liczba nienianowana n_{ab} jest zależną od własności fizycznych obu ośrodków odgraniczonych od siebie płaszczyzną i od barwy światła, nie zależy zaś od kąta padania. Jest to wielkość niezmiernie ważna w całej optyce i dla tego bliżej się nią zajmiemy

Przybliżony pomiar współczynnika załamania.

Możemy w przybliżeniu znaleść n dla wody i powietrza mierząc bezpośrednio kąty α i β w następujący sposób. Naczynie walcowate o przekroju półkola napełniamy do połowy wodą (Rys 4).

Rys 4.

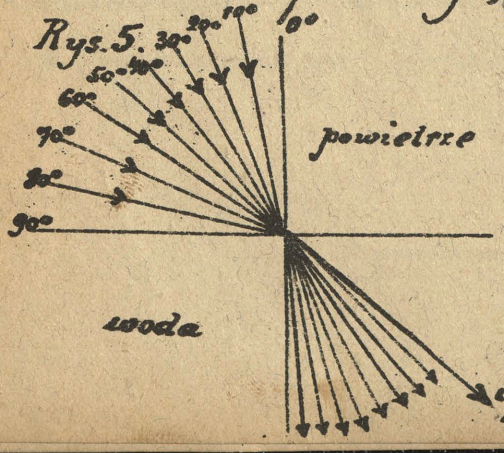


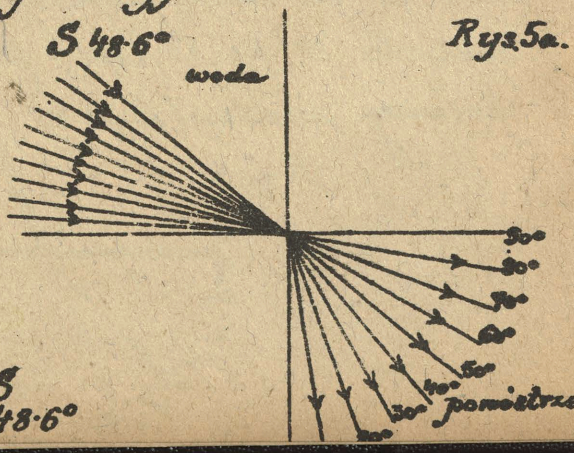
Ściana nieprzezroczysta AB posiada w C szparę zakrytą szklaną taflą przez którą przepuszczamy wiązkę promieni świetlnych lub z lampy pod dowolnym kątem. Górna część wiązki przechodzi bez zmiany kierunku w powietrzu i trafiając w matowe półkole opatrzone kątową podziałką pozwala odrazu odczytać odczytać kąt padania. Dolna część załamuje się na granicy powietrza i wody i oświetla na obwodzie odpowiedni stopień kątowy. Przez odczytanie znaleziono następujące kąty α i β

α = 10°, 20°, 30°, 40°, 50°, 60°, 70°, 80°, 90°,

β = 7·5°, 14·8°, 22°, 27·4°, 35·2°, 41·4°, 44·8°, 47·6°, 48·6°,

Dat tych używamy do konstrukcji ryciny 5 i 5a niepotrzebujących wyjaśnień.





Stosunek $\frac{\sin\alpha}{\sin\beta} = n$ jest z niezależny jak uczy to proste doświadczenie od kąta padania α i wynosi w przybliżeniu $n_w = \frac{4}{3}$ dla wody względem powietrza (lub w przybliżeniu próżni) zaś $\frac{1}{n_w} \frac{v_w}{v} = \frac{3}{4}$ dla powietrza względem wody. Poznamy później metodę, która pozwala dokładnie współczynnik załamania zmierzyć. Dla szkła względem próżni $n_s = \frac{3}{2}$, tak że

$$n_{s,w} = \frac{n_w}{n_s} = \frac{\frac{4}{3}}{\frac{3}{2}} = \frac{8}{9}$$

Współczynnik dla linii D bezwzględny powietrza wynosi $n = 1{,}000292$

II. 3/I

Zjawisko całkowitego odbicia promieni świetlnych.

Współczynnik załamania, może być jak to wynika z prawa III^{go} 2) i 3) większy lub mniejszy od 1. W przypadku gdy $n > 1$, kąt $\beta < \alpha$ promień załamuje się „ku prostopadłej"; mówimy wtedy, że drugi ośrodek jest optycznie gęstszy od pierwszego. Do każdego padającego promienia należy promień załamany.

Wiązka promieni, która wypełnia w pierwszym ośrodku kąt prosty, zajmuje

BIBLIOTEKA GŁ. A. G.

w drugim ośrodku tylko część kwadratu (Rys 5). promieniowania zgęszcza się. Promień S odpowiada kątowi

$$\sin\beta = \frac{\sin 90^\circ}{\frac{4}{3}} = \frac{3}{4}, \quad \text{czyli } \beta = 48{\cdot}6^\circ$$

Inaczej się przedstawia zjawisko, gdy $n < 1$; wtedy oczywiście $\sin\beta = \frac{\sin\alpha}{n} > \sin\alpha$; $\beta > \alpha$ promień załamuje się „od prostopadłej", kąt β może wynosić conajwyżej 90° – odpowiada to granicznemu kątowi padania α_g, któremu $\sin\alpha_g = n \sin 90^\circ = n$. Dla promienia padającego z powietrza do wody $n = \frac{3}{4}$, zatem $\sin\alpha_g = \frac{3}{4} \cdot \sin 90^\circ$, $\alpha_g = 48{\cdot}6^\circ$. Wiązka padającego promienia, która wnika się w wodzie w obszarze kąta $48{\cdot}6^\circ$, zajmuje cały kwadrant po powietrzu (Rys 5a) gęstość promieniowania staje się mniejszą, promienie padające na graniczną powierzchnię między wodą a powietrzem pod kątem większym aniżeli $48{\cdot}6^\circ$ nie przechodzą wcale przez nią, lecz całkowicie się odbijają. Zjawisko to nosi nazwę całkowitego od-

bicia się promieni.

Zastosowanie w praktyce zjawiska całkowitego odbicia się.

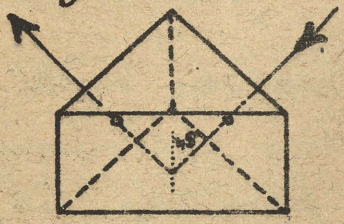
Korzystamy z tego zjawiska często w optyce optycznej celem zmierzenia współczynnika załamania ciał względem powietrza lub w konstrukcji narzędzi optycznych. Płytka przez którą przechodzi promień świetlny nagle od pewnego kąta α_g dającego się dokładnie zmierzyć, staje się nieprzeźroczystą. Ten kąt graniczny jest w prostym związku ze współczynnikiem załamania, mianowicie $n = \sin \alpha_g$

Takie w lunecie ziemskiej Zeissa ma zastosowanie całkowite odbicie. Współczynnik załamania szkła względem powietrza wynosi okrągło $n = \frac{3}{2} = \sin \alpha_g$, wskutek tego kąt graniczny dla systemu szkło - powietrze $\alpha_g = 42°$.

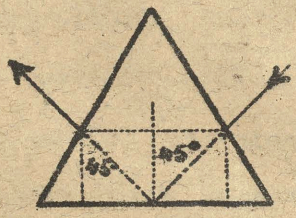
Gdy więc na bok szklanego prostego graniastosłupa, którego podstawą jest prostokątny trójkąt równoramienny puścimy wiązkę prostopadłą, to trafi ona przyprostokątną

pod kątem $\alpha = 45° > \alpha_g$ i następuje całkowite odbicie (Rys 6).

Rys 6 a.

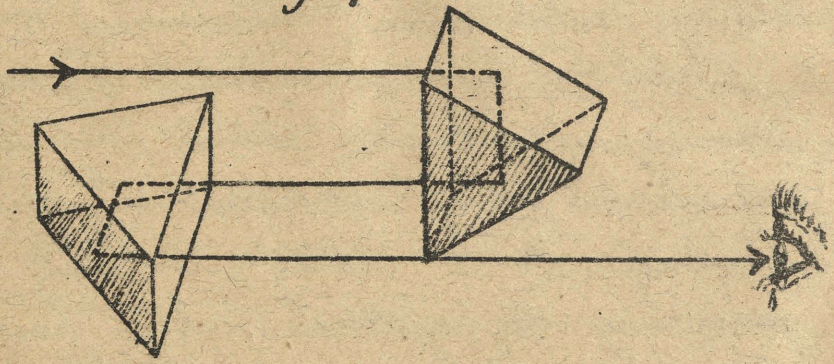


Rys 6 b.



Pryzmat prostokątnie zachowują się podobnie jak najlepsze zwierciadło. Dwóch takich pryzmatów skrzyżowanych używa się w lornetce Zeissa (Rys 7)

Rys. 7.



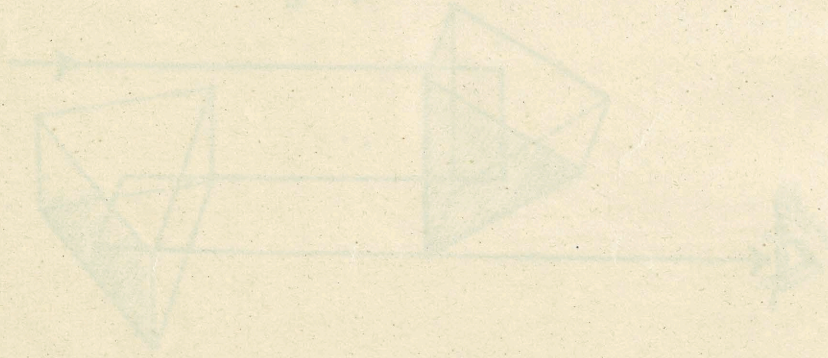
Przejście promieni przez równoległą płytkę.

Przejście promieni świetlnych przez równoległą płytkę połączone jest tylko z przesunięciem pro-



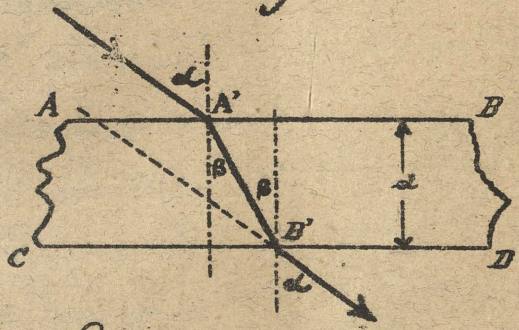






mienia po wyjściu z płytki względem pierwotnego kierunku. (Porównaj prawa załamania) (Rys.8)

Rys.8.



Odstęp δ obu promieni zależy od grubości płytki d, od współczynnika załamania n i kąta padania α; $\delta = f(d, \alpha, n)$ i da się z łatwością obliczyć.

$$\delta = A'B' \sin(\alpha - \beta) = \frac{d \sin(\alpha - \beta)}{\cos\beta}$$ przyczem

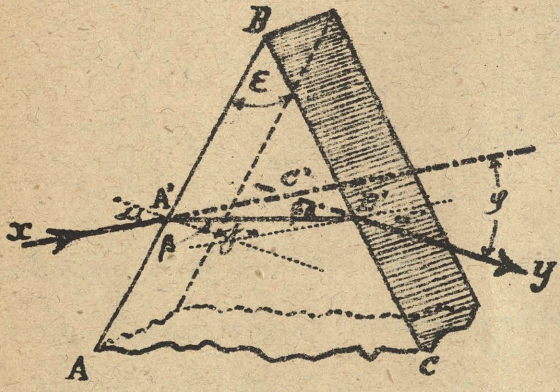
$$n \sin\beta = \sin\alpha$$

Pryzmat.

Gdy dwie graniczne, gładkie, płaskie ściany ciała materjalnego jak AB i CD prostopadłe do płaszczyzny papieru tworzą kat ε, wtedy otrzymujemy przyrząd optyczny zwany pryzmatem. (Rys. 10) Promienie, które padają na ścianę AB przechodzą przez pryzmat dwukrotnie się załamując i ostatecznie wychodzą w kierunku

$B'Y$ odchyleniem od pierwotnego XA' o φ zależny od φ kąta padania α, od kąta ε zwanego kątem łamiącym pryzmatu i od współczynnika załamania obu ciał ze sobą graniczących, a więc od parametrów geometrycznych charakteryzujących pryzmat ε, α i od parametru optycznego n, ponieważ kąt φ jest kątem zewnętrznym w trójkącie $A'B'C$ przeto:

Rys 10.



$$\varphi = (\alpha - \beta) + (\alpha' - \beta') = \alpha + \alpha' - (\beta + \beta')$$

ale $\beta + \beta' = 180^\circ - \gamma = \varepsilon$ przeto $\varphi = \alpha + \alpha' - \varepsilon$

Jeżeli jeszcze α' wyrazimy zapomocą związków zachodzących między α, n, ε w ten sposób, że z $\frac{\sin\alpha}{\sin\beta} = n$ obliczymy β i wstawimy w $\beta' = \varepsilon - \beta$ a stąd obliczone β' wstawimy w $\frac{\sin\alpha'}{\sin\beta'} = n$ i ostatecznie α' wyrazimy przez α, n i ε to otrzymamy $\varphi = \alpha + \alpha' - \varepsilon = f(\varepsilon, \alpha, n)$.

Dla tak małych kątów łamiących ε i α, że sinus kąta można zastąpić przez łuk łatwo uprościmy tę zależność; wtedy bowiem prawo załamania opiewa $\alpha' = n\beta'$ i $\alpha = n\beta$ czyli $\alpha + \alpha' = n(\beta + \beta') = n\varepsilon$ a zatem $\varphi = (n-1)\varepsilon$ niezależnie od małego kąta padania. Kąt odchylenia jest więc proporcjonalny do kąta ε (stąd nazwa kąt łamiący) i zależy w tym samym przypadku tylko od współczynnika załamania n

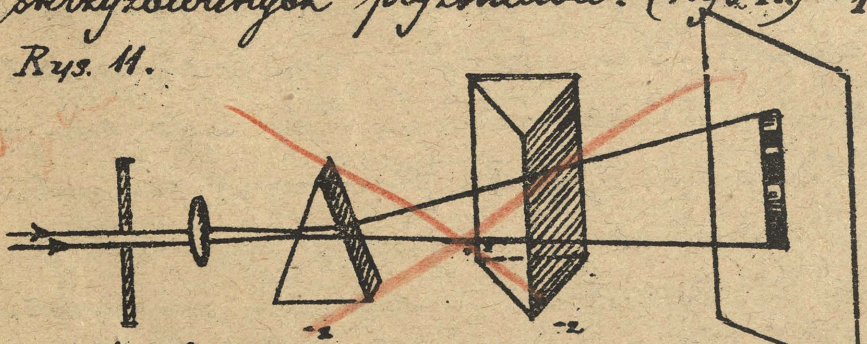
Rozszczepienie złożonych promieni świetlnych.

Jeśli różnobarwne promienie padające na pryzmat mają różne współczynniki padania, natenczas odchylenie tych promieni od kierunku padania przez pryzmat powinno być różne - tem większe im większy jest współczynnik załamania. Gdy więc na pryzmat puścimy wiązkę złożoną z różnobarwnych promieni, natenczas pryzmat powinien te promienie rozszczepić odpowiednio do ich współczynników załamania.

Istotnie zjawisko tego rodzaju zwane rozczepieniem lub dysperzją światła

możemy zaobserwować. Wiązka promieni słonecznych, która pada na pryzmat zostaje przez niego rozczepioną i daje na zasłonie wielobarwną wstęgę tęczową zwaną widmem słonecznem; gdy w mieszaninie promieni padających na pryzmat brak niektórych barw, natenczas widmo może być przerywanem. Pierwszy, który w sposób trafny wytłumaczył fakt powstawania widm w pryzmacie i doświadczalnie go sprawdził był wielki Newton. Że rzeczywiście różnobarwne promienie różnie się odchylają, a więc i załamują sprawdził to Newton przy pomocy dwóch skrzyżowanych pryzmatów. (Rys. 11.) P_1 i P_2

Rys. 11.

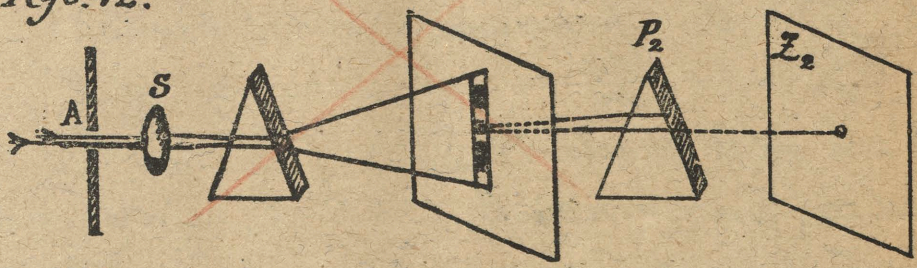


z których pierwszy wytwarza wstęgę widmową cf, drugi zaś odchyla ją w kierunku poprzecznym do jej długości. W doświadczeniach opi-

S soczewkę, która obraz otworu A rzuca na zasłonę, P_1 i P_2 dwa skrzyżowane pryzmaty, cf widmo wytworzone tylko przez pryzmat P_1, $c'f'$ zaś widmo wytworzone przez oba pryzmaty, przyczem koniec czerwony widma c' jest mniej odchylony aniżeli fioletowy.

Że w widmie występują już najprostsze elementy barwne przekonać się o tem Newton w ten sposób, że małą część n widma cf przepuścił przez drugi pryzmat podobnie względem padającej promieni ustawiony jak pierwszy i nie znalazł dalszego rozszczepienia na zasłonie Z_2. (Rys. 12.)

Rys. 12.



Minimum odchylenia i metoda dokładnego zmierzenia współczynnika załamania. Pryzmat służyć może do dokładnego

wyznaczenia współczynnika załamania. Chodzi tylko o zmierzenie kątów α, α' i ε, aby ze związku między temi wielkościami zachodzącemi powyżej znakowanemi obliczyć n. Uprościć można sobie to zadanie sprowadzając je do wymierzenia tylko dwóch kątów mianowicie kąta padania α i kąta łamiącego ε jeśli weźmiemy pod uwagę szczególny przypadek odchylenia a mianowicie tak zwanego najmniejszego odchylenia, które zachodzi jak się zaraz o tem przekonamy gdy pryzmat jest symetryczny względem promieni padających i z niego wychodzących a więc gdy $\alpha = \alpha'$. Mianowicie kąt odchylenia φ jest najmniejszy gdy pierwsza pochodna od φ względem α tj. $\frac{d\varphi}{d\alpha} = 0$, ponieważ $\varphi = \alpha + \alpha'$ przeto:

$$\frac{d\varphi}{d\alpha} = 1 + \frac{d\alpha'}{d\alpha} = 0 \quad \text{ale } \alpha' \text{ zależy od } \beta'$$

β' zaś od β przeto $1 + \frac{d\alpha'}{d\alpha} = 1 + \frac{d\alpha'}{d\beta'} \cdot \frac{d\beta'}{d\beta} \cdot \frac{d\beta}{d\alpha} = 0$

Jest zaś $\sin\alpha = n \sin\beta$, $\beta' = \varepsilon - \beta$, $\sin\alpha' = n \sin\beta'$

przeto $\cos\alpha \, d\alpha = n \cdot \cos\beta \, d\beta$, $d\beta' = -d\beta$,

$\cos\alpha' \, d\alpha' = n \cdot \cos\beta' \, d\beta'$ zatem $\frac{d\beta}{d\alpha} = \frac{\cos\alpha}{n \cdot \cos\beta}$,

$\frac{d\beta'}{d\beta} = -1$, $\frac{d\alpha'}{d\beta'} = \frac{n \cdot \cos\beta'}{\cos\alpha'}$ a wstawiając to w po-

wyższe rozwinięcie otrzymujemy:

$$1+\frac{n\cdot\cos\beta'}{\cos\alpha'}\cdot(-1)\cdot\frac{\cos\alpha}{n\cdot\cos\beta}=0 \text{ czyli}$$

$$\frac{\cos\alpha}{\cos\beta}=\frac{\cos\alpha'}{\cos\beta'}=f(n)$$ co jest możliwe tylko wtedy gdy $\alpha=\alpha'$, $\beta=\beta'$. Stąd warunek aby odchylenie było minimum opiewa:

$\alpha=\alpha'$, czyli zjawisko jest symetryczne względem pryzmatu. Wtedy $\beta=\beta'=\frac{\varepsilon}{2}$, a zatem $\delta_{min}=\alpha+\alpha'-\varepsilon=2\alpha-\varepsilon$ czyli:

$$\alpha=\frac{1}{2}(\delta_{min}+\varepsilon), \text{ a stąd:}$$

$$n=\frac{\sin\alpha}{\sin\beta}=\frac{\sin\frac{1}{2}(\delta_{min}+\varepsilon)}{\sin\frac{1}{2}\varepsilon}$$ i do wyznaczenia n wystarczy zmierzyć tylko dwa kąty

Tą metodą wyznaczone współczynniki załamania dla różnych barw zawartych w widmie słonecznem są różne jak to wynika ze zjawiska dyspersji, a mianowicie są większe dla części fioletowej widma, aniżeli dla czerwonej. Zrozumiałą jest rzeczą, że podany poprzej współczynnik załamania wody względem powietrza jako $4/3$, lub szkła względem powietrza jako $3/2$ jest tylko wartością przybliżoną dla średniej

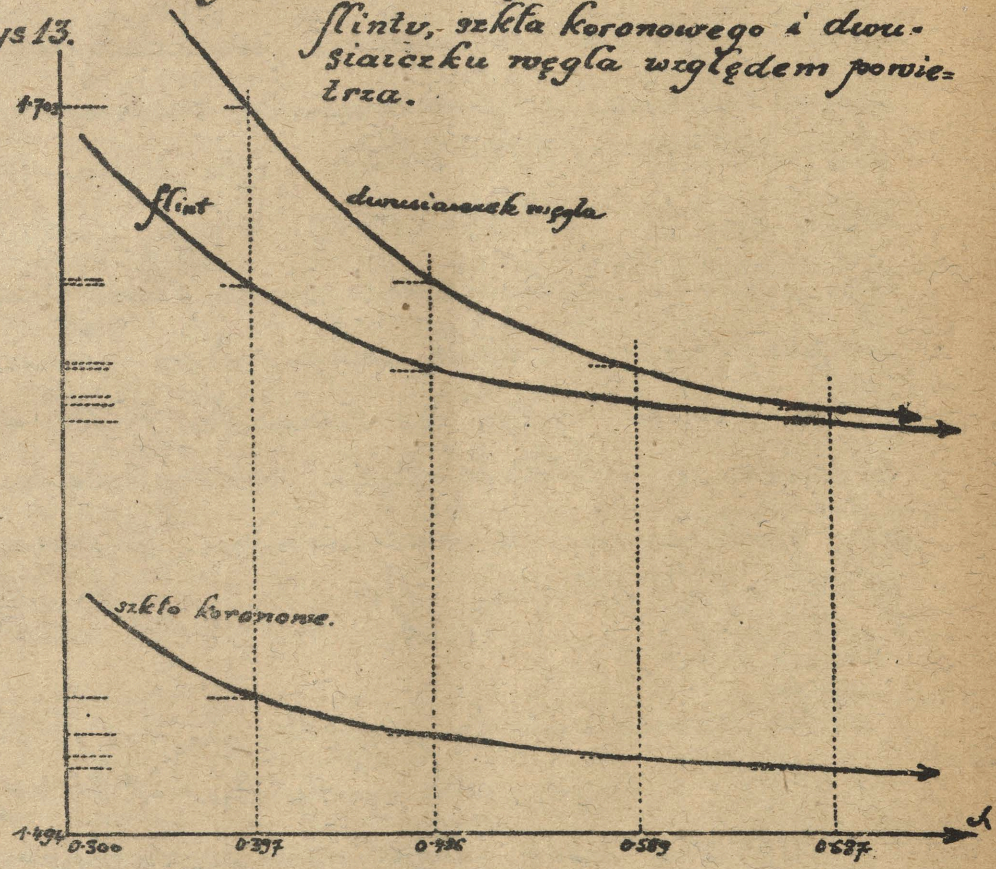
barwy widma. Dokładna wartość współczynnika załamania wymaga koniecznie podania takiej barwy do której się ten współczynnik odnosi; Ponieważ jednak barw w widmie jest tak wiele, że brak w mowie potocznej dostatecznej ilości wyrazów celem ich nazywania, dla tego przy oznaczaniu barw posługujemy się liczbami, podobnie jak w muzyce do określenia wysokości tonu używamy liczb wyrażających ilość drgań w sekundzie. O tem będzie później obszernie mowa.

Współczynnik załamania wzgld., powietrza.

Barwa	Poza-czerw.	B (czerwon)	D (żółta)	F (niebiesk)	A fioletow	Poza-fioletow
Długość fali świetl.	—	0·687	0·589	0·486	0·397	—
Woda 20°	1·3210	1·33043	1·3307	1·33718	1·34347	1·39213
Dwusiarczek węgla	1·5872	1·6177	1·6307	1·6554	1·7035	—
Szkło koronowe	1·494	1·513	1·517	1·523	1·533	1·568
Szkło ciężkie	—	1·613	1·619	1·631	1·653	—
Djament	—	2·407	2·417	2·435	2·464	—
Sól kamienna	1·340	1·539	1·544	1·553	1·568	1·732

Na zmiany współczynnika załamania najlepszy pogląd dają wykresy w układzie współrzędnych, którego odcięte są liczbami oznaczającemi barwę, rzędne zaś współczynniki załamania (Rys 13).

Rys 13. Diagram współczynnika załamania flintu, szkła koronowego i dwusiarczku węgla względem powietrza.



Zmiana współczynników załamania Δ_n w różnych częściach widma i dla różnych ciał jest różną. Δ_n jest miarą dyspersji danego ciała w całem widmie lub w pewnym jego obszarze. Np. dla flintu wynosi całkowita dyspersja w widmie widzialnym (mierzona zmianą współczynnika załamania) $\Delta_n = 1{\cdot}653 - 1{\cdot}613 = 0{\cdot}040$, dla szkła koronowego zaś $\Delta_n = 1{\cdot}533 - 1{\cdot}513 = 0{\cdot}020$, wskutek tego widmo wytworzone przez flint jest w przybliżeniu dwa razy szersze, aniżeli przez koron, gdyż ze związku $\varphi = (n-1)\varepsilon$, wynika że wielkość kąta rozszerzenia między fioletowym a czerwonym promieniem $\varphi_f - \varphi_{cr} = (n_f - 1)\varepsilon - (n_{cr} - 1)\varepsilon = (n_f - n_{cr})\varepsilon$ albo krócej $\Delta\varphi = \varepsilon\Delta_n$.

Dla dwusiarczku węgla $\Delta_n = 1{\cdot}7035 - 1{\cdot}6177 = 0{\cdot}0858$, dla wody $\Delta_n = 1{\cdot}34347 - 1{\cdot}33043 = 0{\cdot}01304$. Stąd jest widocznem, że najszersze widmo daje z pomiędzy przytoczonych ciał dwusiarczek węgla, który wlewa się podobnie jak i inne ciecze do

naczynia szklanego zrobionego w formie pryzmatu z płytek szklanych ściśle równoległych.

IV. Niezależność promieni świetlnych.

Do trzech praw eksperymentalnych obszernie powyżej omówionych dołączyć należy w optyce geometrycznej jeszcze jedno. Zobaczymy mianowicie, że promienie świetlne załamane lub odbite w przyrządzie optycznym przeszedłszy przez ten przyrząd przecinają się w pewnych punktach. Otóż działania jeden w tych punktach przecinają się poprostu sumują się – tak jakgdyby promienie były od siebie niezależne. W rzeczywistości, jak w teorji falowej światła będzie wyłożone, promienie wychodzące z jednego punktu świecącego nie są niezależne od siebie, wypadkowa jeden działania w punkcie przecinania się zależy od różnicy dróg przez promienie przebytych.

Zadanie optyki geometrycz.,

Opierając się na czterech przybliżonych prawach obszernie w ustępie drugim omówionych, możemy przystąpić do rozwiązania zadania, jakie stawia sobie optyka geometryczna. Promienie wysłane przez punkt świecący odbijają się lub załamują na granicy ciał. Gdy odbite lub załamane promienie wysłane przez punkt świecący po przejściu przez system ciał przetną się w jednym punkcie, wtedy punkt ten nazywamy **obrazem** punktu świecącego i to obrazem rzeczywistym gdy same promienie odbite lub załamane w tym punkcie przecinają się, pozornym zaś, gdy tylko ich przedłużenia w nim się przecinają. Otóż jest pierwszem zadaniem optyki geometrycznej znaleść warunki powstawania obrazu punktu świecącego (opierając się na powyższych czterech prawach) albo jak się wyrażamy, warunki odwzorowania punktu.

Gdy wszystkie promienie, które po załamaniu lub odbiciu przejdą przez system optyczny,

przetną się w jednym punkcie, wtedy mówimy o pełnym odwzorowaniu, a obraz powstały nazwiemy doskonałym obrazem punktu świecącego.

Gdy tylko część promieni przetnie się w punkcie, wtedy odwzorowanie jest niezupełne, obraz nazwiemy niedoskonałym.

Dalsze zadanie, które ma pierwszorzędne znaczenie dla konstrukcji instrumentów optycznych opiewa podobnie: Przedmiotem świecącym niech będzie powierzchnia lub ciało przestrzenne, które wyobrazimy sobie złożonem z punktów świecących; mamy znaleźć warunki powstawania obrazów tej powierzchni — geometrycznie do niej podobnych.

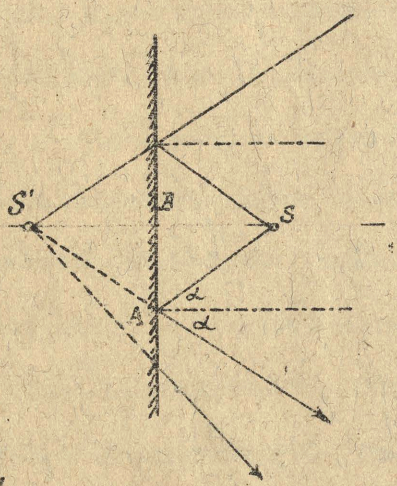
W ciągu naszych rozważań zobaczymy, o ile zadania powyższe dadzą się rozwiązać lub zostały rozwiązane. —

Zwierciadło płaskie.

Weźmy pod uwagę najprostszy przypadek odbicia się promieni wysyłanych przez punkt świecący S od płaskiego zwierciadła.

Opierając się na drugiem prawie, kreślimy normalną padania dla dowolnego promienia SA (Rys. 14) i promień odbity pod kątem $\alpha' = \alpha$. Z łatwością zauważymy, że wszystkie promienie odbite są rozbieżne i zdają się wychodzić z jednego punktu S', który jako punkt przecięcia się przedłużenia promieni odbitych jest obrazem pozornym i doskonałym punktu świecącego S.

Rys. 14.

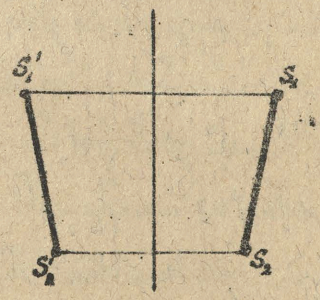


Że rzeczywiście w punkcie S' przecinają się wszystkie odbite od zwierciadła promienie wynika to z przystawania trójkątów SAB i S'AB, w których bok AB jest wspólny, a po dwa kąty parami równe. Z przystawania wynika, że S'B = BS niezależnie od kąta padania α. Wszystkie więc promienie trafiające zwierciadło pod dowolnym kątem α zdają się po odbiciu wychodzić z obrazu S'. Odwzorowanie w tym przypadku jest pełne, punkt S'

jest doskonałym obrazem punktu S. Konstrukcja obrazu punktu świecącego S jest prosta. Z punktu S kreślimy prostopadłą do płaszczyzny zwierciadła i odcinamy na niej poza zwierciadłem odcinek BS' równy odległości punktu S od zwierciadła.

Łatwo wykazać, że linja prosta, płaszczyzna lub ciało przestrzenne daje po odbiciu się promieni obraz po do podobieństwa równy przedmiotowi świecącemu. (Rys. 15.) Trzeba

Rys 15.



tylko wyobrazić sobie że linja świecąca (płaszczyzna, ciało) składa się z punktów świecących i wykreślić sposobem powyżej podanym obraz każdego punktu.

Obraz dowolnego przedmiotu świecącego jest doskonałym (bo obrazy punktów są doskonałe) i przystaje do przedmiotu, jeśli go obrócimy o 180° około prostej leżącej w zwierciadle jako osi.—

się w stronę prawą. Gdy więc chcemy przy pomocy zwierciadeł odwrócić obraz, musimy użyć dwu zwierciadeł (dwukrotnego odbicia) prostopadłych do siebie swojemi płaszczyznami, z których jedno „górę" zamienia „w dół", drugie lewą stronę w prawą (Lornetka Zeissa).

Dwa zwierciadła pod kątem prostym.

Zwierciadło elipsoidalne.

Z pomiędzy krzywych linij elipsa posiada tę własność, że normalna do obwodu elipsy w każdym punkcie A jej obwodu połowi kąt zawarty między promieniami wodzącymi łączącymi ogniska elipsy z punktem A. Tę własność elipsy przenosi się także na elipsoidę obrotową, którą otrzymamy przez obrót elipsy około dowolnej osi. Tę własność elipsoidy możemy wykorzystać celem odwzorowania punktu świecącego S. Umieśćmy go w jednym ognisku, a wszystkie promienie odbiją się tak, że przetną się w drugiem ognisku, które jest wtedy rzeczywistym obrazem punktu świecącego w pu-

wszem ogniśku.

Odwzorowanie jest więc pełne i otrzymujemy doskonały obraz punktu świecącego.

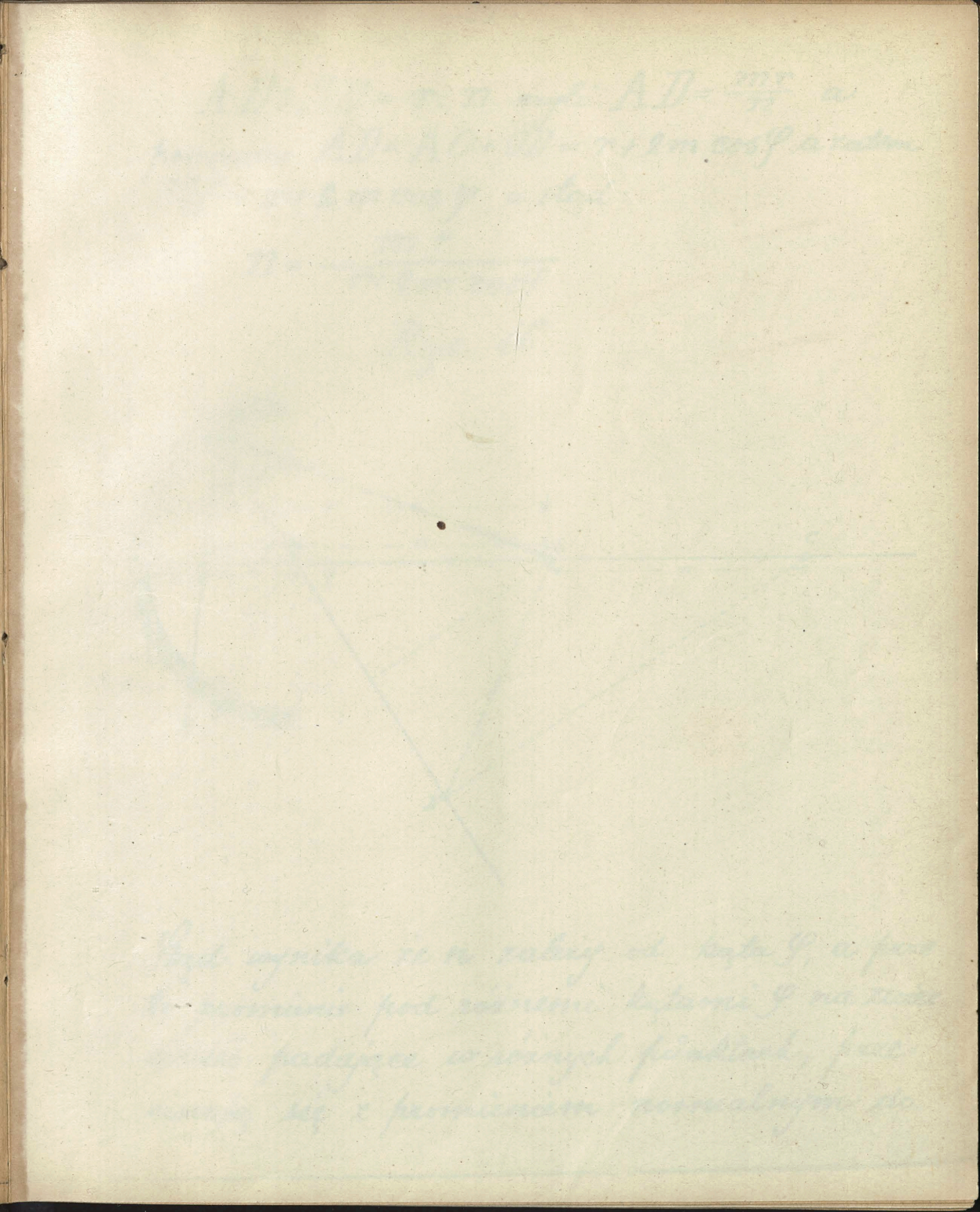
Gdy jednak spróbujemy odwzorować punkt poza ogniskiem leżący (a zatem także przedmiot świecący) otrzymamy niezupełnie odwzorowanie; pomimo zaś rachunek w tym wypadku pod względem matematycznym jest zawiły, przeto rezygnujemy z odwzorowania przy pomocy zwierciadeł eliptycznych, a wyłącznie korzystamy, celem otrzymywania obrazów ze zwierciadeł kulistych. (Rys. 16.) > 6 wydruk 10/X 1922

Zwierciadła kuliste.

Zwierciadło kuliste o danym promieniu r niech będzie zwrócone wklęsłą stroną do punktu świecącego S znajdującego się w odległości m od środku kuli O na osi zwierciadła t. j. na prostej przechodzącej przez środek kulistości O i przez wierzchołek B. (Rys. 16.) Wykreślimy dowolny promień

świetlny SA, który jest reprezentantem wszystkich innych promieni z punktu S do zwierciadła wysłanych. Promień świetlny SA jest dostatecznie określony przez kąt φ. Po odbiciu od zwierciadła promień świetlny AS' trafia promień BS wysłany w kierunku prostopadłym do zwierciadła przez jego środek, a następnie w tymsamym kierunku odbity w punkcie S'. Jeśli w punkcie S' przecina się większa ilość promieni takich jak AS', natenczas S' jest obrazem punktu świecącego S. Aby się przekonać, czy tak jest obliczamy odległość n punktu S' od O. W tym celu przedłużamy promień $r = AO$ aż do przecięcia się z prostopadłą wykreśloną z punktu C do r przyczem SC obieramy równe m. Tak otrzymany pkt D połączymy z S.

$SD = SO = m$ dlatego bo D jako wierzchołek kąta prostego leży na obwodzie koła o średnicy OC. Ponieważ $\sphericalangle SDO = \varphi$ przeto $\triangle ASD \sim AS'O$ a stąd wynika:



$AD : SD = r : n$ czyli $AD = \frac{mr}{n}$ a

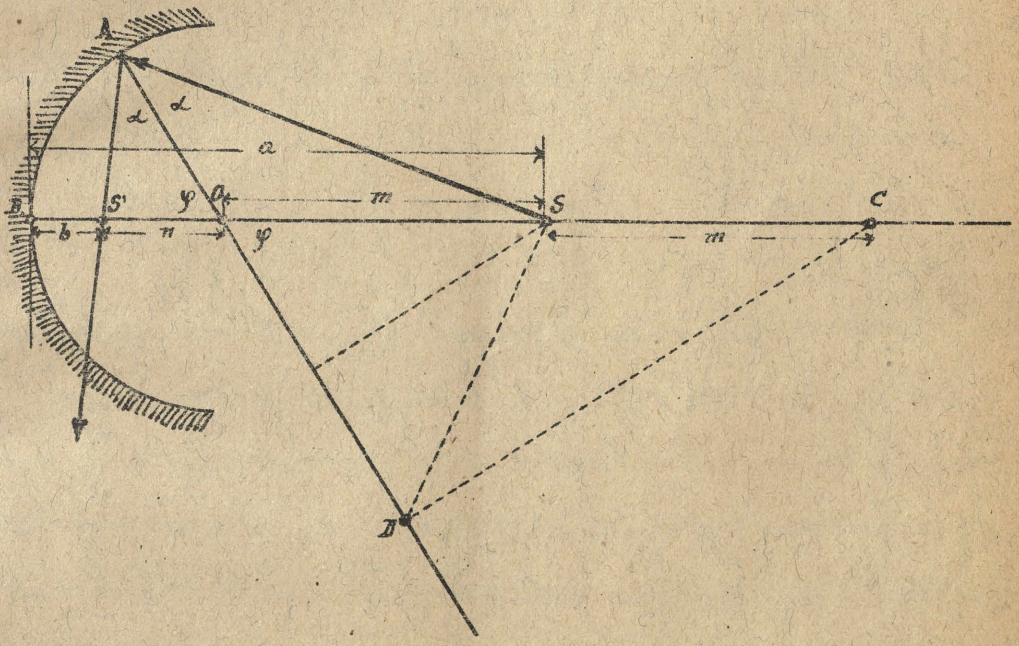
ponieważ $AD = AO + OD = r + 2m\cos\varphi$ a zatem

$\frac{mr}{n} = r + 2m\cos\varphi$ a stąd:

$$n = \frac{mr}{r + 2m\cos\varphi}$$

Rys. 16.

VI 10/10 192



Stąd wynika że n zależy od kąta φ, a przeto promienie pod różnemi kątami φ na zwierciadło padające w różnych punktach, przecinają się z promieniem normalnym do

zwierciadła czyli osią, nie tworzą więc obrazu w znaczeniu - poprzednio wyłożonem. Aby stosunki te lepiej uwypuklić weźmy pod uwagę wiązkę promieni równoległe padających na zwierciadło. Dla nich $m \to \infty$

zatem $\bar{n} = \lim_{m \to \infty} n = \frac{r}{2\cos\varphi}$

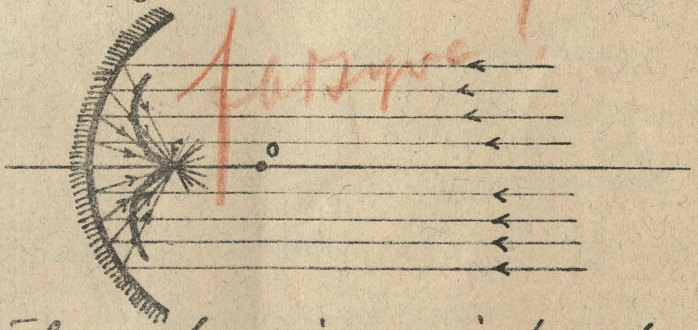
Im bliżej promień leży osi, czyli im mniejszy jest kąt φ, tem większe jest $\cos\varphi$ a więc mniejsze $\bar{n}$; w granicy $\varphi \to 0$ czyli $\cos\varphi = 1$ jest $\bar{n}_0 = \frac{r}{2}$;

Promienie dla których $\varphi \to 0$ nazywamy przyosiowemi, środek zaś promienia, w którym te promienie przecinają się nazywamy ogniskiem przyosiowych promieni, a jego odległość od wierzchołka zwierciadła ogniskową $f = \frac{r}{2}$. Promienie bliżej obwodu leżące przecinają się z osią w punktach $\bar{n} > n_0$, a zatem bliżej wierzchołka C zwierciadła.

Sąsiadujące z sobą promienie scharakte

ryzowane kątami φ względnie $\varphi + d\varphi$ przecinają się w punktach poza osią leżących, które leżą na pewnej linji krzywej zwanej linją ogniskową zwierciadła (katakaustyka). Gdy ją obrócimy około osi zwierciadła otrzymamy krzywą powierzchnię, kształtu lejka zwaną powierzchnią ogniskową lub katakaustyczną (Rys. 17.)

Rys 17.



Wynikałoby z powyższego, że przy pomocy zwierciadła wklęsłego nie otrzymamy obrazów punktu świecącego. I tak jest w istocie, gdy żądamy, aby wszystkie promienie wychodzące z punktu świecącego S pod skończonym kątem φ po odbiciu się przecinały się znowu w punkcie S'. Gdy jednak nasze wymagania ograniczymy

obierając kąt φ tak małym, że $\varphi^2, \varphi^3, \varphi^4$ itd wobec φ pominąć możemy jako wielkości małe rzędu drugiego, trzeciego, ... wtedy

$$\cos\varphi = 1 - \frac{\varphi^2}{2} + \ldots\ldots + 1$$

$$\sin\varphi = \varphi - \frac{\varphi^3}{3!} + \ldots\ldots + \varphi$$

zatem $n = \frac{mr}{r+2m}$ jest niezależne od φ.

Wszystkie promienie, które padają na zwierciadło pod bardzo małym kątem przecinają się w punkcie S', który jest niedoskonałym obrazem punktu świecącego S.

Równanie powyższe da się przekształcić, gdy zamiast n i m wprowadzimy odległości punktu świecącego względem obrazu od wierzchołka zwierciadła B a mianowicie

$$a = r + m, \quad b = r - n$$

wtedy $(r-b)(r+2a-2r) = (a-r)r$ stąd

$2ar - 2ab - \cancel{r^2} + rb = ar - \cancel{r^2}$ czyli

$$ar + br = 2ab$$ dzieląc zaś przez abr

$$\frac{1}{a} + \frac{1}{b} = \frac{2}{r} = \frac{1}{f}$$

VIII

Przy promieniach nachylonych pod tak dużym kątem φ, że $\varphi^2, \varphi^3, \varphi^4 \ldots$ nie może wobec φ być pominięte każdej odległości punktu świecącego A odpowiada odpowiednie B (dla odróżnienia od b) które możemy znaleść z równania $n = \frac{mr}{r + 2m\cos\varphi}$

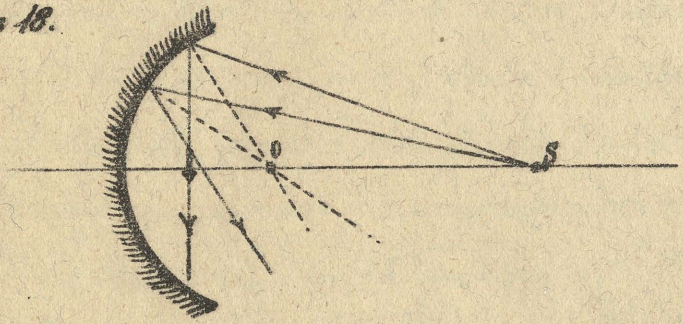
Odległość $\Lambda = b - B$ jest miarą tzw. sferycznej podłużnej aberacji. Dla równoległych promieni $\Delta = \bar{n} - n_0$ wynosi $\Lambda = \frac{r}{2\cos\varphi} - \frac{r}{2} = \frac{r}{2} \cdot \frac{1-\cos\varphi}{\cos\varphi} = \frac{r}{2} \cdot \frac{2\sin^2\frac{\varphi}{2}}{\cos\varphi}$. — Dla bardzo małych kątów można położyć $\sin\varphi = \varphi = \frac{h}{r}$, gdzie h jest rozwartością zwierciadła $\cos\varphi = 1$ a zatem $\Lambda = r \cdot \frac{\varphi^2}{4} = r \cdot \frac{h^2}{4r^2} = \frac{h^2}{4r}$; Λ rośnie bardzo szybko z rozwartością.

Przez wzięcie zasłony, odcinającej skrajne promienie a więc zmniejszającej h można aberację Λ znacznie zmniejszyć.

Wskutek aberacji sferycznej obraz punktu świecącego jest zawsze tarczą kulistą mniejszych lub większych rozmiarów (Rys 18) wskutek tego brzegi obrazów wytworzonych przez kuliste

zwierciadło wklęsłe większych rozmiarów są zamazane, bo punkty świecące brzegów dają jako obrazy tarcze koliste.

Rys 18.



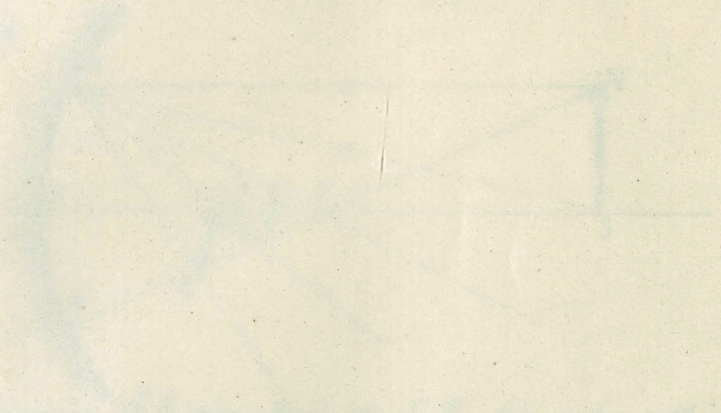
A dalej dwa punkty świecące których odległość, jest tak mała, że ich obrazy - tarcze się nakrywają nie mogą być oddzielnie widziane. Wielkość tarczy możemy łatwo obliczyć dla równoległych promieni przyosiowych.

Mianowicie $\varrho = \alpha \operatorname{tg} 2\varphi \sim \alpha \cdot 2\varphi \sim \frac{h^2}{4r} \cdot 2 \cdot \frac{h}{r} \sim \frac{h^3}{2r^2}$

Obraz przedmiotu świecącego.

Punkt świecący da się jak widzieliśmy odwzorować tylko przy pomocy przyosiowych promieni. W praktyce chodzi nam zawsze o odwzorowanie choćby najmniejszej powierzchni, a nie punktu świecącego.

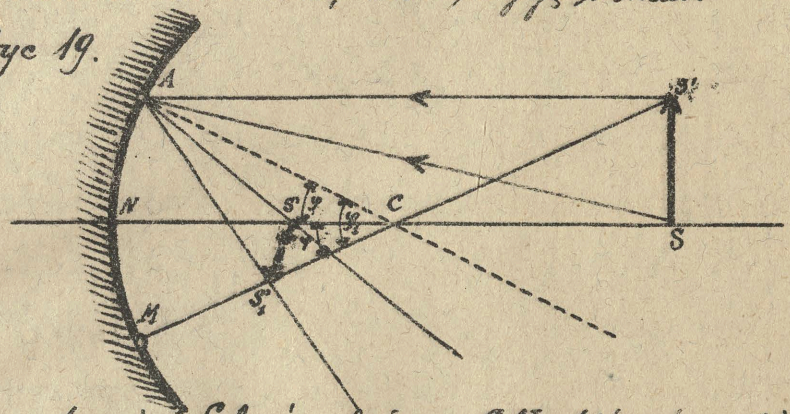
Poprowadźmy płaszczyznę prostopadłą do osi i zastanówmy się nad możliwością jej odwzorowania (Ryc 19).





Dowolny pkt S_1 na tej płaszczyźnie, leżący na osi S_1M wysyła promienie ku zwierciadłu, które ulegają odbiciu. Weźmy pod u-

Rys 19.



wagę promień S_1A równoległy do SN, który po odbiciu przecina oś S_1M w pkcie S_1' w odległości $S_1'C = n_1$ od środka kuli C. Jeśli $S_1C = m_1$, a kąt $MCA = \varphi_1$ natenczas $n_1 = \frac{m_1 r}{r + 2m_1 \cos\varphi_1}$. Równocześnie promień SA, który określony jest kątem $\varphi = ACN$ odbija się od zwierciadła i przecina się z osią SN w punkcie S' w odległości $S'C = n$ od środka kuli powyżej $n = \frac{mr}{r + 2m\cos\varphi}$. Ponieważ $\varphi_1 = \varphi + \psi$ a zatem $\cos\varphi_1 = \cos\varphi \cdot \cos\psi - \sin\varphi \sin\psi$. Podstawmy w powyższem równaniu $n_1 = \frac{m_1 r}{r + 2m_1 \cos\varphi_1}$, to otrzymamy:

$$\frac{m_1}{n_1} = 1 + \frac{2m_1}{r}\cos\varphi_1 = 1 + \frac{2m_1}{r}\cos\varphi\cos\psi - \frac{2m_1}{r}\sin\varphi\sin\psi$$

ale $m_1 \cos\varphi = m$
$m_1 \sin\psi = h$
$\frac{m}{n} = 1 + \frac{2m}{r}\cos\varphi$

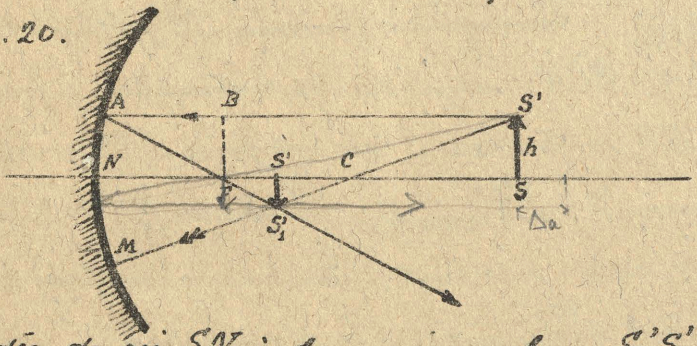
} przeto: $\frac{m_1}{n_1} = 1 + \frac{2m}{r}\cos\varphi - \frac{2h}{r}\sin\varphi = \frac{m}{n} - \frac{2h^2}{r^2}$

Stąd widocznem jest, że $\frac{m_1}{n_1}$ jest różnem od $\frac{m}{n}$ zatem pkt S_1' nie będzie co ogólności leżał na płaszczyźnie prostopadłej do osi

$\frac{f^2}{r^2}$

i tkwi S'. Obraz $S'S_1'$ nie będzie w ogólności podobny do przed. i-tu SS_1; Tylko wtedy gdy $\frac{h}{r^2} \to 0$ tzn gdy φ^2 można pominąć wobec φ jest $\frac{n_1}{n_1} = \frac{n}{n}$; zatem trójkąt $S'S_1'C \sim SS_1C$, czyli $S_1'S'$ prostopadłe do osi i proporcjonalne do SS_1, $S_1'S'$ nazywa się wtedy niedokładnym obrazem obrazem przedmiotu SS_1; konstrukcja jego wynika z ryciny 20 a mianowicie: Z punktu S_1 wykreślimy dwa promienie t.z. główny SM, który przechodzi przez środek C i promień równoległy do osi S_1A, który pod powyższemi założeniami przechodzi przez ognisko zwierciadła i przeciąwszy się z promieniem S_1M daje obraz punktu S_1 w punkcie S_1'. Z punktu S_1' kreślimy pro-

Ryc. 20.



stopadłą do osi SN, i otrzymujemy obraz $S_1'S'$ przedmiotu SS_1.

Powiększenie poprzeczne przedmiotu świecącego.

Stosunek $\frac{S'S_1'}{SS_1} = \frac{b'}{b}$ nazywa się poprzecznem powiększeniem przedmiotu i wynosi jak widać z rysunku ($\triangle ABF \sim \triangle FS'S_1'$; $BF = b$, $AB + NF = f$) $\beta = \frac{b'}{b} = \frac{S'S_1'}{BF} = \frac{S'F}{AB} = \frac{b-f}{f} = \frac{f}{f}$

przyjęliśmy β uważamy za dodatnie gdy obraz i przedmiot leżą jak w rysunku 12, po przeciwnej stronie osi.

Powiększenie podłużne przedmiotu świecącego.

Jeszcze jest inne powiększenie, a mianowicie podłużne, które występuje wtedy, gdy ciało świecące jest przestrzenne (przy fotografji krajobrazu) Przesuńmy płaszczyznę świecącą SS_1 o odcinek Δa, wtedy obraz przesunie się o Δb; Stosunek $f = \frac{\Delta b}{\Delta a}$ nazywamy osiowem powiększeniem. Łatwo je znaleść gdy uwzględnimy tylko przyosiowe promienie.

Jest $\frac{1}{a+\Delta a} + \frac{1}{b+\Delta b} = \frac{1}{f}$ $\frac{1}{a} + \frac{1}{b} = \frac{1}{f}$ zatem po ich wymnożeniu $bf + f\Delta b + af + f\Delta a - af + a\Delta b + b\Delta a + \Delta a \Delta b$ $bf + af = ab$ stąd po opuszczeniu $\Delta a\,\Delta b$ jako wielkości małej drugiego rzędu wobec innych i odjęciu obu równań. $f\Delta b + f\Delta a = a\Delta b + b\Delta a$; czyli $\Delta b(f-a) = \Delta a(b-f)$

Ostatecznie powiększenie $f = \frac{\Delta b}{\Delta a} = -\frac{b-f}{a-f}$ nie zależy w tym wypadku, gdy pomijamy małe wyrazy rzędu drugiego od głębokości obrazu Δa. A zatem elementarna przestrzeń na osi odwzorowuje się jako podobna przestrzeń elementarna jednak w sposób niezupełny (przy pomocy promieni przyosiowych), niedoskonały. —

Mamy więc ostateczne rozwiązanie zadania, które sobie postawiliśmy: Gdy dany jest przedmiot świecący, natenczas otrzymujemy przez odbicie promieni obraz niedoskonały, tem bardziej zbliżony do doskonałego, im bardziej jesteśmy uprawnieni do pominięcia wielkości małych rzędu drugiego, jak $g^2, h^2 \ldots$ wobec małych wielkości rzędu pierwszego $g, h \ldots$. Odległość obrazu od zwierciadła zdąża (gdy $g \to 0$) do granicy b która spełnia równanie:

1). $\frac{1}{a} + \frac{1}{b} = \frac{1}{f}$ 2). $\beta = \frac{h'}{h} = \frac{b-f}{f} = \frac{f}{a-f}$ 3). $f = \frac{\Delta b}{\Delta a} = -\frac{b-f}{a-f}$,

O otrzymaniu doskonałego obrazu dowolnie wielkiego przedmiotu przy pomocy dowolnie rozwartych promieni nie może tutaj być mowy. W powyższych równaniach $a, b, r = 2f$ były liczone dodatnio po wypolerowanej stronie zwierciadła. Łatwo można okazać, że te równania stosują się także do przypadków, gdy R jest ujemne to znaczy gdy zwierciadło swoją wypukłą stroną zwrócone jest ku promieniom świetlnym a także przypadek zwierciadła płaskiego (gdy $r \to \infty$) jest w nich zawarty.

8 stycznia 11/X 1922

A). Gdy $r = 2f \to -\infty$ wtedy:

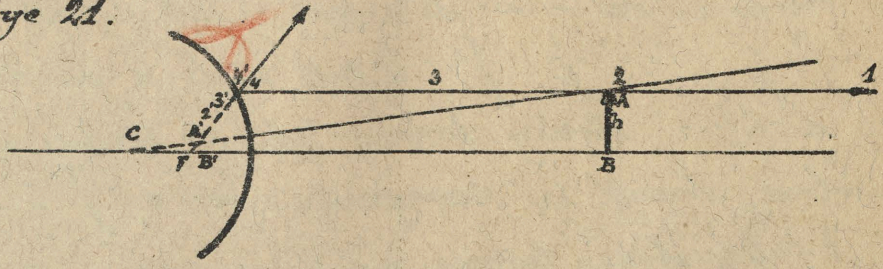
1). $b = -a$ 2) $\beta = -1$ 3) $f = -1$ (co to znaczy?)

B.) Gdy $r < 0$ a więc i ogniska f jest ujemne, wtedy z równania 1) $\frac{1}{b} = -\frac{1}{f} - \frac{1}{a}$ wynika, że b jest zawsze ujemne gdy a jest dodatnie, tzn obraz tworzy się zawsze poza zwierciadłem czyli jest pozorny (bo promienie nie przejdą poza zwierciadło) gdy przedmiot świecący jest przed zwierciadłem. (Kiedy b może być dodatnie?)

2). $\beta = -\frac{f}{a+f} < 0$, czyli obraz jest zawsze prosty względem przedmiotu.

Konstrukcja obrazów uprości się, gdy oprzemy się na poprzednich wywodach i wyjściemy do konstrukcji specjalnych promieni. (Ryc. 21).

Ryc 21.

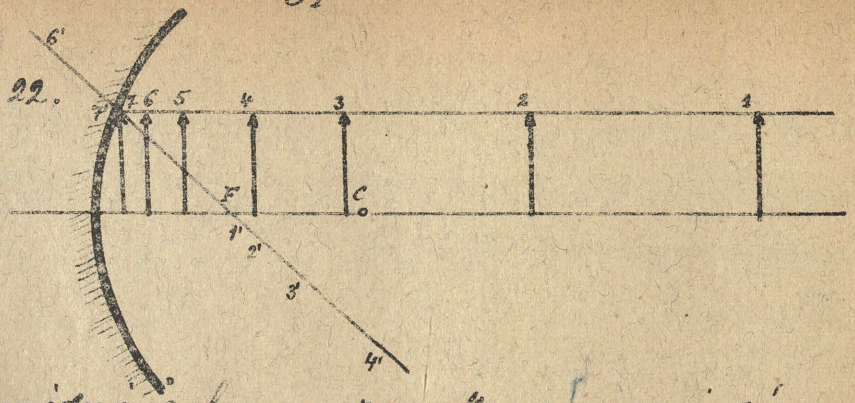


Mianowicie jak powyżej już o tem była mowa z płtu rysujemy równolegle do osi promień AD

którego kierunek po odbiciu się przechodzi przez ognisko F. Drugi promień AD, którego kierunek przechodzi przed i po odbiciu się przez środek kuli, przecina pierwszy w płaszczu A'; jest on pozornym obrazem punktu A. Kreśląc z A' prostopadłą $A'B'$ do osi otrzymujemy pozorny obraz przedmiotu AB. Obrazem rzeczywistym między wklęsłozwierciadłem a zwierciadłem odpowiadają pozorne obrazy między ogniskiem a zwierciadłem. Obraz i przedmiot idą naprzeciw siebie i spotykają się w wierzchołku zwierciadła. W kulach szklanych owocowych, widzimy zawsze zmniejszone, pozorne, proste obrazy świecących przedmiotów. (podobnie w bańkach mydlanych)

C). Gdy $r>0$, wtedy jak wynika z poprzednich wzorów może zarówno b jak β i f zmieniać się w obszarze od $-\infty$ do $+\infty$. Jak długo $a>f=\frac{r}{2}$, jest $\frac{1}{b}=\frac{1}{f}-\frac{1}{a}>0$ czyli b jest dodatnie a realne obrazy tworzą się po stronie przedmiotów, obrazy są rzeczywiste. Gdy $a<f=\frac{r}{2}$ wtedy $b<0$, obrazy tworzą się poza zwierciadłem, są więc pozorne. Konstrukcja jest analogiczna jak przy zwierciadle wklęsłym (str. 29).

Ryc. 22.



Odpowiednie cyfry na rysunku oznaczają równoczesne położenie przedmiotu i obrazu.

VIII 11/X 922

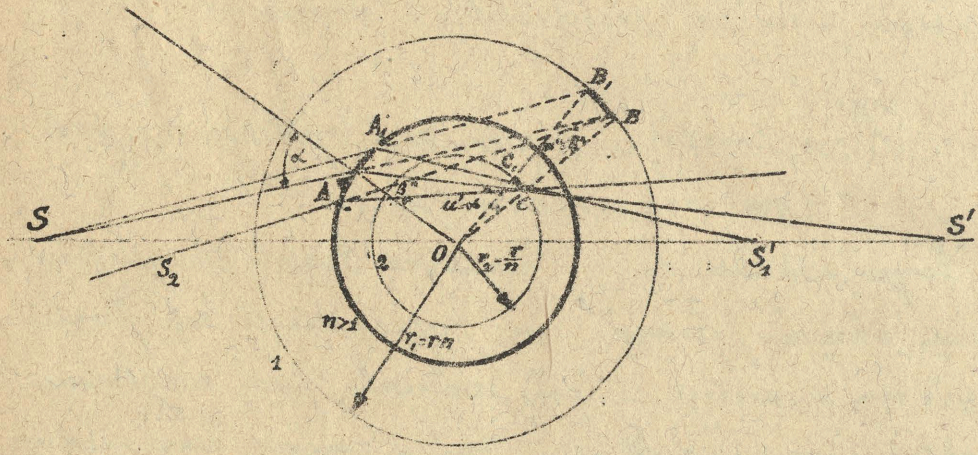
Konstrukcja promieni załamanych na powierzchni kuli.

Dwie ważniejsze w praktyce sposób otrzymywania obrazów polega na załamaniu się promieni na granicy dwóch różnych pod względem optycznym ośrodków. Weźmy znów pod uwagę najprostszą geometrycznie powierzchnię świecącą kulę i zbadajmy czy i pod jakimi warunkami można odwzorować pkt świecący i przedmiot świecący. Przyjmijmy, że kula oddziela dwa środowiska natenczas prawo załamania na granicy takich ośrodków opiewa:

$\frac{\sin\alpha}{\sin\beta} = n_{ab} = \frac{n_b}{n_a}$ gdzie n_{ab} oznacza współczynnik załamania ciała b względem cia-

ła a, n_a zaś i n_b są bezwzględnymi współczynnikami ciała a i b względem próżni. Chwilowo dla prostoty przyjmiemy $n_{ab} = n$

Rys. 23.



Weźmy pod uwagę przypadek, gdy promień świetlny trafiający powierzchnię kuli oddzielającą ośrodek pierwszy od drugiego, leży w płaszczyźnie koła wielkiego. Płaszczyznę papieru niech będzie płaszczyzną koła wielkiego. Aby skonstruować promień załamany na powierzchni koła kreślimy dwa koła

większe o promieniu $r_1 = nr$ i mniejsze $r_2 = \frac{r}{n}$
Promień padający przedłużamy aż do przecięcia się z kołem r_1 w pkcie B, który łączymy ze środkiem kuli. Punkt C łączymy z pktem A a promień AC – twierdzimy – jest promieniem załamanym. Że tak jest wynika to stąd, że dwa trójkąty $\Delta AOB \sim \Delta AOC$, bo mają wspólny kąt AOB a nadto odpowiednie boki są proporcjonalne, a mianowicie w trójkącie AOC
$AO : OC = r : \frac{r}{n} = n : 1$, w trójkącie zaś AOB
$BO : AO = nr : r = n : 1$ czyli $AO : OC = BO : AO$. Z podobieństwa trójkątów wynika równość odpowiednich kątów a zatem np. w trójkącie AOC jest
$\sphericalangle OAC = \sphericalangle OBA = \beta$, zaś $\sphericalangle ACO = \sphericalangle BAO = \alpha$
Wskaźnik jego w trójkącie AOC $\sin\alpha : \sin\beta = r : \frac{r}{n} = n$
czyli promień AC' poprawny jest prawu załamania.

Punkty aplanatyczne.

Promień SA który wyszedł z pktu S leżącego na osi SO czyli po załamaniu się w pkcie S', ale promień inny SA, który wyszedł z tego

samego płtu S przecina tę oś w punkcie S_1' różnym od S' stąd widocznem jest, że o pełnem odwzorowaniu dowolnego punktu świecącego na osi przy pomocy wszystkich załamanych promieni świetlnych uiścina mowy. Tylko dwa szczególne punkty na osi mają tą szczególną własność, że wszystkie promienie jednego z nich wychodzące tak się załamują, że ich przedłużenia przecinają się w drugim. Z rysunku 23, widocznem jest, że takim płtem jest np. punkt B leżący na osi OB (lub każdy punkt leżący na obwodzie koła r_1 względem r_2). Każdy promień świetlny, który jak SAB lub $S_2 A_2 B$ celuje w B, musi po załamaniu przejść przez płt C; punkt C jest pełnym obrazem płtu B i odwrotnie wszystkie promienie wychodzące z C po załamaniu zdają się wychodzić z B. W każdym parze jeden z dwu punktów sobie odpowiadających czyli sprzężonych jest pozorny. Odwzorowanie w tym przypadku jest wolne od aberacji. To pełne odwzorowanie odnosi się nietylko do jednego płtu świecącego na kole (1), ale do wszystkich płtów

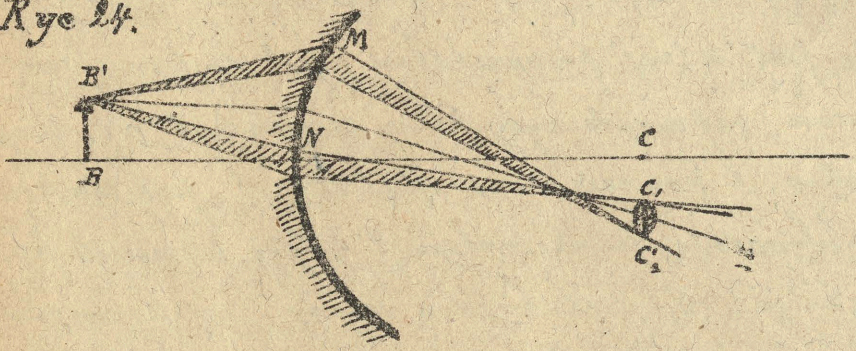
na tym kole, a więc do powierzchni kulistej. Weźmy pod uwagę mały element powierzchni 1 i 2 $\Delta F_1 = BB_1$ i $\Delta F_2 = CC_1$. Twierdzenie jest rzeczą, że każdy pkt jednej powierzchni, jest doskonałym obrazem odpowiedniego pktu świecącego na drugiej, a zatem i powierzchnia kulista 1 jest doskonałym obrazem powierzchni 2. Gdy element powierzchni ΔF_1 jest bardzo mały, w porównaniu z promieniem kuli, wtedy można go uważać za element płaszczyzny, który zostaje odwzorowany jako płaszczyzna ΔF_2.

Takie dwa punkty B i C, które mają tę własność, że nie tylko same w sposób doskonały przez pełną wiązkę zostają odwzorowane, ale także element płaszczyzny płaszczyzny w tym pkcie prostopadły do osi - (bardzo mały w stosunku do promieni kuli) nazwane zostały przez Abbego punktami aplanatycznemi. Nazwa pochodzi od greckiego słowa (α - πλανεται, nie rozpływa się, nie błądzi).

Mianowicie nawet gdy dwa punkty B i C uwolnione są od aberacji, to jednak nie muszą być nimi dwa sąsiednie poza osią leżące, pkty B_1 i C_1, które

zostają odwzorowane jako małe tarcze, (Ryc 24). dlatego bo promienie B_1NC_1 tworzą obraz płat- B w innem miejscu aniżeli promienie B_1MC_1';

Ryc 24.



obraz C_1 należący do płatu świecącego B_1 rozpływa się. W punktach zaś aplatycznych, każdy punkt elementu świecącego BB_1 zostaje odwzorowany w sposób doskonały jako punkt elementu CC_1. Punkty CC_1 są „wolne od rozpływania się" są aplanatyczne.

Warunek aplanatyzmu.

Aby punkty były aplanatyczne musi być spełniony pewien warunek znaleziony przez Abbégo. W naszym specjalnym przypadku łatwo ten warunek znaleść. Narysujmy kąty (Ryc 24a) jakie tworzą z osią BCO dwa należące do siebie



promienie, jak BA lub CA, kątami osiowemi u', u''. Widocznem jest, że $\frac{\sin u'}{\sin u''} = \frac{\sin\alpha}{\sin\beta} = n$ jest wielkością stałą, niezależną od kąta u_1, u_2, u_3, ... Jest to słynne twierdzenie wstaw Abbe'go dla punktów aplanatycznych, które opiewa: Stosunek wstaw kątów osiowych w punktach aplanatycznych jest wielkością stałą dla danego systemu. Ponieważ powiększenie poprzeczne

$$\frac{h''}{h'} = \frac{BB_1}{CC_1} = \frac{nr}{\frac{r}{n}} = n^2$$ przeto pomnożywszy to wyrażenie przez $\frac{\sin u''}{\sin u'} = \frac{1}{n}$ otrzymujemy:

$$\frac{h''\sin u''}{h'\sin u'} = n \text{ , czyli } h''\sin u'' = n h'\sin u'$$

ogólnie zaś, wprowadzając za n bezwzględne współczynniki załamania $n = n_{ab} = \frac{n_b}{n_a} = \frac{u'}{u''}$ (dla symetrji nazwaliśmy n_a, n_b przez n'', n') otrzymujemy

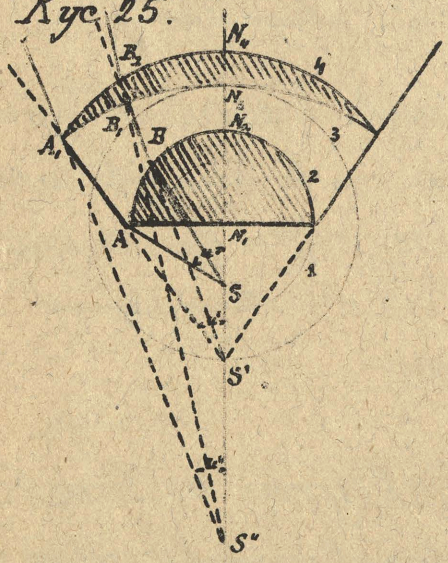
$$n'h'\sin u' = n''h''\sin u''$$

Konstrukcja objektywu mikroskopów.

Własności punktów aplanatycznych zostały znakomicie wyzyskane przez Amici'ego do konstrukcji objektywów mikroskopowych.

Mikroskop, jak zobaczymy tem lepiej odpowiada swemu celowi, im bardziej rozwarta jest wiązka promieni padająca na objektyw. Przy nowych mikroskopach kąt rozwartości u może dochodzić do 89°. Naturalnie występują wtedy błędy optyczne mające swe źródło w niedoskonałym odwzorowaniu, które zniekształcają obraz. Aby te błędy zmniejszyć albo usunąć, trzeba się starać rozwartość promieni zmniejszyć. Osiągnął to Amici w ten sposób. (Ryc 25)

Ryc. 25.



Pierwsza soczewka objektywu jest prawie półkulą o promieniu r a współczynniku załamania n, zwrócona płaską ścianą do przedmiotu świecącego S. Przed płaską ścianą znajduje się ciecz, w której spoczywa przedmiot S. Cieczą może być woda, aby jednak

osięgnąć jak najlepsze rezultaty używa się oleiku cedrowego, którego współczynnik załamania jest równy współczynnikowi załamania soczewki.

Punkt S, w którym umieszczamy drobny przedmiot świecący SS_1, jest jednym z punktów aplanatycznych to znaczy leży w odległości $\frac{r}{n}$ od środka kuli. Wszystkie promienie z niego wychodzące przechodzą bez zmiany przez płaską ścianę i załamują się następnie na powierzchni kuli tak jak gdyby wychodziły z drugiego punktu aplanatycznego S' w odległości nr od kuli. Punkt S' czynimy środkiem kuli 3, promienie wejść $S'AA_1$, $S'BB_1$, przechodzą bez zmiany kierunku jako normalne do powierzchni 3, aż do powierzchni 4, względem której S'' jest znowu punktem aplanatycznym i wychodzą z systemu po załamaniu z punktu aplanatycznego S'' w kierunku $S''A_1$ $S''B_2$ itd... pod kątem u'' znacznie mniejszym aniżeli u.

Jest przytem według twierdzenia Abbé'go
$h.n\sin u - h'n'\sin u' = h''n''\sin u''$; $h = SS_1$
Wielkość $a = n\sin u$ nazwał Abbé aperturą liczbową i odgrywa ona w teorji mikroskopu dwiązą rolę, jak o tem później jeszcze będzie mowa.

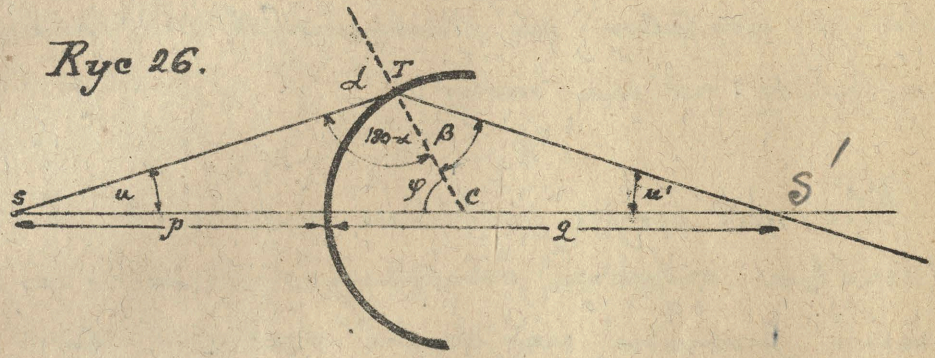
Obliczenie biegu promieni załamanych na kulistej powierzchni.

Wróćmy do ogólniejszych rozważań. Widzieliśmy że załamanie promieni dowolnie nachylonych względem osi nie pozwala na pełne odwzorowanie. (Ryc. 26). Gdy dane są parametry geometryczne a mianowicie promień kuli r, odległość punktu świecącego względem kuli $S1 = p$, kąt u i wreszcie współczynnik n wtedy można znaleść położenie punktu przepięcia się promienia załamanego z osią optyczną. Jest bowiem po kolei w trójkącie STC; $\frac{\sin(180-\alpha)}{\sin u} = \frac{\sin\alpha}{\sin u} = \frac{r+p}{r}$ stąd

$\sin\alpha = \frac{p+r}{r}\sin u$ dalej $\frac{\sin\alpha}{\sin\beta} = n$ zatem

$$\sin\beta = \frac{\sin\alpha}{n} = \frac{(p+r)}{r} \cdot \frac{\sin u}{n} \;;$$

Ryc 26.



Z tych dwóch ostatnich równań wyznaczymy α i β. Dalej $\varphi = \alpha - u$, $u' = \varphi - \beta = \alpha - \beta - u$ i ostatecznie w trójkącie CIS' $\frac{q-r}{r} = \frac{\sin\beta}{\sin u'}$, czyli

$$q - r = \frac{r \sin\beta}{\sin u'} = r \cdot \frac{p+r}{r} \cdot \frac{\sin u}{n \cdot \sin(\alpha-\beta-u)}$$

$$q = r + \frac{(p+r)\sin u}{n \cdot \sin(\alpha-\beta-u)}$$

10 W. 17/X

8

Widoczną jest rzeczą, że odległość q punktu przecięcia się dowolnego promienia ST z osią od kuli A zależy dla danego punktu świecącego od kąta u; Promienie, które wychodzą z punktu S pod kątami u, u', u''... przecinają się z osią w punktach S', S'', S'''..., występuje więc aberacja sferyczna.

O pełnem odwzorowaniu punktu świecącego umieszczonego w dowolnem miejscu na osi przy

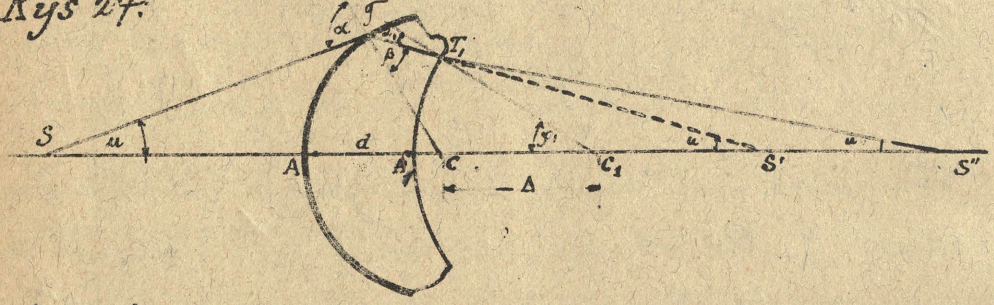
pomocy promieni nachylonych pod dowolnym kątem u względem osi i załamanych na powierzchni kulistej nie ma mowy.

8 wyn. 1924/5
18/X

Obliczenie biegu promieni w soczewkach.

W praktyce optycznej korzystamy najczęściej z załamania promieni na dwóch kulistych powierzchniach. Ciało dowolne ograniczone dwiema powierzchniami kulistemi o dowolnych promieniach nazywa się soczewką (Rys. 27) Prosta CC_1

Rys 27.



przechodząca przez oba środki kul nazywa się osią; płaszczyzna papieru niech przechodzi przez oś. Nietrudno obliczyć przy pomocy zwykłych wzorów trygonometrycznych bieg promienia świetlnego (leżącego w płaszczyźnie papieru) na dwóch powierzchniach kulistych się załamującego, gdy

dane są promienie obu kul, $AC = r$, $A_1C_1 = r_1$ odległość ich środków $CC_1 = \Delta$ lub grubość soczewki $d = AA_1 = AC + CC_1 - A_1C_1 = r - r_1 + \Delta$

Bieg promienia wychodzącego z S pod kątem u można śledzić sposobem podanym poprzednio ~~geometrycznie~~ graficznie, albo ~~tak~~ analitycznie. Wskutek załamania na pierwszej powierzchni, promień ST otrzymuje kierunek TT_1S' a załamawszy się na drugiej powierzchni od prostopadłej przecina oś soczewki w S''. Odległość s_1, punktu S'' od A_1 da się obliczyć z znanych wielkości charakteryzujących soczewkę a mianowicie r_1, r_2, Δ, n i z biegu promienia S tz. $p = SA$ i kąta u w sposób trygonometryczny podobnie jak poprzednio.

Przykład: Obliczenie biegu promieni i ich konstrukcja w soczewce płasko-wypukłej.

Dla przykładu obliczymy i skonstruujemy bieg promieni równoległych padających na soczewkę ograniczoną ścianą płaską i kulistą, przyczem soczewka raz ścianą płaską ~~będzie~~ jest zwrócona ku

promieniom drugi raz powierzchnia kulistej.

W przypadku (uwidocznionym) na rysunku 28a., promień raz (się) tylko załamuje na powierzchni kulistej, kąty α i β obliczymy ze wzoru $\sin\alpha = \frac{h}{r_1}$ i $\sin\beta = n\sin\alpha = \frac{nh}{r_1}$, gdzie n oznacza współczynnik załamania soczewki względem otaczającego ośrodka. Mając dane α i β znajdziemy $u' = \beta - \alpha$, następnie w trójkącie CAS' z twierdzenia wstaw $\frac{p_1 + r_1}{r_1} = \frac{\sin(180-\beta)}{\sin u'}$, $p_1 = -r_1 + \frac{r_1 \sin\beta}{\sin u'}$

Konstrukcję promieni załamanych wykonywuje się sposobem podanym powyżej, kreśląc dwa koła współśrodkowe o promieniach nr_1 i $\frac{r_1}{n}$

Przykład: $r_1 = 6\,c/m$, $d = 2{\cdot}8\,c/m$, $h = 1, 2, 3, 4, 5\,c/m$.

(Rachunki wykonane przy pomocy suwaka logarytmicznego).

$\sin\alpha = \frac{h}{r_1} = \frac{1}{6}, \frac{2}{6}, \frac{3}{6}, \frac{4}{6}, \frac{5}{6}$

$\alpha = 9°30', 19°30', 30°, 41°45', 56°30'$

$\sin\beta = \frac{nh}{r_1} = \frac{1}{4}, \frac{2}{4}, \frac{3}{4}, \frac{4}{4}, \frac{5}{4}$

$\beta = 14°30', 30°, 48°30', 90°,$

$u' = \beta - \alpha = 5°, 10°30', 18°30', 48°15',$

$\sin u' = 0{\cdot}087,\ 0{\cdot}183,\ 0{\cdot}319,\ 0{\cdot}746$

$p_1 = r_1\left[\frac{\sin\beta}{\sin u'} - 1\right] = 6.(2{\cdot}88-1) = 11{\cdot}28\,c/m$

$= 6(2{\cdot}74-1) = 10{\cdot}44\,c/m$

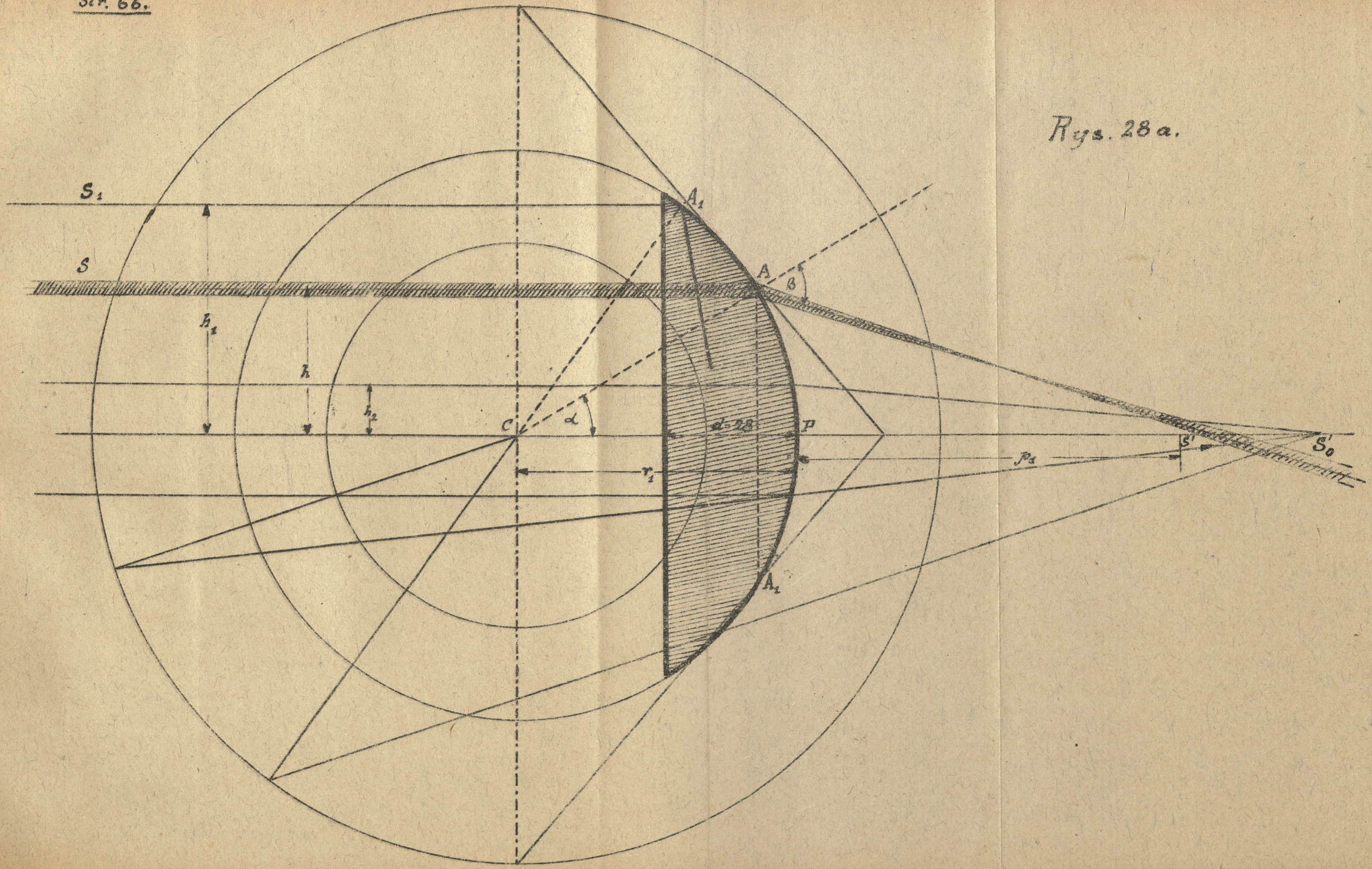
$= 6(2{\cdot}35-1) = 8{\cdot}10\,c/m$

$= 6(1{\cdot}34-1) = 1{\cdot}92\,c/m$

Z rachunku i konstrukcji wynika, że promienie

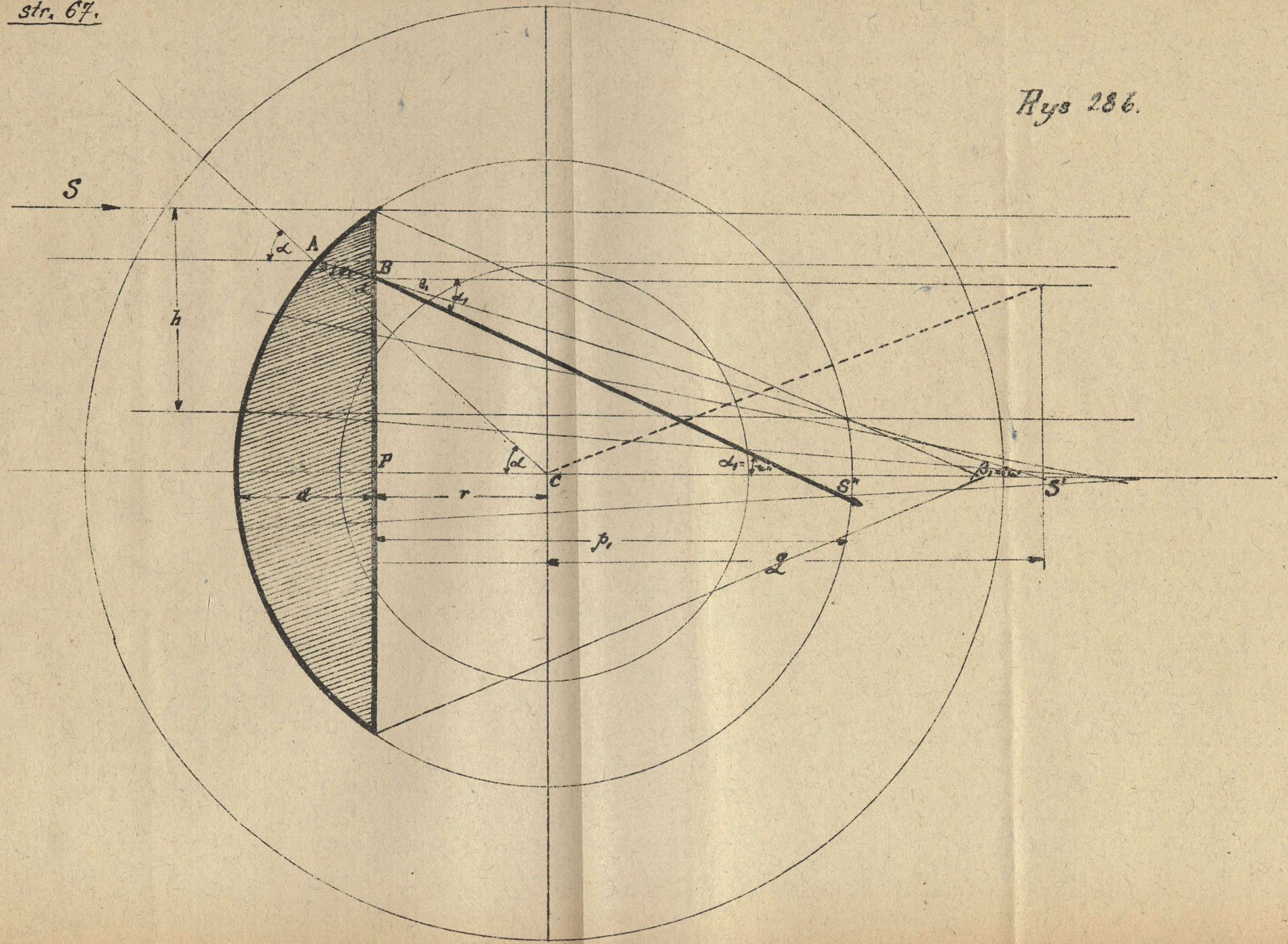
przecinają się tuż bliżej wierzchołka P im większe jest h. Dla promieni takich jak S_1A_1, które spełniają warunek $\frac{nh_1}{r_1} > 1$, $\sin\beta > 1$; nie ma więc odpowiedniego kąta β. Promienie padające pod kątem większym zanikają kąt całkowitego odbicia się po jednorazowem lub wielokrotnem odbiciu wychodzą z soczewki w kierunku przeciwnym do kierunku padających promieni.

W przypadku przedstawionym na rysunku 286. rachunek jest nieco zawiły, dlatego bo załamanie następuje na obu ścianach. Kąty α i β obliczymy znowu z równań $\sin\alpha = \frac{h}{r}$, i $\sin\beta = \frac{\sin\alpha}{n} = \frac{h}{nr}$; ponieważ w trójkącie ABD jest $\beta + \beta_1 = \alpha$ przeto $\beta_1 = \alpha - \beta$. Następnie $\sin\alpha_1 = n \cdot \sin\beta_1 = n\sin(\alpha - \beta)$. Kąty osiowe łatwo znajdziemy, bo $\mu' = \beta_1$, $\mu'' = \alpha_1$. Kiedy już znamy wszystkie kąty, możemy obliczyć odległość p_1 punktu przecięcia się promienia załamanego na płaskiej ścianie soczewki z osią soczewki t. j. punktu S'' od najbliższego wierzchołka soczewki P. Jest bowiem $PS'' = \frac{PB}{tg\mu''}$; ale $PB - PS'tg\mu' = (r - d + CS')tg\mu'$, zaś w trójkącie CAS' jest $\frac{CS'}{r} = \frac{\sin\beta}{\sin\mu'}$, czyli $q = CS' = \frac{r\sin\beta}{\sin\mu'}$ tak, że



Rys. 28a.

Rys 286.



$PS' = r - d + \frac{r \sin \beta}{\sin \varepsilon'}$ a ostatecznie $PS'' = p_1 = \frac{PS' \operatorname{tg} \varepsilon'}{\operatorname{tg} \varepsilon''}$

Przykład: $r = 6$ %m, $d = 2{\cdot}8$ %m, $h = 1, 2, 3, 4, 5$ %m.

$\sin \alpha = \frac{h}{r} = \frac{1}{6}, \frac{2}{6}, \frac{3}{6}, \frac{4}{6}, \frac{5}{6},$

$\alpha = 9°35', 19°30', 30°, 41°50', 56°30',$

$\sin \beta = \frac{1}{h} \cdot \frac{h}{r} = \frac{1}{9}, \frac{2}{9}, \frac{3}{9}, \frac{4}{9}, \frac{5}{9}$

$\beta = 6°25', 12°50', 19°30', 26°25', 33°45'$

$\varepsilon' = \beta_1 = \alpha - \beta = 3°10', 6°40', 10°30', 15°25', 22°45'$

$\sin \beta_1 = 0{\cdot}052, 0{\cdot}116, 0{\cdot}182, 0{\cdot}266, 0{\cdot}387,$

$\sin \alpha_1 = n \sin \beta_1 = 0{\cdot}083, 0{\cdot}174, 0{\cdot}273, 0{\cdot}399, 0{\cdot}581$

$\varepsilon'' = \alpha_1 = 4°45', 10°, 16°, 23°30', 35°30',$

$q = CS' = \frac{r \sin \beta}{\sin \varepsilon'} = 6.2{\cdot}01 = 12{\cdot}06$, $PS' = r + q - d = 15{\cdot}3$

$= 6.1{\cdot}92 = 11{\cdot}52,$ $= 14{\cdot}7$

$= 6.1{\cdot}83 = 10{\cdot}98,$ $= 14{\cdot}2$

$= 6.1{\cdot}675 = 10{\cdot}05,$ $= 13{\cdot}2$

$= 6.1{\cdot}44 = 8{\cdot}64,$ $= 11{\cdot}8$

a poprawnie $PS'' = p_1 = \frac{PS' \operatorname{tg} \varepsilon'}{\operatorname{tg} \varepsilon''} = \frac{15{\cdot}3 \cdot \operatorname{tg} 3°10'}{\operatorname{tg} 4°45'} = 10{\cdot}3$

$= \frac{14{\cdot}7 \cdot \operatorname{tg} 6°40'}{\operatorname{tg} 10°} = 9{\cdot}7$

$= \frac{14{\cdot}2 \cdot \operatorname{tg} 10°30'}{\operatorname{tg} 16°} = 9{\cdot}2$

$= \frac{13{\cdot}2 \cdot \operatorname{tg} 15°25'}{\operatorname{tg} 23°30'} = 8{\cdot}4$

$= \frac{11{\cdot}8 \cdot \operatorname{tg} 22°45'}{\operatorname{tg} 35°30'} = 7{\cdot}0$

// 12 wykładów 18/X 1922

Aberacja sferyczna w soczewkach.

Z rachunku powyższego i z konstrukcji wynika, że każdy promień przecina oś w innem miejscu. Gdy zaś sobie pomyślimy soczewkę podzieloną na bardzo wązkie strefy w formie pasów kulistych takich jak AA_1, i gdy przez ustawienie odpowiedniej zasłony przepuścimy tylko wiązkę promieni przechodzącą przez taką wązką strefę, otrzymamy na osi jeden punkt przecięcia S'. Każdej strefie odpowiada inny punkt przecięcia na osi — tem bliżej wierzchołka P leżący, im dalej od środka strefa się znajduje. Strefie centralnej odpowiada punkt S_0' względnie S_0'', strefie skrajnej S_n' względnie S_n''. Odległość tych punktów d jest miarą podłużnej aberacji sferycznej soczewki, która jak widzimy jest w powyższym przykładzie znacznie większą w przypadku a) gdy soczewka jest stroną płaską zwrócona ku promieniom aniżeli w przypadku b), bo wynosi w przypadku pierwszym $d_a = 11{\cdot}28 - 1{\cdot}92 = 9{\cdot}36$ cm, w przypadku drugim zaś przy dwukrotnem

załamaniu $\lambda_6'' = 10{\cdot}3 - 7{\cdot}0 = 3{\cdot}3$ c/m. ~~Cz~~ odwzorowaniu doskonałem punktu świecącego w tym przypadku przy pomocy soczewki nie ma mowy. Zobaczymy potem przy omawianiu błędów odwzorowania, jak aberację sferyczną można zmniejszyć. Już tutaj jednak widoczną jest rzeczą, jak należy postąpić, aby różne strefy jednej soczewki dawały możliwie ~~w tem samem miejscu~~ blisko siebie na osi punkty przecięcia się promieni. Należy mianowicie zmniejszać krzywiznę stref w miarę oddalania się od wierzchołka P w ten sposób, że się soczewkę koncentrycznie strefa za strefą szlifuje. Przytem ciągle rachunek podobny do powyższego i obserwowanie obrazu rzuconego przez odpowiednią strefę przy zastosowaniu zasłony kontroluje pracę szlifierza. Robota to bardzo mozolna i obliczona na miesiące, ale jedynie celowa, gdy chce się otrzymać dobre soczewki.

$\frac{d}{r} \to 0$

Soczewki bardzo cienkie ($d \to 0$), na które padają tylko przyosiowe promienie ($u \to 0, \alpha \to 0$)

Z powyższych rachunków, które przy konstrukcji soczewek oddają nieocenione usługi, nie wynosi się należytego poglądu o odwzorowaniu przez soczewki. Odwzorowanie bowiem niedoskonałe i w tym przypadku ma miejsce, gdy ono dokonane zostanie nie przez dowolnie nachylone promienie lecz tylko przez przyosiowe, dla których u i α są tak małemi wielkościami, że można u^2 i α^2 pominąć w rozwinięciu $\sin u$ i $\sin \alpha$ i położyć $\sin u = u = \frac{h}{p}$, zatem $\sin \alpha = \alpha = \frac{p+r}{r} \cdot u$ dalej $\beta = \frac{\alpha}{n} = \frac{p+r}{nr} \cdot \frac{h}{p}$ i wreszcie $u' = \alpha - \beta - u = \frac{h}{q}$. Podstawiając w wyrażeniu na u' wartości za α, β, u otrzymamy $\left[\frac{p+r}{r} - \frac{p+r}{nr} - 1\right]\frac{h}{p} = \frac{h}{q}$ czyli

$$\frac{np+nr-p-nr}{nrp} = \frac{1}{q};$$

wreszcie łącząc odpowiednie wyrazy i mnożąc przez n dostaniemy:

$$\frac{1}{p} + \frac{n}{q} = \frac{n-1}{r}$$

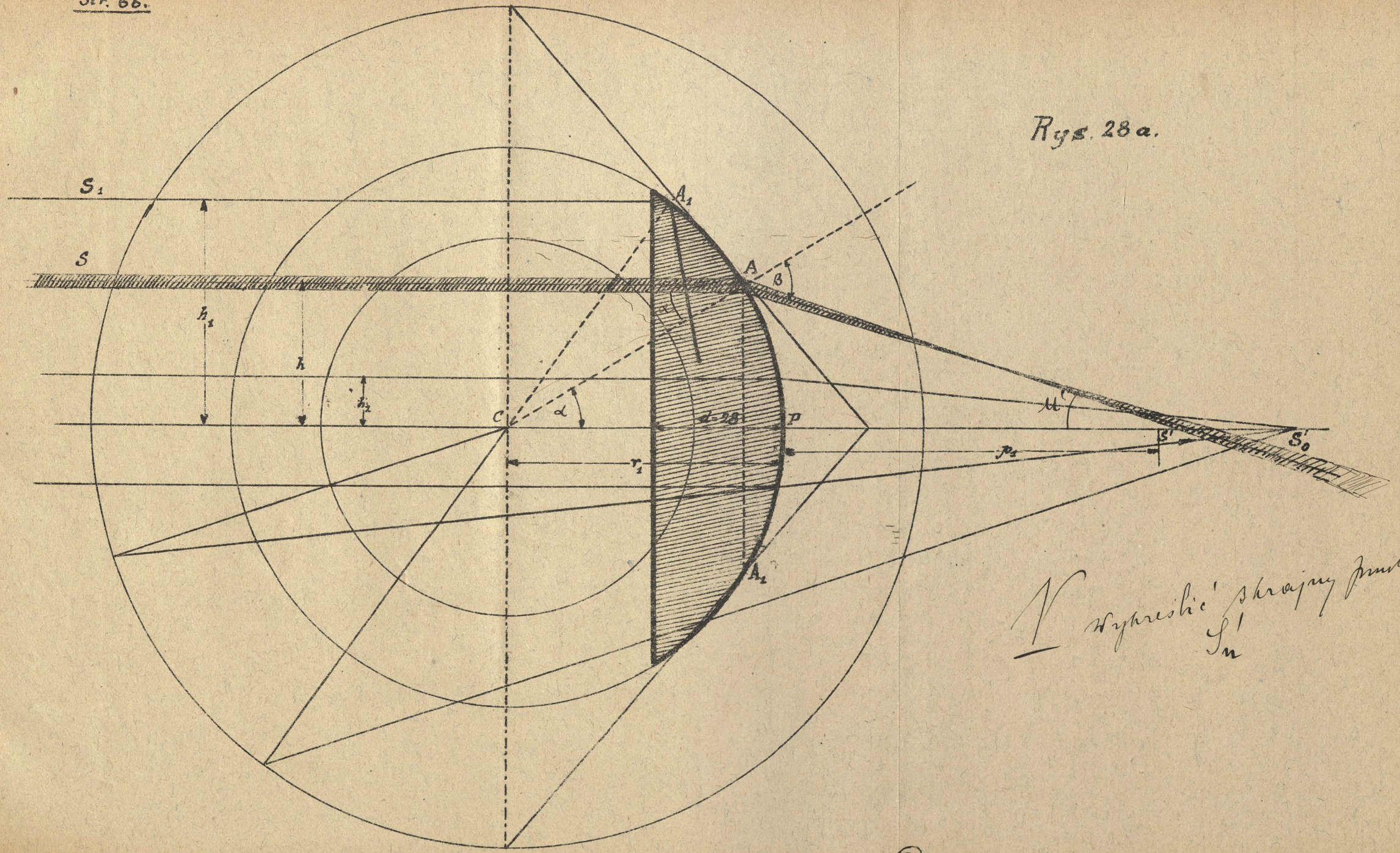
Widzimy, że kąt u (względnie h) znikł, q zaś zależy już tylko od p, r i n, w punkcie S' przecinają się więc wszystkie promienie, które z S wyszły.

W soczewce doznaje promień SA' jeszcze raz załamania. Możemy odrazu powyższy wzór zastosować (do drugiej powierzchni kulistej), jeśli tylko porobimy odpowiednie zmiany i założymy, że grubość soczewki P jest tak mała wobec promienia krzywizny, że wolno liczyć odległości punktów na osi od środka soczewki (zamiast od wierzchołków powierzchni kulistych) ~~nie obawiając się zbyt dużych błędów.~~ Jako punkt świecący dla drugiej powierzchni kulistej służy wtedy S', jego odległość od wierzchołka P wynosi $-q$, (bo leży z prawej strony), współczynnik załamania powietrza względem szkła jest $\frac{1}{n}$, a zatem $-\frac{1}{q}+\frac{\frac{1}{n}}{p_1}=\frac{\frac{1}{n}-1}{r_1}$ czyli $-\frac{n}{q}+\frac{1}{p_1}=\frac{1-n}{r_1}$; Dodając to do poprzedniego równania otrzymamy:

$$\frac{1}{p}+\frac{1}{p_1}=(n-1)\left(\frac{1}{r}-\frac{1}{r_1}\right)$$

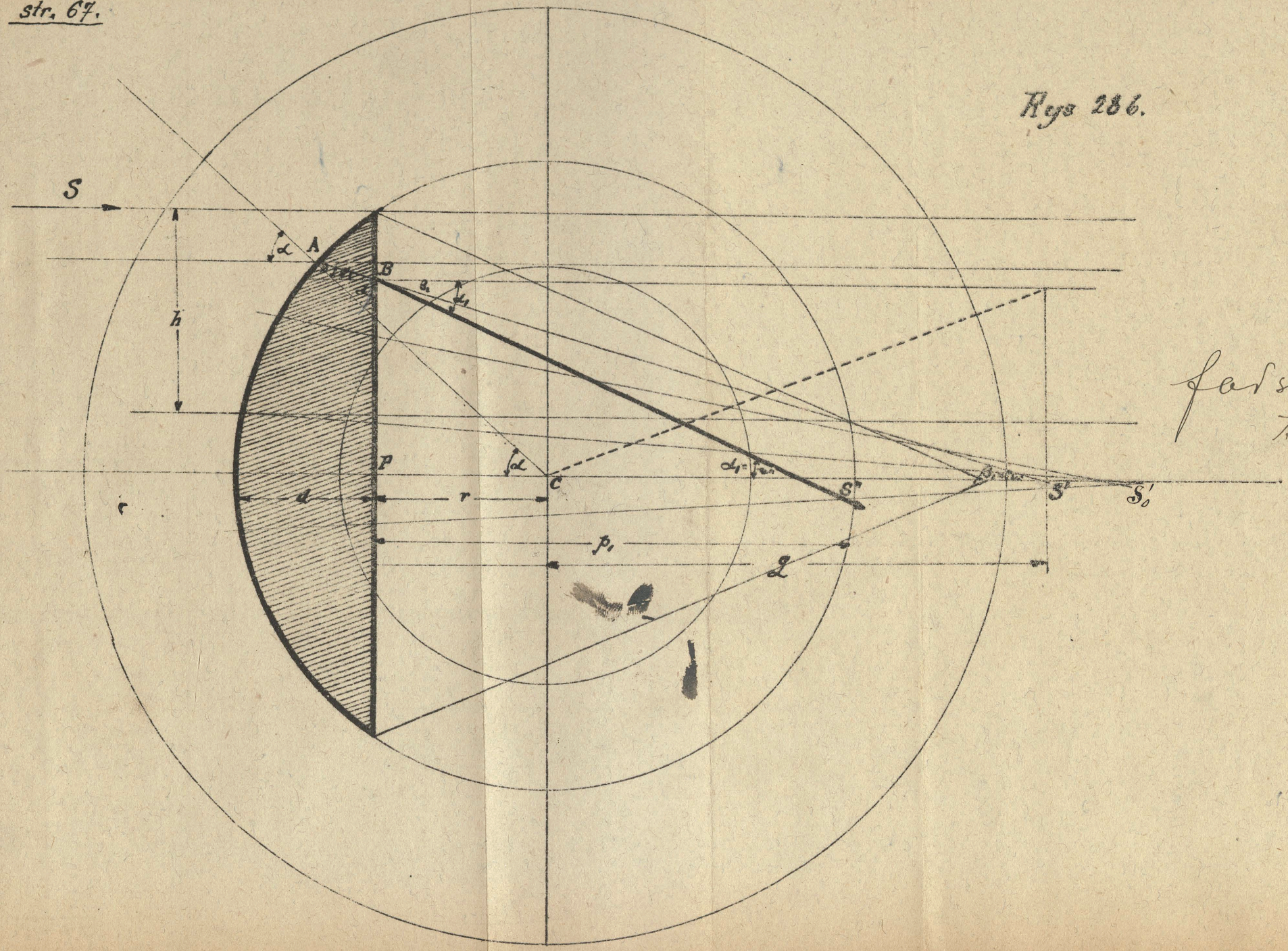
Jest to w teorji cienkich soczewek ważne równanie, pozwalające obliczyć odległość obrazu na osi od wierzchołka ze znanych parametrów geometrycznych r, r_1, p i ze współczynnika załamania n. Używamy tego równania tylko w tym celu, aby zjawisko załamania

Rys. 28 a.



V wykreślić skrajny punkt S'_n

Rys 286.



fałszywie S_0' i S_n'
trzeba wykreślić

w soczewkach przedstawić w sposób przejrzysty. Do ścisłych obliczeń w ogólnym przypadku równanie to nie nadaje się, tam trzeba iść krok za krokiem drogą poprzednio wskazaną.

Dyskusja nad równaniem $\frac{1}{p} + \frac{1}{p_1} = (n-1)\left(\frac{1}{r} - \frac{1}{r_1}\right)$.

Gdy w tym równaniu $p \to \infty$, czyli przedmiot oddala się dowolnie daleko wtedy $\frac{1}{p_1} = \frac{1}{f} = (n-1)\left(\frac{1}{r} - \frac{1}{r_1}\right)$. Wielkość f nazywamy ogniskową soczewki, punkt w którym po załamaniu skupiają się promienie blisko osi równoległe na soczewkę padające, nazywa się ogniskiem soczewki. Z równania tego wynika dalej, że soczewka otoczona z obu stron ciałem o takim samym współczynniku załamania (n.p. powietrzem) ma dwie równe ogniskowe po jednej i drugiej stronie. Ogniskowa soczewki może być dodatnią lub ujemną i dlatego dzielimy soczewki na dwie grupy: dodatnie i ujemne (albo inaczej: skupiające i rozpraszające.) Soczewka o współczynniku załamania $n > 1$ jest dodatnią t.z. $\frac{1}{f} = (n-1)\left(\frac{1}{r} - \frac{1}{r_1}\right) > 0$ gdy jest

1). wypukło-wklęsłą tzn., gdy $r < r_1$

albo 2). wypukło-płaską tzn., gdy $r_1 \to \infty$

" 3). dwuwypukłą tzn., gdy $r_1 < 0$



Soczewka o współczynniku załamania $n > 1$ jest ujemną, gdy jest:

1). wklęsło-wypukłą tzn. gdy $r > r_1$

2). wklęsło-płaską tzn. gdy $r \to \infty$

3). dwuwklęsłą tzn. gdy $r < 0$



Przeciwnie zachowują się soczewki dla których $n < 1$. Ten przypadek może być zrealizowany, gdy do wody wstawimy puste naczynia szklane powyższych kształtów. Z danych geometrycznych (r, r_1 i d) i optycznych (n), można obliczyć w przybliżeniu ogniskową z naszego równania: $\frac{1}{f} = (n-1)\left(\frac{1}{r} - \frac{1}{r_1}\right)$. Gdy chodzi o dokładniejsze wartości wtedy trzeba uwzględnić także grubość soczewki. Zwykle wyznacza się ją eksperymentalnie, mierząc odległości p i p_1 punktu świecącego i jego obrazu od środka soczewki i obliczając f z równania $\frac{1}{f} = \frac{1}{p} + \frac{1}{p_1}$. Gdy mamy zmianę ogniskową, wtedy możemy dla danego położenia punktu świecącego p, znaleźć



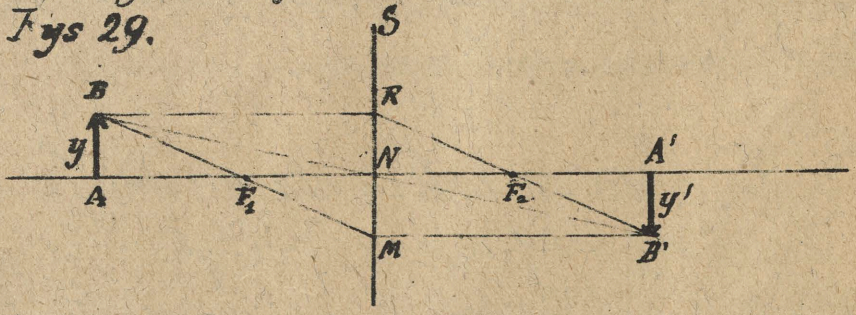
Ogniskowa objektywu mikroskopu

położenie jego obrazu p_1. O ile chodzi o odwzorowanie przedmiotów, można wykazać podobnie jak przy zwierciadłach wklęsłych, że przy tychsamych ograniczeniach, jakie nałożyliśmy odwzorowaniu pktu świecącego, płaszczyzna stosownie ~~nieskończenie~~ mała prostopadła do osi odwzoruje się także jako płaszczyzna ~~nieskończenie~~ odpowiednio mała prostopadła do osi.

Konstrukcja obrazów wytworzonych przez cienkie soczewki.

Konstrukcyjnie kreślimy dla soczewki o danej ogniskowej obrazy w ten sposób (Rys 29):

Rys 29.



S przedstawia nam soczewkę dowolnie cienką, F_1 i F_2 niech będą dane jej ogniskowe. Z punktu B kreślę promień równoległy do osi,

który przejdzie po załamaniu przez drugie ogniskо F_2; promień zaś BF_1 który przechodzi przez pierwsze ogniskо F_1 po załamaniu wyjdzie równolegle. Z punktu przecięcia się obu promieni kreślę $B'A'$ prostopadle do osi i otrzymuję obraz $B'A'$ przedmiotu AB.

Powiększenie poprzeczne wynika z rysunku:

$$\beta = \frac{y'}{y} = \frac{A'B'}{AB} = \frac{NM}{AB} = \frac{NF_2}{AF_1} = \frac{f}{a-f} \quad \text{lub}$$

$$\beta = \frac{A'B'}{AB} = \frac{A'B'}{RN} = \frac{A'F_2}{NF_2} = \frac{b-f}{f}$$

przyczem y' i y liczone są dodatnio po przeciwnych stronach osi.

Wzór ten i równanie $\frac{1}{p} + \frac{1}{p_1} = \frac{1}{f}$ pozwalają nam dla naszego przedmiotu wyznaczyć położenie i wielkość obrazu płaskiego prostopadłego do osi przy ograniczeniach poprzednio poczynionych.

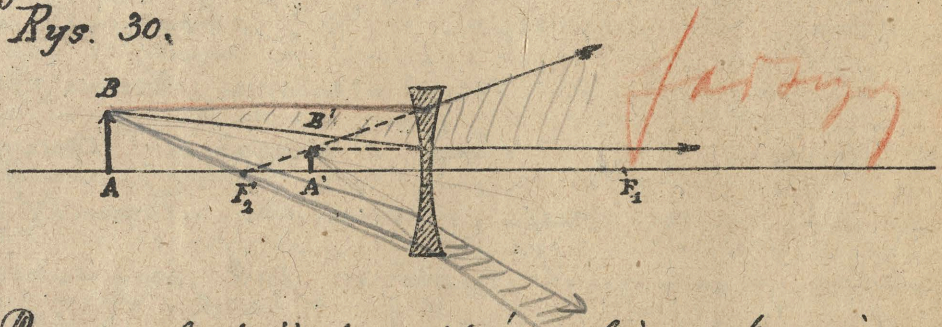
I. Soczewki ujemne $f < 0$.

1). $\frac{1}{a} + \frac{1}{b} = -\frac{1}{f}$, 2) $\beta = -\frac{b+f}{f}$

Z równania (1) wynika, że gdy $a > 0$ tzn. gdy przedmiot znajduje się po lewej stronie powierzchni łamiących, zawsze $b < 0$ $|b| < |f|$ tzn. pro-

mienie załamane rozbiegają się, obraz tworzy się po lewej stronie soczewki między ogniskiem F_2 a soczewką i jest pozorny; $\beta < 1$ i zawsze ujemne tzn., obraz jest zmniejszony i prosty.

Rys. 30.



Przy konstrukcji pamiętać należy o tem, że ogniska F_2 przez które muszą przejść po załamaniu promienie równoległe znajdeje się po lewej stronie soczewki i odwrotnie. Dla $a > 0$ może słusznie ta soczewka nazywać się rozpraszającą, albowiem rozprasza promienie załamane.

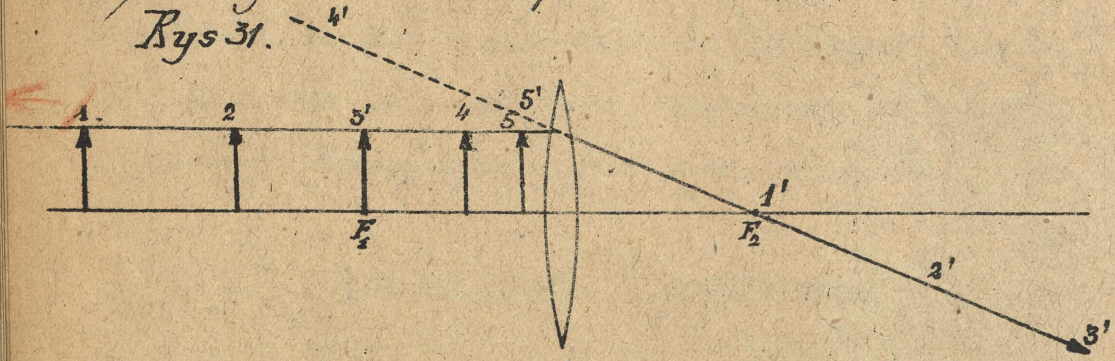
II. Soczewki dodatnie $f > 0$

1). $\frac{1}{a} + \frac{1}{b} = \frac{1}{f}$, 2) $\beta = \frac{b-f}{f} = \frac{f}{a-f}$

Z pierwszego wzoru widzi, że $b = \frac{af}{a-f}$ może być dodatnie lub ujemne zależnie od tego czy $a > f$, czy też $a < f$. W pierwszym przypadku soczew-

ka jest skupiającą, tworzy się w przestrzeni obraz rzeczywisty, który można uchwycić na zasłonie lub oglądać przez lupę. W drugim zaś soczewka jest rozpraszającą, obraz jest pozorny. W pierwszym $\beta > 0$, obraz i przedmiot znajdują się po przeciwnej stronie osi, w drugim $\beta < 0$, obraz i przedmiot znajdują się po tej samej stronie osi. Stosunki te można przedstawić podobnie jak przy zwierciadle wklęsłym schematycznym rysunkiem, w którym odpowiednie cyfry odpowiadają sobie jak obraz i przedmiot. (Rys 31).

Rys 31.



Zauważyć należy w końcu, że obraz i przedmiot są sprzężone z sobą jakto widać z równania $\frac{1}{a} + \frac{1}{b} = \frac{1}{f}$, tak że można zamienić obraz na przedmiot, a wtedy na miejscu przedmiotu znajdzie się obraz.

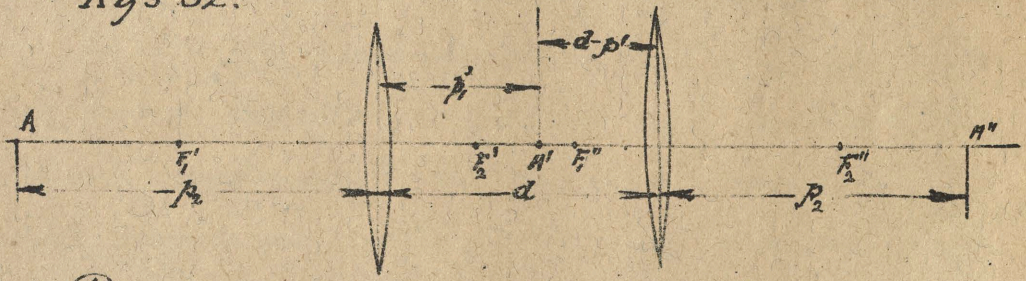
12 Wyst. 1924

13 Wy

Systemy soczewek.

Instrumenty optyczne prawie zawsze złożone są z systemu soczewek, które mają za zadanie możliwie wiernie przedmiot świecący odwzorować. Równanie nasze odnoszące się do jednej soczewki można łatwo uogólnić do systemu dwóch, trzech itd, byleby zachować ograniczenia stosowane do jednej. Odległość cienkich soczewek niech będzie d. (Rys 32).

Rys 32.



Przedmiot świecący A w odległości p_1 od pewnej soczewki zostanie odwzorowany przez pierwszą soczewkę w płaszczyźnie A' w odległości p_1', tak że $\frac{1}{p_1} + \frac{1}{p_1'} = \frac{1}{f'}$; obraz A' jest przedmiotem świecącym dla drugiej soczewki w odległości $d - p_1'$ od niej i zostanie odwzorowany w odległości p_2, przyczem $\frac{1}{d-p_1'} + \frac{1}{p_2} = \frac{1}{f''}$. Usuńmy z tych

obu równań p_1', a drugiemu: $p_1' = \frac{p_1 f'}{p_1 - f'}$?
$d - p_1' = \frac{p_2 f''}{p_2 - f''}$ i wreszcie przez dodanie obu tych równań związek $d = \frac{p_1 f'}{p_1 - f'} + \frac{p_2 f''}{p_2 - f''}$, który pozwala, że znanych wielkości p_1, d, f', f'', obliczyć p_2.

Położenie ognisk tego systemu znajdziemy zwiększając nieograniczenie w powyższem równaniu wartości p_1 i p_2. W ten sposób $d = \lim_{p_2 \to \infty} \left(\frac{p_1 f'}{p_1 - f'} + \frac{p_2 f''}{p_2 - f''} \right)$ a więc $d = \frac{f' p_{1F}}{p_{1F} f'} + f''$ jeżeli przez p_{1F} oznaczymy odległość pierwszego ogniska od pierwszej soczewki; stąd $p_{1F} = \frac{(d - f'') f'}{d - f' - f''}$ i analogicznie $p_{2F} = \frac{(d - f') f''}{d - f' - f''}$; W ogólności $p_{1F} \neq p_{2F}$, bo odległości ognisk F_1 i F_2 systemu liczone są od 2 dowolnych punktów. Tylko w razie, gdy $d = 0$, tzn., gdy cienkie soczewki przylegają do siebie, $f = p_{1F} = p_{2F} = \frac{f' f''}{f' + f''}$;

Nazwijmy $D = \frac{1}{f}$ zdolnością skupiającą soczewki, natenczas $\frac{1}{f'''} = \frac{1}{f'} + \frac{1}{f''}$ czyli $D = D' + D''$, zatem zdolność skupiająca dwóch cienkich soczewek przylegających do siebie równa się sumie zdolności skupiających obu soczewek. Odnosi się to także jak łatwo zrozumieć do 3, 4, ... soczewek, tak że ogólnie $D = D' + D'' + D''' + \dots$.

16 wystaw
4/5 1922

Punkty główne systemu soczewek.

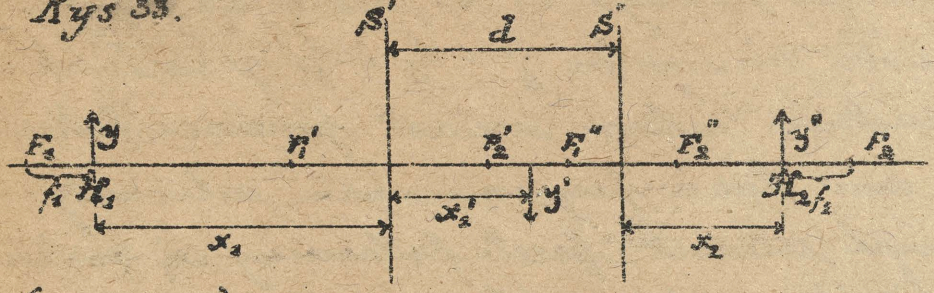
Gdy odległości ognisk F_1 i F_2 liczymy od pewnych poszczególnych punktów, wtedy można łatwo pokazać, że obie ogniskowe liczone od tych punktów są sobie równe o ile współczynniki załamania ośrodków, w których leżą ogniska są sobie równe, a wtedy także kształt równania wiążącego odległość B obrazu z odległością A przedmiotu świecącego od owych poszczególnych punktów jest analogiczny do wzoru dla jednej soczewki mianowicie $\frac{1}{A} + \frac{1}{B} = \frac{1}{F}$ gdzie F jest ogniskową systemu soczewek powinien potrzebne to nam będzie przy omawianiu achromatycznych soczewek, przeto postarajmy się znaleźć wielkość ogniskowej. Punkty od której liczyć będziemy odległość ognisk F_1 i F_2 nazywają się punktami głównemi, a płaszczyzny w nich wykreślone prostopadłe do osi systemu - płaszczyznami głównemi. Punkte te wprowadzone przez Gaussa mają następujące własności:

1). są punktami sprzężonymi, mają się one do

siebie jak punkt świecący do swego obrazu,
2). powiększenie poprzeczne w tych punktach równa się -1;

Jeżeli więc w jednym punkcie umieścimy przedmiot świecący, to obraz jego powstanie w drugim, jest prosty i równy co do wielkości przedmiotowi. Oznaczmy te płaszczyzny przez H_1 i H_2, ich odległości od początków przez x_1 i x_2 natomiast wyznaczmy z warunków (1) i (2) podobnie jak powyżej.

Rys 33.



(dla p_1, p_2) istnieje związek x_1 i x_2 związek:
$d = \frac{x_1 f''}{x_1 - f'} + \frac{x_2 f''}{x_2 - f''}$. Warunek (2) daje, jeśli przeprowadzimy przez y, y', y'' poprzeczne powierzchnie ciała świecącego w H_1 i jego obrazów w punktach x_2' i H_2

$$\frac{y'}{y} = \frac{f'}{x_2 - f'}, \quad \frac{y''}{y'} = \frac{x_2 - f''}{f''}$$ a stąd mnożąc

$$\frac{y''}{y} = 1 = \frac{f'(x_2 - f'')}{(x_1 - f')f''}$$; mnożąc otrzymujemy

$$x_2 f' - \cancel{f'f''} = x_1 f'' - \cancel{f'f''} \quad \text{i zatem} \quad x_2 f' = x_1 f''$$

Wyznaczywszy stąd x_2 i wstawiwszy w powyższe równanie otrzymujemy $d = \frac{x_1 f'}{x_1 - f'} + \frac{x_1 \cdot \frac{f''}{f'}}{x \frac{f'}{f''} - f''}$ zatem

$d = \frac{x_1(f'+f'')}{x_1 - f'}$ a stąd $dx_1 - df' = x_1(f'+f'')$ czyli

$x_1 = \frac{df'}{d-f'-f''}$ i analogicznie $x_2 = \frac{df''}{d-f'-f''}$.

W ten sposób odstęp głównych punktów H_1 i H_2 od ~~osi~~ soczewek został znaleziony. Odległość ognisk F_1 i F_2 po jednej i drugiej stronie liczone od głównych punktów H_1 i H_2 dadzą się łatwo obliczyć, a mianowicie:

$f_1 = p_{17} - x_1 = \frac{df'-f'f''}{d-f'-f''} - \frac{df'}{d-f'-f''} = \frac{f'f''}{f'+f''-d} = f_2 = f$ a zdolność skupiająca $D = \frac{1}{f} = \frac{f'+f''-d}{f'f''} = \frac{1}{f'} + \frac{1}{f''} - \frac{d}{f'f''} = D' + D'' - dD'D''$

Aby wykazać, że $\frac{1}{A} + \frac{1}{B} = \frac{1}{f}$ trzeba zastąpić w równaniu

1). $d = \frac{p_1 f'}{p_1 - f'} + \frac{p_2 f''}{p_2 - f''}$ p_1 przez $p_1 = A + x_1 = A + \frac{df'}{d-f'-f''}$ i

p_2 przez $p_2 = B + x_2 = B + \frac{df''}{d-f'-f''}$; a ponieważ

$\frac{f'f''}{d-f'-f''} = -f$ przeto $p_1 = A - \frac{fd}{f''}$ $p_2 = B - \frac{f'}{f}$

Równanie (1) pomnożone przez $(p_1 - f')(p_2 - f'')$ da:

$dp_1p_2 - d(p_2f' + p_1f'') + df'f'' = p_1p_2f' - p_1f'f'' + p_1p_2f'' +$

$- p_2f'f''$ stąd $\underbrace{(d-f'-f'')}_{= -\frac{f'f''}{f}} p_1p_2 = d[p_2f' + p_1f''] - (d + p_1 + p_2)f'f''$

dzieląc obie strony przez $\frac{f'f''}{f}$ otrzymamy:

$$-p_1p_2 = \frac{dp_1f}{f'} + \frac{dp_2f}{f''} - (d+p_1+p_2)f$$

Wstawiając $\frac{df}{f'} = B - p_2$ i $\frac{df}{f''} = A - p_1$ otrzymujemy:

$$-p_1p_2 = Bp_1 - p_1p_2 + Ap_2 - p_1p_2 - df - (A+B)f + df^2\left(\frac{1}{f'} + \frac{1}{f''}\right)$$

a uwzględniając że $\frac{f'f''}{d-f'-f''} = f$

$(A+B)f = (B-p_2)p_1 + Ap_2 - df + df - \frac{d^2f^2}{f'f''}$ czyli wstawiając wartości za p_1 i p_2 $(A+B)f = \frac{df}{f'}\cdot A - \frac{d^2f^2}{f'f''} + AB - A\frac{df}{f'} - \frac{d^2f'}{f'f''}$

ostatecznie dzieląc obie strony przez ABf: $\frac{1}{A} + \frac{1}{B} = \frac{1}{f}$

Nietrudno powyższe rozważania rozszerzyć na system trzech, czterech, ... cienkich soczewek. —

14

25/2 1910

Okular.

Najprostszym systemem soczewek jest system złożony z dwóch soczewek - zwany okularem. Najpospoliciej są używane okulary Ramsdena i Huyghensa. W obu odległość d między soczewkami równa się w przybliżeniu średniej wartości obu ogniskowych w ten bowiem sposób, jak zobaczymy unikamy kolorowego zabarwienia obrazów wytworzonych przez

przez okular.

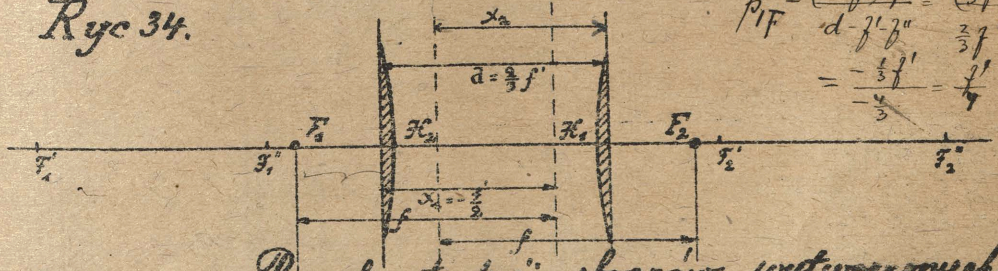
Okular Ramsdena składa się z dwóch soczewek płasko-wypukłych o równych ogniskowych $f' = f''$ zwróconych stroną wypukłą ku sobie. Gdyby d było ściśle równe $d = \frac{f'+f''}{2} = f'$ wówczas przez pierwszą soczewkę przez widaćby było wszelkie rysy i zanieczyszczenia na drugiej soczewce. Dla tego obiera się odstęp trochę mniejszy zwykle $d = \frac{2}{3}f$; wtedy położenie płaszczyzn głównych H_1 i H_2 jest

$$x_1 = x_2 = \frac{df'}{d-f'-f''} = \frac{\frac{2}{3}f' \cdot f'}{\frac{2}{3}f' - 2f'} = -\frac{\frac{2}{3}f'}{\frac{4}{3}} = -\frac{f'}{2},$$ ogniskowa zaś systemu $f = \frac{f'f'}{2f' - \frac{2}{3}f'} = \frac{3f'}{4}$.

Na załączonej rycinie (Ryc 34) są odpowiednie punkty

$$p_{1F} = \frac{(d-f')f'}{d-f'-f''} = \frac{(\frac{2}{3}f' - f')f'}{\frac{2}{3}f' - f' - f'} = \frac{-\frac{1}{3}f'}{-\frac{4}{3}} = \frac{f'}{4}$$

Ryc 34.



zaznaczone. Przy konstrukcji obrazów wytworzonych przez ten system nie potrzebujemy się oglądać na soczewki a brać należy pod uwagę tylko ogniska i płaszczyzny główne, jak to zrobiono na rycinie

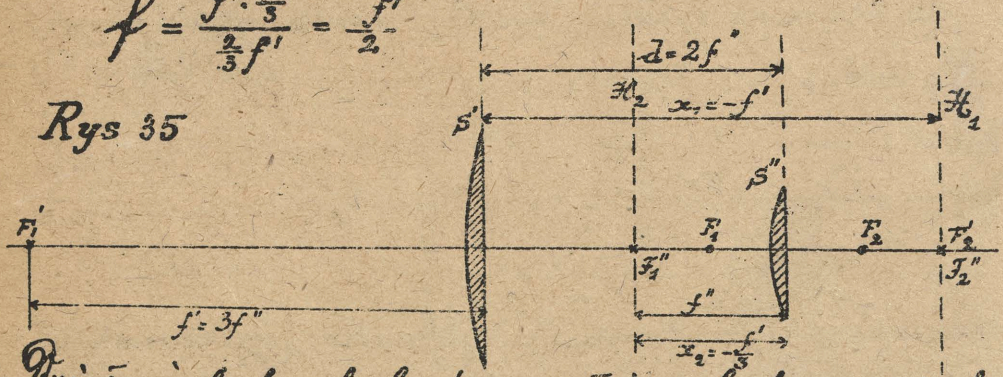
Okular Ramsdena nazywa się także dodatnim bo oba ogniska okularu padają poza powierzchnią i można go używać jako lupy. Inaczej ma się rzecz przy okularze Huyghensa, który składa się z dwóch płasko-wypukłych soczewek, zwróconych stroną płaską ku oku, przyczem zwykle $f' = 3f''$, przeto $d = \frac{f'_1 f''}{f} = 2f'' = \frac{2}{3}f'$ wskutek tego $p_{1F} = -\frac{f'}{2}$, $p_{2F} = \frac{f'}{6}$ czyli ognisko jedno leży między soczewkami, płaszczyzny główne mają położenie:

$$x_1 = \frac{df'}{d - f' - f''} = \frac{\frac{2}{3}f' \cdot f'}{\frac{2}{3}f' - f' - \frac{f'}{3}} = \frac{\frac{2}{3}f'}{-\frac{2}{3}} = -f'$$

$$x_2 = \frac{df''}{d - f' - f''} = \frac{\frac{2}{3}f' \cdot \frac{f'}{3}}{-\frac{2}{3}f'} = -\frac{f'}{3}$$ ogniskowa cał okularu

$$f = \frac{f' \cdot \frac{f'}{3}}{\frac{2}{3}f'} = \frac{f'}{2}$$

Rys 35



Działanie tych okularów w złożonych przyrządach optycznych poznamy później. —

14 VIII 22 r.

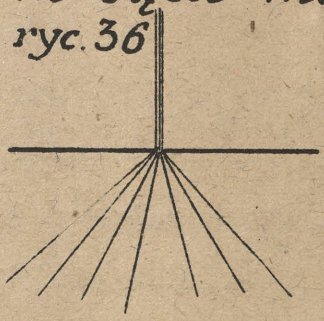


Optyka fizyczna

Dyfuzja światła.

Hypoteza promieni świetlnych, rozchodzących się po liniach prostych opisuje dotąd poznane zjawiska świetlne tylko „z grubsza". Gdy bowiem usiłujemy bardziej zwęzić wiązkę promieni przepuszczając ją przez coraz to mniejszy otwór (ryc 36) aby w ten sposób wydzielić w końcu jeden jedyny promień świetlny, wtedy następuje rzecz nieoczekiwana, a dla hypotezy promieni zabójcza: mianowicie obserwujemy, że z otworu bardzo wąskiego (setne i tysięczne części milimetra) światło nie rozchodzi się już prostolinijnie, ale po przejściu przez otwór rozlewa się ono szeroko — następuje dyfuzja światła; zatem promień świetlny prostolinijnie

ryc. 36



się rozchodzący, nie istnieje w znaczeniu fizycznem, jest on tylko — jak powiedzieliśmy we wstępie do optyki - fikcją, która nam ułatwia w optyce geometrycznej rozpatrywanie rozlicznych zjawisk. Jest analogja do tego zjawiska dyfuzji światła, a mianowicie w dziedzinie zjawisk głosowych: głos wychodzący n.p. z pokoju przez okno, również się rozlewa- mówimy ugina się — bo słyszeć go można wyraźnie i po bokach okna, nie tylko na linji prostej, łączącej źródło głosu z uchem przez otwór okienny. To naprowadza nas na myśl, że światło w istocie swej jest zjawiskiem podobnem do głosu, o którym wiemy, że pod względem fizycznym jest falowaniem cząstek powietrza lub innych ciał materjalnych. W tem miejscu poświęcimy nieco uwagi ruchowi falowemu.

15 W.

Falowanie.

Przykładów ruchu falowego spotykamy wiele w przyrodzie: faluje swobodna powierzchnia spokojnej wody, gdy do niej wpadnie kamyk, łan zboża, gdy wiatr nim potrząsa, struna napięta, gdy ją palcem szarpniemy. Proste doświadczenie uczy nas, że na powierzchni wody cząstki wody z falą nie posuwają się naprzód, a tem mniej kłosy łanu zbożowego lub cząstki struny. Korek rucony na powierzchnię falującej wody przekonywa nas o tem, że cząstki wykonują tylko ruch prostopadły do powierzchni wody, gdy grzbiet fali nie jest zbyt wysoki, a kłosy chylą się tylko naprzód i w tył.

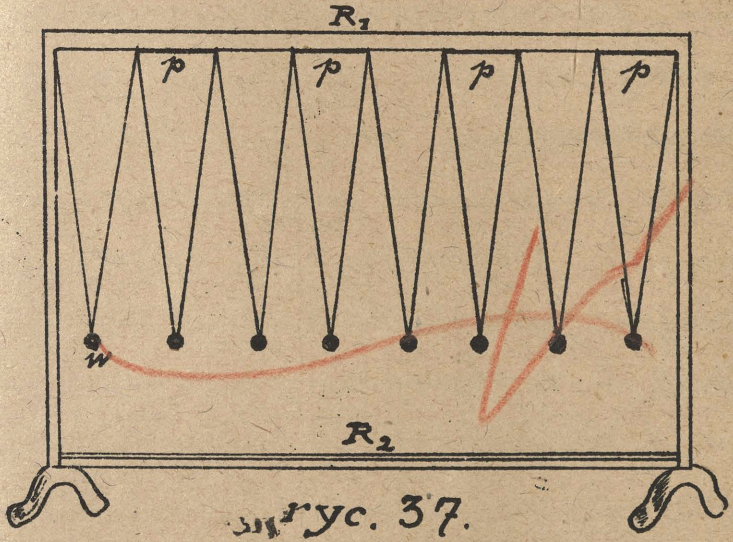
Tem, co przenosi się w powyższych przykładach z miejsca na miejsce jest ruch cząstek prostopadły do kierunku rozchodzenia się fali jak na wodzie lub w strunie, albo nachylony do tego kierunku, jak w

łanie zbaczu. Uprościmy sobie opis zjawiska falowania, przyjmując dwa główne jego typy: w pierwszym, jak na powierzchni wody ruch niech się odbywa normalnie do kierunku rozchodzenia się fali, w drugim, jak w zjawisku głosu ruch cząstek ma kierunek rozchodzenia się fali. Pierwszy nazywamy poprzecznym, drugi podłużnym ruchem falowym. W obu przypadkach, ruch każdej cząstki odbywa się około pewnego stałego punktu i można go uważać za ruch harmoniczny, określony równaniem: $y = a \sin \omega t = a \sin 2\pi \nu t = a \sin \frac{2\pi}{T} t$, przyczem ν jest częstością ruchu okresowego, T zaś jego okresem i między niemi istnieje związek:

$$\nu T = 1$$

Ruch ten udziela się po pewnym bardzo krótkim czasie, w taki lub inny sposób sąsiednim cząstkom i przesuwa się po nich z mniejszą lub większą prędkością c.

Zilustrować można ten ruch przy pomocy maszyny falowej. (ryc. 37) Składa się ona, jak to widocznem jest na załączonej rycinie z ramy drewnianej lub żelaznej R_1



ryc. 37.

na której zawieszone są bifilarnie wahadełka w gęsto jedno obok drugiego. Naryciu są one tak ustawione że wahania odbywać się mogą tylko prostopadle do płaszczyzny ram; powstaje wtedy poprzeczny ruch falowy. Ale jeżeli je przy pomocy odpowiednich poprzeczek po obrócimy o 90°, natenczas mogą wykonywać ruch wahadłowy tylko w płaszczyźnie ramy w kierunku listwy R_2; w tym wypadku możemy wytworzyć ruch falowy

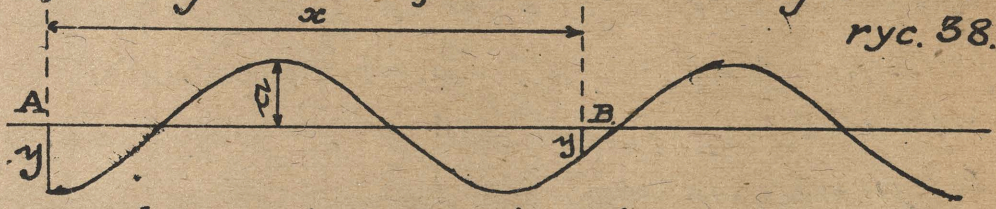
podłużny. Cząstki falownicy są luźnie obok siebie umieszczone, wskutek czego sami musimy przy pomocy odpowiedniego urządzenia ich ruch harmoniczny (wahadłowy przenosić z jednej cząstki na drugą w ten sposób, że przesuwamy wzdłuż listwy R_2 linecal, który wychyla wahadełka z pozycji równowagi. Obserwujemy wtedy, że przy poprzecznym ruchu falowym powstają wypukłości i wklęsłości, nazywamy je grzbietem i doliną fali; przy podłużnym występują zgęszczenia i rozrzedzenia cząstek, które z prędkością, właściwą danemu środowisku posuwają się naprzód. Grzbiet i dolina fali powstają tam, gdzie cząstki najwięcej są wychylone z położenia równowagi. W węzłach między grzbietem a doliną cząstki zajmują normalne położenie równowagi. W falach podłużnych węzłom odpowiadają punkty zgęszczenia i rozrzedzenia dlatego,



boku nim zdążają z obu stron lub też od nich odbiegają sąsiednie cząstki, w przeciwnych kierunkach się poruszające.

Równanie ruchu falowego.

Falowanie da się przy tych prostych założeniach jakie zrobiliśmy łatwo ująć w formułę. Drganie cząstki A w miejscu x=0



ryc. 38.

określone niech będzie równaniem:

$y = -a \sin \frac{2\pi t}{T}$, gdzie a jest amplitudą, czyli największem wychyleniem, T okresem drgania, y zaś wychyleniem w dowolnej chwili t. Ogólnie można rozumieć przez y także jakąkolwiek wielkość w punkcie A, która się zmienia periodycznie z czasem i udziela się sąsiednim cząstkom. W punkcie A nietylko może się odbywać zjawisko ruchu

ale dowolne zjawisko, byleby się perjodycznie odbywało, np. może się tam zmieniać perjodycznie temperatura, siła elektryczna (w falowaniu elektromagnetycznem) i.t.d., a wtedy y oznacza temperaturę, siłę. Chodzi nam teraz o to, aby określić także stan y w dowolnem miejscu x i w dowolnej chwili t, a zatem wyznaczyć funkcję $y = f(x,t)$. Ponieważ stan A rozchodzi się wzdłuż osi x z prędkością c, przeto dojdzie do punktu B w miejscu x w czasie $\tau = \frac{x}{c}$. W miejscu B będzie zatem istniał w chwili t taki stan y (wychylenie) jaki istniał w punkcie A w chwili wcześniejszej od t o $\tau = \frac{x}{c}$, a zatem w chwili $t - \tau = t - \frac{x}{c}$, to znaczy $y = -a \sin \frac{2\pi(t-\frac{x}{c})}{T} =$
$= -a \sin 2\pi\left(\frac{t}{T} - \frac{x}{cT}\right) = a \sin 2\pi\left(\frac{t}{T} - \frac{x}{\lambda}\right)$
To jest (wychylenie) stan punktu B w dowolnej chwili t, czyli jest to równanie ruchu falowego. Wielkość $\lambda = cT$

jest odstępem przebytym wzdłuż osi x z prędkością c w czasie jednego okresu i nazywa się długością fali. $\lambda = cT = \frac{c}{\nu}$

Równanie ruchu falowego $y = a \sin 2\pi\left(\frac{t}{T} - \frac{x}{\lambda}\right)$, przedstawia historję każdej cząstki, której współrzędne $x = x_1$ jest daną, czyli kinematograficzny obraz ruchu jednej cząstki. Wtedy bowiem $y = a \sin 2\pi\left(\frac{t}{T} + b\right)$, (gdzie $b = \frac{x_1}{\lambda}$) jest równaniem ruchu harmonicznego. Ale ~~to~~ równanie przedstawia także rozmieszczenie wszystkich cząstek (geografję) w pewnej ściśle określonej chwili $t = t_1$, czyli momentalne zdjęcie fotograficzne wszystkich cząstek w ruchu w chwili t_1. Wtedy $y = a \sin\left(m + 2\pi \frac{x}{\lambda}\right)$ jest sinusoidą, na której leżą wszystkie cząstki. Gdy falowanie ze źródła C rozchodzi się we wszystkich kierunkach, wtedy wszystkie punkty, dla których stan y (wychylenie) jest ten sam, czyli, jak się

wyrażamy w fizyce, które są w zgodnej fazie, leżą na pewnej powierzchni, którą nazywamy powierzchnią falową.

Płaska fala.

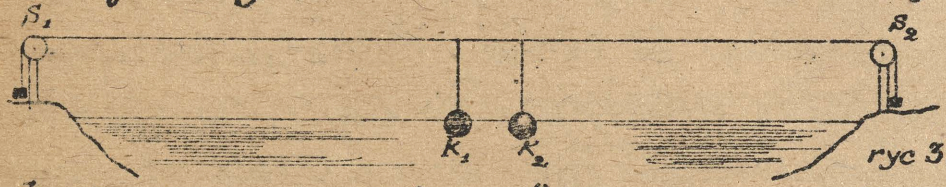
Gdy źródłem fali przesuwającej się n.p. po powierzchni stawu lub w powietrzu jest punkt, wtedy fala rozchodzi się w formie kół współśrodkowych, lub kul, których środkiem jest źródło fal. Na każdem kole lub kuli panuje ten sam stan, określony wielkością y. W odległościach bardzo znacznych łuk koła, względnie czaszę kulistą stanowiącą część fali można uważać za linję prostą, względnie płaszczyznę. Mówimy wtedy o falach płaskich. O ile światło uważać będziemy za ruch falowy, natenczas napewno fala świetlna od słońca lub gwiazd pochodząca może być uważaną za falę płaską.

Falą płaską również będzie wiązka promienia ~~która~~ równoległych, która opuściła soczewkę tak, jakgdyby jej ~~obraz~~ źródło znajdowało się w nieskończoności

Interferencja fal.

Gdy z dwóch blisko leżących źródeł fali rozchodzą się dwie fale, wtedy cząstki środowiska, w którem się fale rozchodzą, są równocześnie podległe działaniu obu ciągów fal i następuje wtedy t. zw. zjawisko interferencji fal. Jeśli n.p. działania obu ciągów fal na daną cząstkę są równe i przeciwnie skierowane, wtedy działanie wypadkowe na cząstkę jest zeru; gdy zaś działania obu fal są równe i zgodne, wtedy działanie wypadkowe jest większe, aniżeli każde działanie zosobna i równa się sumie obu działań. Między tymi końcowymi przypadkami leżą pośrednie, w których działania obu ciągów tylko częściowo się znoszą. Łatwo obserwować zjawisko interferencji na powierzchni spokojnego stawu, gdy w dwóch bliskich miejscach na jego powierzchni będziemy wzbudzali

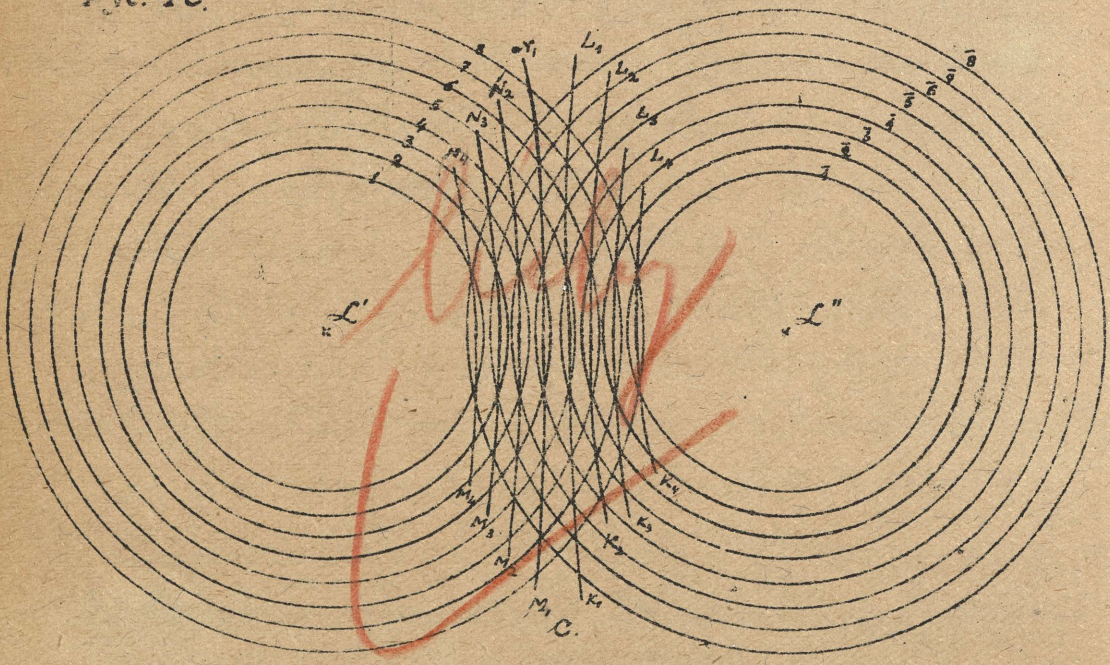
fale n.p. przez zanurzanie i wyjmowanie dwóch kul, które wiszą na poziomym sznurze S_1S_2 wykonywującego poprzeczny ruch falowy. Niech temi źródłami fal



ryc 39.

będą punkty L' i L'' (ryc. 40). Narysujmy ciągi kół współśrodkowych w odstępach $\frac{\lambda}{2}$ około środków L' względnie L''

ryc. 40.



i nazwijmy je numerami 1, 2, ... względnie $\bar{1}, \bar{2}, \bar{3}, \ldots$ Koła te wskazują grzbiety względnie doliny fal w pewnej oznaczonej chwili t. W punktach przecięcia się kół następuje interferencja fal. W punktach $(1,\bar{1})$ $(2,\bar{2})$, ... dalej $(1,\bar{3})$, $(1,\bar{5})$, ... $(2,\bar{4})$, $(2,\bar{6})$, ... gdzie grzbiet, względnie dolina jednej fali schodzi się z grzbietem względnie z doliną drugiej fali, nastąpi sumowanie działań, cząstki więc wyniesione tam zostaną na znaczniejszą wysokość, aniżeli w przypadku pojedyńczej fali. Zato w miejscach $(1,\bar{2})$, $(\bar{1},2)$, $(2,\bar{3})$ działania obu ciągów fal na cząstki stale się znoszą, cząstki w tych miejscach pozostają trwale w spoczynku. Połączywszy punkty dla których różnica dróg od źródeł L' i L'' jest stale równa $(2n+1)\frac{\lambda}{2}$ $(n=0,1,2\ldots)$ otrzymamy krywe M_1N_1, M_2N_2 ..... K_1L_1, K_2L_2 ..... wzdłuż których cząstki są stale w spoczynku, podczas gdy prze-

dzy niemi przesuwa się, z prędkością, właściwą danemu środowisku, ciąg fal. Ponieważ różnica odległości dowolnego punktu na powyższych krzywych interferencyjnych od źródeł L' i L'' jest stałą $r_1 - r_2 = (2n+1)\frac{\lambda}{2}$, przeto krzywe te są hyperbolami.

Patrząc na ryc. 40 od dołu C ku źródłom L' i L'', stwierdzamy, że w pewnych punktach $M_1, M_2 \ldots K_1, K_2 \ldots$ zjawisko falowania nie istnieje, między tymi punktami zaś wystąpi ono wybitniej. Energja falowania została zróżnicowana, koncentruje się mianowicie w pewnych miejscach, a za to w innych znika.

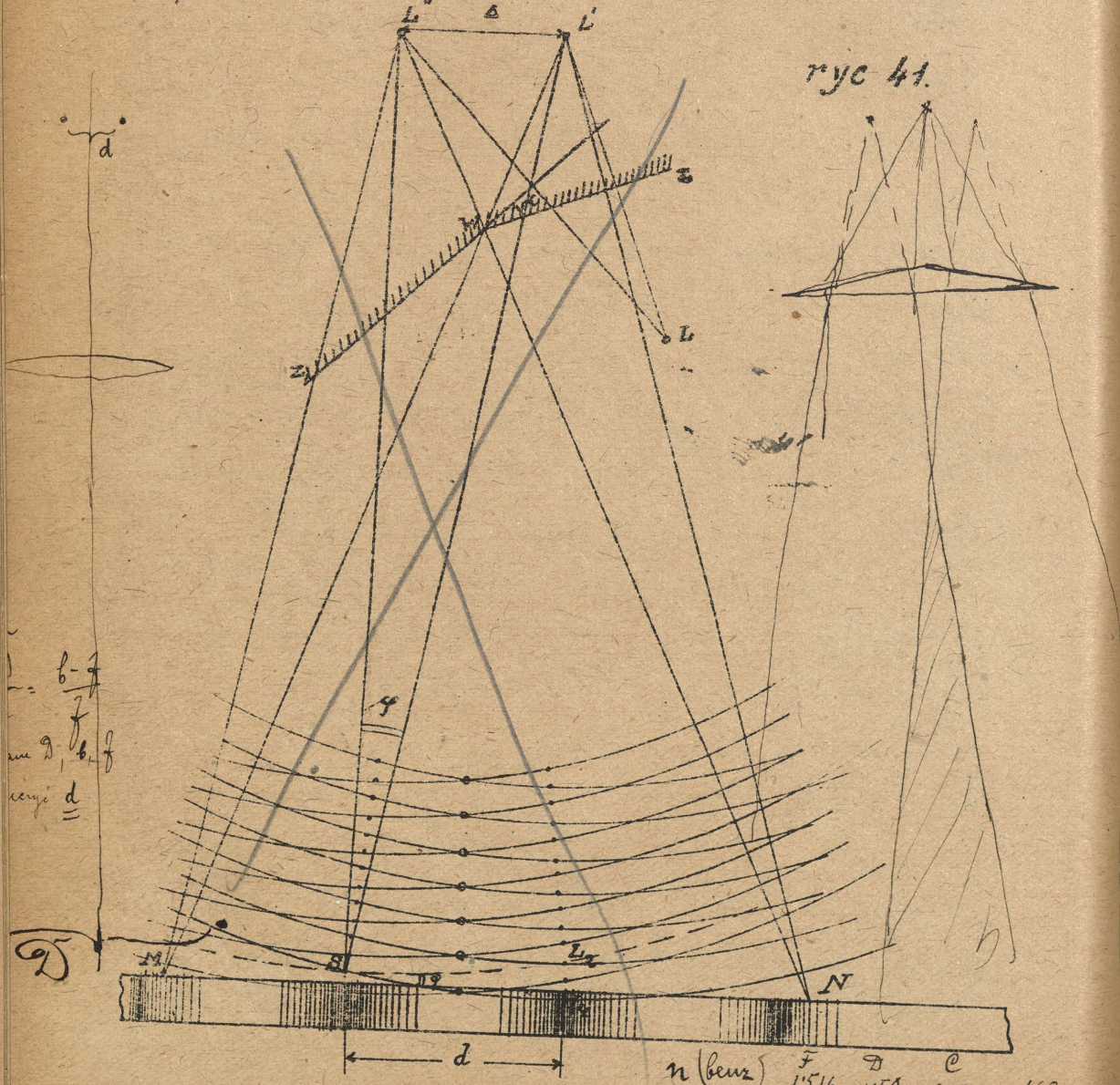
Doświadczenia Fresnel'a nad interferencją światła.

Śmiałą myśl, że światło jest w swej istocie ruchem falowym powziął fizyk holenderski Huyghens w XVII wieku. W tym

czasie powszechnem uznaniem cieszyła się teorja emisyjna Newtona, która na zasadzie opiera się na hypotezie promieni świetlnych wytworzonych jakoby przez drobniutkie cząsteczki wyrzucane z ciał świecących. Powaga naukowa Newtona była tak wielką, że teorja falowa Huygchens'a nie znalazła należytego zrozumienia przez całe następne stulecie. Dopiero klasyczne doświadczenia angielskiego lekarza Thomasa Young'a i fizyka francuskiego Augusta Fresnel'a nad interferencją w początkach XIX stulecia ugruntowały teorję falową i zapewniły jej niesłychany rozkwit.

Young i Fresnel obserwowali obojzjawisko interferencji wytworzone przez ciągi fal świetlnych, wyrzucanych przez dwa źródła światła. Young używał dwóch szpar, Fresnel zaś używał do wytworzenia dwóch bliskich źródeł światła dwóch zwierciadeł płaskich nachylonych do siebie pod

bardzo małym kątem ε liczącym minuty kątowe lub (v. str. 104a)
Szpara świecąca L (rys. 41) wysyła do obu



rys 41.

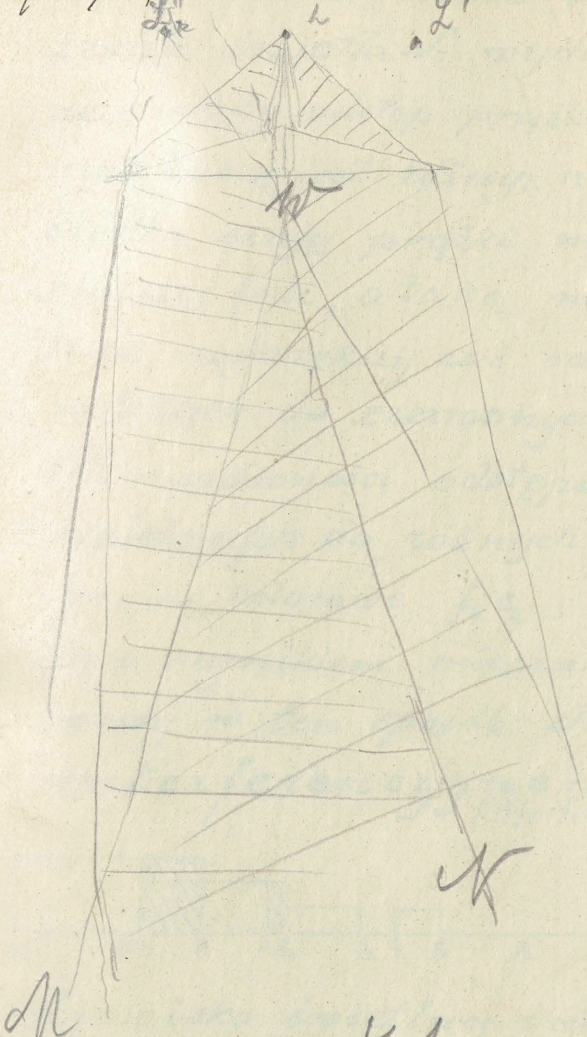
części pryzmatu
zwierciadeł promienie, które po ~~odbiciu~~ załamaniu się
w każdej połówce
~~od każdego zwierciadła~~ mają taki kierunek,
jakgdyby pochodziły od obrazów szpary
L' i L''. Wspólna część świetlnych fal in-
terferuje w przestrzeni WM.N i gaśnie w pun-
ktach, gdzie grzbiet jednej fali schodzi się z
doliną drugiej, a daje podwójną jasność w
miejscach oznaczonych kółkami, gdzie spotyka-
ją się fale grzbietami lub dolinami. Następu-
je inny rozdział energji promienistej, zupełnie
podobnie, jak na poprzedniej rycinie 40.
W pewnych kierunkach ona się skupia,
w innych znika zupełnie, podobnie jak po-
przednio energja fal wodnych. Gdy w bieg
fal wstawimy zasłonę, wtedy okażą się na
niej prążki - jasne i ciemne, o ile tylko
światło z L wychodzące jest jednorodne
n.p. przepuszczone przez rubinowe szkło. 16 wyk.

Odstęp pierwszego ciemnego prążka 28/X 1924
od jasnego środka łatwo wyznaczyć. W ma-
łym trójkącie SL_1L_2 można łuki koła

SL_1 i SL_2 uważać za proste; jego podstawą jest h, a boki $SL_1 = SL_2 = d$, równe odstępowi d dwóch pierwszych ciemnych prążków, zawierają bardzo mały kąt wierzchołkowy φ, przeto $h = d\varphi$, albo $d = \frac{h}{\varphi}$. Ale taki sam kąt zawierają między sobą dwa promienie kół $L'S$ i $L''S$, które różnią się między sobą tylko o bardzo małą wielkość $\frac{\lambda}{2}$; przeto kąt φ jest także kątem pod którym widzimy odstęp Δ dwóch źródeł L', L'' z odległości l zasłony i ten kąt można łatwo pomocy teodolitu wyznaczyć. W ten sposób wymierzywszy jeszcze przy pomocy lupy małą odległość d, jesteśmy łatwo w możności wyznaczyć nieznaną nam dotąd wielkość h.

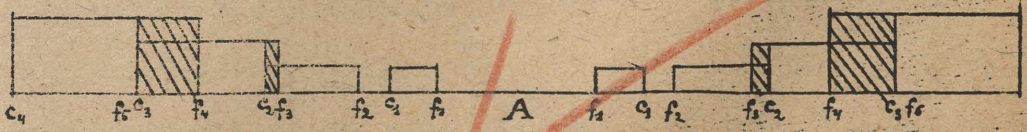
Zamiast φ można także napisać $\varphi = \frac{\Delta}{l}$; wskutek tego $d = \frac{\lambda l}{\Delta}$, wyraźnie wskazuje jak dobrać należy wielkość l i Δ, aby odstęp d był możliwie największy. Odstępy dalszych ciemnych prążków są, jak łat-

bipryzmatu o bardzo ostrym kącie łamiącym różniącym się od 180° o kilka minut (rys. 41)



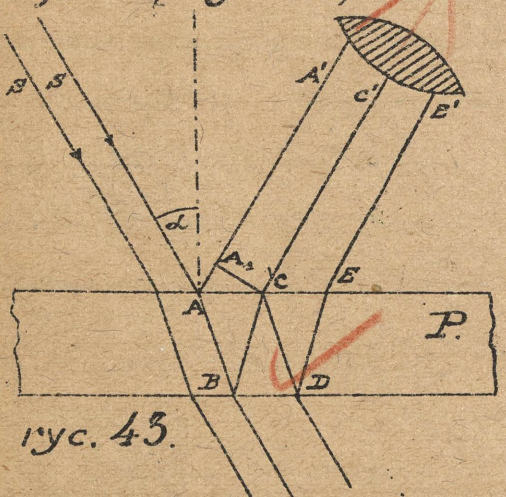
rys. 41

wo zrozumieć można 2d, 3d, it.d. Gdy ze źródła światła L wychodzi światło mieszane, wtedy odstęp prążków, należących do różnych barw, jest różny; najmniejszy odstęp od środka mają prążki należące do barwy o najkrótszej fali, a taką mają promienie fioletowe, największy zaś odstęp mają prążki należące do czerwonych promieni. Wskutek nierówności odstępów prążków, ~~należą~~ należących do różnych barw, otrzymamy prążki kolorowe $f_3 c_2$, $f_4 c_3$ .... (ryc 42), będące wynikiem mieszania się barw. Takie barwy w ten sposób złożone, nazywamy interferencyjnemi. ($Af_1 = f_1 f_2 = f_2 f_3 = \dots \; Ac_1 = c_1 c_2 = c_2 c_3 = \dots$) ryc. 42



Zjawisko świetlnej interferencji występuje w wielu innych przypadkach. Przedewszystkiem zaliczyć tutaj należy powstawanie barw w bańkach mydlanych, w cienkich

warstewkach nafty, rozlanej na wodzie, wcienkich płytkach kryształów. Nie będziemy wchodzili w szczegóły matematyczne wszystkich tych zjawisk, a tylko krótko zastanowimy się nad grą barw w barwikach mydlanych, jako typowym przykładem interferencji w cienkich płytkach. Na płytę równoległą P (rys. 43) bardzo cienką, pada jednorodna wiązka światła SS, która częścią się odbije w kierunku AA', częścią się załamie w kierunku AB, w punkcie B, znowu część się odbije, część



rys. 43.

załamie i.t.d. Weźmiemy pod uwagę te wiązki, które się odbiją, a więc AA', CC', EE'.... Różnią się one między sobą tem, że natężenie ich światła wskutek jednokrotnego, dwukrotnego i.t.d, od-

bicia się i załamania maleje i to bardzo szybko, a następnie długością przebytej drogi. Np. różnica dróg promieni AA' i CC' wynosi ABC (w szkle) i AA_1 w powietrzu i zależy od kąta padania α, od grubości płytki, od jej współczynnika załamania i wreszcie od długości fali świetlnej. Nietrudno ją obliczyć.

Gdy ta różnica dróg wynosi $\frac{\lambda}{2}, 3\frac{\lambda}{2}$... wtedy na siatkówce oczu, na której skupiają się równoległe promienie AA', CC'... nie powstaje żadne wrażenie świetlne; przeciwnie zaś siatkówka zostaje silnie podrażniona, gdy różnica dróg wynosi $\lambda, 2\lambda$... Można zmieniać tę różnicę przez zmianę grubości płytki, albo kąta nachylenia. Gdy zamiast monochromatycznej wiązki świetlnej padać będzie na płytkę białe światło złożone, otrzymamy w świetle odbitem barwy interferencyjne. Gdy P jest małą częścią

bańki mydlanej wtedy patrząc stale w tym samym kierunku AA na nią, spostrzegać będziemy różne kolory w bańce, zależnie od jej grubości, którą przez wydmuchiwanie zmieniać możemy. W bańce będącej równocześnie wypukłem zwierciadłem widać zwykle zmniejszony pozorny obraz okna zabarwiony odpowiednimi barwami interferencyjnemi. Najpierw gdy grubość warstewki mydlin jest taką, że różnica dróg odbitych promieni wynosi λ czer. 2 λ żół. natenczas wzmocnią się promienie czerwone, inne zaś częściowo lub całkowicie się wygaszą; wskutek tego obraz okna w bańce okaże się czerwonym. W miarę tego jak grubość ścianki bańki maleje, różnica dróg wynosi kolejno $\lambda_{\text{żółt.}}$ $\lambda_{\text{ziel.}}$ i t. d. aż do $\lambda_{\text{fiol.}}$ wskutek tego zmieniają się także kolory, przechodząc od czerwonego, kolejno przez wszystkie barwy widma do fioletowego. Gdy grubość stanie

się mniejszą, aniżeli długość najkrótszej fali świetlnej, wtedy o grze barw już niema mowy, barwa bańki jest jednostajnie stalowa.

Gdy zaś przy stałej grubości bańki patrzymy na nią **pod różnemi kątami**, wtedy także się zmienia różnica dróg w zależności od kąta padania, a z nią i barwa bańki.

Gdy grubość płytki nie jest stałą, lecz się powoli zmienia, np. gdy dwie płaszczyzny tworzą klin o bardzo małym kącie nachylenia, wtedy w świetle jednorodnem, padającem prawie normalnie na jego powierzchnię widać prążki jasne i ciemne równoległe do krawędzi klina, które powstają kolejno tam, gdzie, wskutek zmiennej grubości klina h, wytworzy się różnica dróg h. 2h. 3h, wzglę-

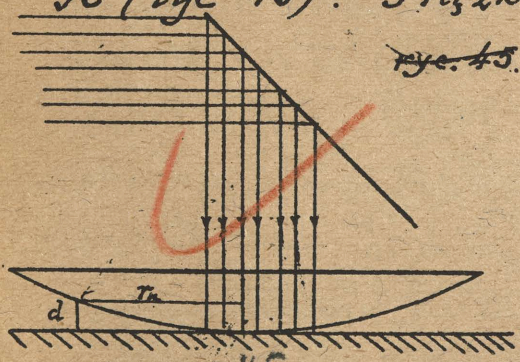
ryc. 44.



dnie $\frac{h}{2}$, $3\frac{h}{2}$ .... Klin taki można z łatwością otrzymać, gdy prulik w formie prostokąta zanurzymy do mydlin.

Gdy klinem jest warstwa powietrza o grubości d zawarta między dwiema do siebie nachylonemi płytami, wtedy różnica dróg dla promieni prawie prostopadle padających wynosi 2d i odstęp prążków w zależności od kąta nachylenia d łatwo obliczyć.

Zamiast klina użył Newton płyty szklanej na którą położył soczewkę płasko-wypukłą o promieniu krzywizny R (ryc 45). Prążki interferencyjne „równej grubości" w odbitem świetle są kołami, których promienie stoją do siebie w stosunku $r_1 : r_2 : r_3 : \ldots = \sqrt{1} : \sqrt{2} : \sqrt{3} : \ldots$ Prążki bowiem powstają tam, gdzie $2d = h, 2h, 3h$, a ponieważ $r_n^2 = d(2R-d) \neq d.2R$, gdzie $2R$ jest



~~ryc. 45.~~

ryc. 45.

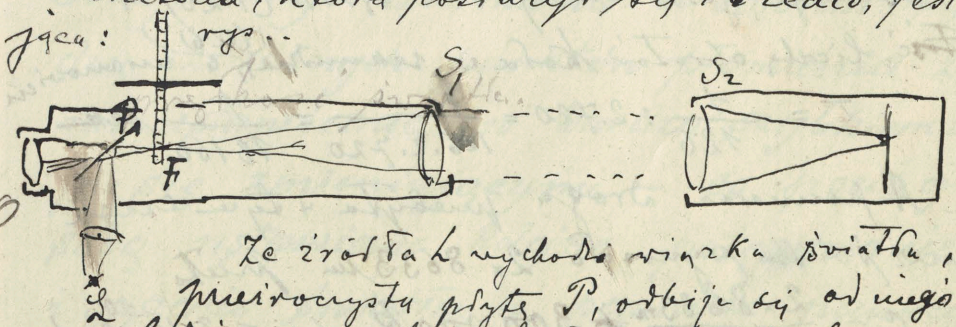
Przy pomocy zjawisk interferencji można łatwo, ale ~~niezupełnie~~ mniej dokładnie wyznaczyć długość fali świetlnej. Z pomiarów tych okazuje się, że długość fali światła ~~widzialnego~~ leży w granicach 0·0004 do 0·0007 mm czyli 0·4 do 0·7 μ (mikronów).

— i mydliny spływają i tworzą się warstwa zmiennej grubości w formie klina, w której widoczne są prążki interferencyjne.

Najkrótsze są fale fioletowe, długość fal żółtych (sodu) wynosi 0·589 μ, najdłuższe zaś fale czerwone.

Ze związku $\lambda = \frac{c}{r}$ można obliczyć r, jeśli znane jest prędkość rozchodzenia się promieniowania. Prędkość światła znalazł pierwszy Olaf Römer (1673), astronom duński, ~~później metodą~~ przez obserwację zjawisk astronomicznych. Później wyznaczył ją ~~drogą~~ doświadczeniem laboratoryjnem Fizeau (1849) i Foucault (1862)

Metoda, którą posłużył się Fizeau, jest następująca: rys..



Ze źródła L wychodzi wiązka światła, trafia przeźroczystą płytę P, odbija się od niego i przechodzi między zębami koła szybko się obracającego na soczewkę S_1, której ognisko leży w F. Wskutek tego promienie wychodzą równolegle, i dochodzą w odległości kilku km do drugiej soczewki, która je skupia na

~~Dokła~~ zwierciadle Zw. Po odbiciu się, promienie wracają ~~dokładnie tęsa~~ z powrotem wypełniając dokładnie tęsamą przestrzeń co w drodze pierwotnej, i przeszedłszy przez płytkę przeźroczystą P dochodzą do oka przez okular O, tak że oko widzi obraz szpary w L.

Gdy koło wprawione zostało w szybki ruch obrotowy, ~~w pewnej c~~ znikał obraz szpary dla pewnej prędkości obrotowej. ~~Nastąpiło to wtedy~~, Promień bowiem, który przeszedł między zębami koła ~~A~~ do zwierciadła Zw. trafił w powrotnej drodze na ząb — a zatem czas τ potrzebny na przebycie przez światło drogi od koła do zwierciadła Zw i z powrotem do koła równa się dokładnie czasowi, jakiego potrzebował ząb koła aby się przesunąć do otworu między zębami. Ten czas ~~jest znany, bo~~ można łatwo obliczyć, jeśli znamy ilość zębów (720) i ~~częstość~~ liczbę obrotów koła w sekundzie (12·6), a mianowicie

$$\tau = \frac{1}{12{\cdot}6} : 2.720 = \frac{1}{12{\cdot}6.2.720} = \frac{1}{18160} \text{ sek}$$

~~Wyn~~ ... A ponieważ droga przebyta w tym czasie przez światło wynosiło 2×8633 m przeto

$$c = \frac{2 \times 8633 m}{\tau} = 300{,}000 \text{ Km/sek} = 3.10^{10} \text{ cm/sek.}$$

Zatem liczba drgań w sekundzie

$$\nu = \frac{c}{h} = \frac{3.10^{10}}{0{\cdot}00005} = 6.10^{14}$$

średnicą soczewki ; $n = 1, 2, 3 \ldots$ przeto $r_n = \sqrt{R.2d} = \sqrt{R.n\lambda}$ czyli $r_1 : r_2 : r_3 \ldots = \sqrt{1} : \sqrt{2} : \sqrt{3} \ldots$

Interferować mogą z sobą tylko promienie, które, wychodząc z tego samego źródła mają równą fazę albo przynajmniej stałą różnicę faz. Nie mogą zatem interferować promienie wychodzące z dwóch różnych punktów tego samego źródła; gdy na przykład dwie szpary ustawimy naprzeciw płomienia - interferencji promieni z obu szpar wychodzących nie otrzymamy. Promienie te bowiem wychodzą z różnych punktów płomienia z fazami ustawicznie w bardzo szybkiem tempie się zmieniającymi - co pociąga za sobą ustawiczne kolejne potęgowanie się i osłabienie światła w pewnym punkcie zasłony w tak szybkim tempie, że tego spostrzec nie możemy.

Uginanie się światła.

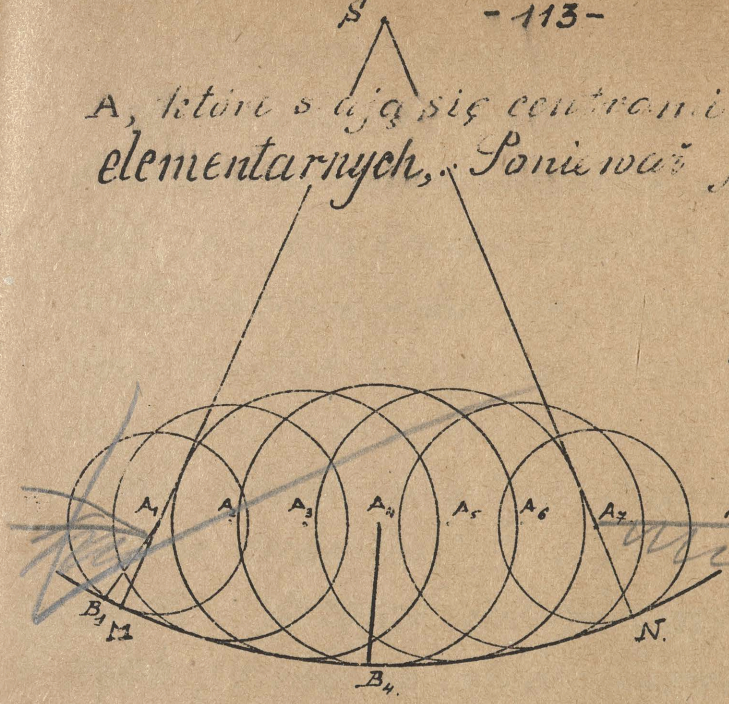
Zasada Huyghens'a.

Stanąwszy raz na gruncie hipotezy, że światło jest w swej istocie zjawiskiem falowania, należy przedewszystkiem 1) pokazać, że ta hipoteza nie sprzeciwia się zasadom na których oparliśmy optykę geometryczną, a zatem wywieść z tej hipotezy prawo prostolinijnego rozchodzenia się światła, prawo odbicia i załamania, a następnie 2) wyciągnąć z niej najdalej idące wnioski i zobaczyć czy zgodne są z doświadczeniem.

Aby wytłomaczyć powyższe podstawy zjawiska optyki geometrycznej, przyjął Huyghens zasadę, że każdy punkt $A_1, A_2, A_3 \ldots$ (ryc 46) ogarnięty falą, która wyszła ze źródła S, jest źródłem nowych elementarnych fal, których obwiednia jest czołem, fali (linją lub powierzchnią).

Źródło fal S wysyła fale do punktów

A, które stają się centrami nowych fal elementarnych. Ponieważ jedne z punktów (A_3, A_4) zostały prędzej tknięte falą aniżeli drugie (A_1, A_6) przeto promienie fal elementarnych z nich się rozchodzących są po pewnym czasie t, który upłynął od chwili wyjścia fali z S większe ($A_4 B_4 > A_1 B_1$) aniżeli promienie fal, które wyszły z A_1 A_6 ... Obwiednia fal elementarnych MN jest czołem fali wychodzącej z S, poza MN nie ma obwiedni, tam panuje cień światła i zarazem cień geometryczny, jak tego żąda definicja promienia świetlnego.



ryc 46.

18 wykładów
29/X 1924.

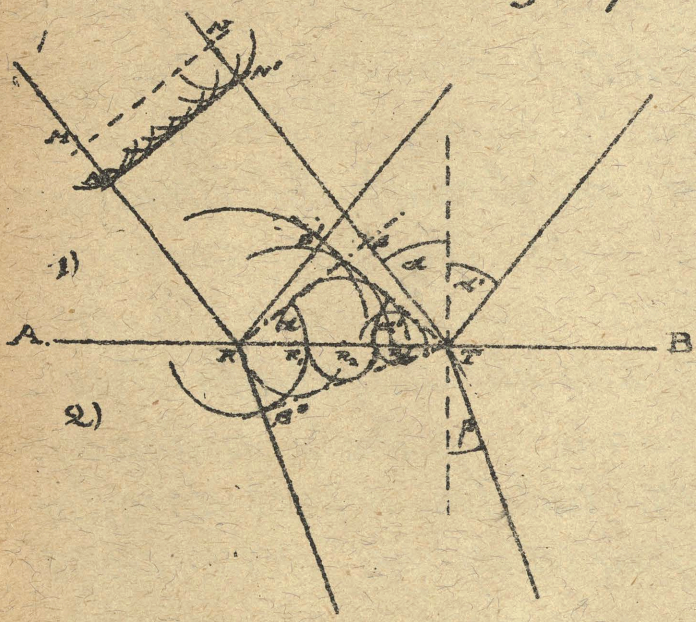
Zasada Huyghens'a - Fresnel'a.

W ten sposób prostolinijne rozchodzenie się światła i powstawanie cienia można wytłomaczyć, ale dla bardzo wąskich szpar zawodzi to tłomaczenie - bo nie wyjaśnia tych ciekawych zjawisk uginania, które są tak powszechne przy ruchu falowym na wodzie, lub w zjawisku głosu. Dlatego Fresnel uznał za konieczne uzupełnić tę zasadę Hughensa przez to, że przyjął interferencję fal elementarnych, czego nie mógł Huyghens zrobić, bo mu nie było znanem zjawisko interferencji światła. Ta zasada Huyghens'a - Fresnel'a opiewa zatem: punkty środka, ogarnięte falą stają się centrami nowych elementarnych fal, które z sobą interferują według zasad interferencji. Tam więc, gdzie fale elementarne się wzmacniają, spotęguje się światło, gdzie się niszczą, powstaje ciemność. Ta zasada Huyghens'a tłomaczy nam wszystkie zjawiska świetlne znane pod nazwą uginania, dalej prosto

liniowość rozchodzenia się światła, odbicie i załamanie się promieni. > 20 wykł. 14/XI 1921

To ostatnie zresztą także z zasady Huygensa wywieść łatwo. Na granicę AB dwóch ośrodków 1) i 2) pada fala płaska MN pod kątem α. Punkty R T tej granicy stają się centrami nowych

rys. 47.



elementarnych fal, które rozchodzą się w ośrodku 1) z prędkością c_1, w ośrodku 2) zaś z prędkością c_2. Ponieważ jednak punkty R_1, R_2, R_3 w różnych chwilach tknięte zostają falą, toteż i fale elementarne z nich zakreślone w pewnej chwili mają różne promienie, proporcjonalne do c_1, w ośrodku 1) zaś do c_2 w ośrodku 2). Wyrysu-

jemy te fale elementarne w chwili, gdy pierwotna fala płaska trafi punkt T. Obwiednią fal odbitych jest ST, a ponieważ $RS' = ST$, $RT = RT$, a kąt przy S' równa się kątowi przy S jako proste przeto

$$\triangle RST \cong \triangle RS'T$$

a stąd wynika prawo odbicia się fali:

$$\measuredangle \alpha = \measuredangle \alpha'$$

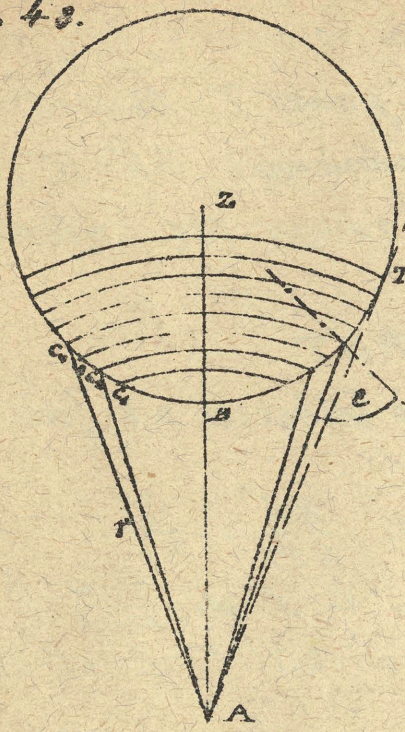
Kąt załamania $\sin\beta = \frac{RS''}{RT} = \frac{C_2 t}{RT}$

zaś $\sin\alpha = \frac{RS'}{RT} = \frac{C_2 t}{RT}$, a stąd $\frac{\sin\alpha}{\sin\beta} = \frac{C_1}{C_2} = n$ dla dwóch ośrodków, niezależnie od kąta padania.

Obliczenia natężenia światła na podstawie zasady Huyhens'a-Fresnel'a.

Obecnie rozpatrzymy niektóre zjawiska na podstawie ogólniejszej zasady Huyghensa-Fresnel'a. Ze źródła światła Z (ryc. 48) rozchodzi się fala, która w pewnej chwili t ogarnie punkty leżące na powierzchni kuli o promieniu ZB. Wszystkie te punkty stają się źródłami fal

ryc. 4-3.



elementarnych, które dochodzą do każdego punktu, a więc np. do A. Aby idą działania w punkcie A obliczyć, dzielimy za przykładem Fresnela powierzchnię kulistej warstwy strefy promieniami AC_1, AC_2 w ten sposób, że każdy następny promień AC_2 różni się od poprzedniego małą wielkością $\frac{\lambda}{2}$. Łatwo obliczyć powierzchnie tych małych, elementarnych stref, ale przy naszych rozważaniach jest to zbyteczne. Działanie każdej elementarnej fali, nadchodzącej z elementarnej strefy, która jest pasem kulistym, takim jak CC_1 zależy od trzech czynników: 1) od wielkości powierzchni danej strefy, 2) od odległości $AC_1 = r$ strefy od punktu A i 3) od kąta nachylenia stre-

fy względem promienia AC_1. Działanie stref w punkcie A będzie tem mniejsze im bardziej są odległe od strefy centralnej dlatego bo i odległość ich się zwiększa, a ponadewszystkiem zwiększa się kąt nachylenia promieni α.

Nazwijmy działania kolejnych stref w p. A przez S_1, $-S_2$, S_3, $-S_4$ .... przyczem znak minus znaczy, że elementarna fala z danej strefy dochodzi do punktu A z fazą różniącą się od sąsiedniej o $\frac{1}{2}\lambda$, natenczas wypadkowe działanie S wszystkich stref wp. A

$$S = S_1 - S_2 + S_3 - S_4 + \cdots \pm S_n$$

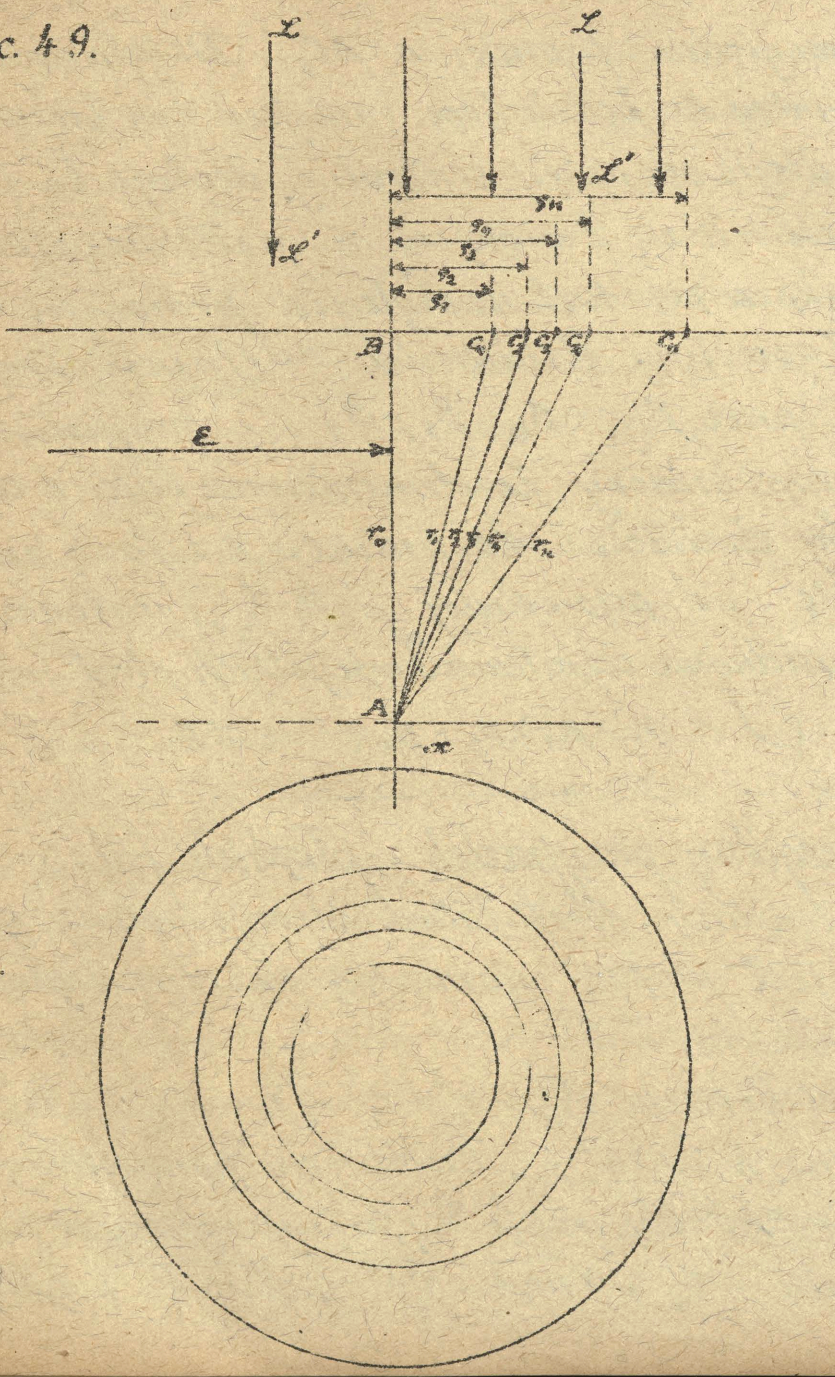
Szczególny przypadek płaskich fal.

Powierzchnię stref łatwo obliczyć wtedy, gdy fala jest płaską, normalną do równoległej wiązki promieni $\parallel l$.

Jest bowiem: $S_n^2 = r_n^2 - r_0^2 = \left(r_0 + n\frac{\lambda}{2}\right)^2 - r_0^2 =$

$= n r_0 \lambda + n^2\frac{\lambda^2}{4} = n r_0 \lambda\left(1 + \frac{n\lambda}{4r_0}\right)$. Stąd, gdy pominiemy wielkość małą $\frac{n\lambda}{4r_0}$ wobec 1, otrzymujemy w przybliżeniu: $S_n \neq \sqrt{n r_0 \lambda + \frac{n^2\lambda^2}{4}} \neq \sqrt{n r_0 \lambda} + S_1\sqrt{n}$

ryc. 49.



czyli: $S_1 : S_2 : S_3 \ldots = \sqrt{1} : \sqrt{2} : \sqrt{3} \ldots$

a zatem promienie stref mają się do siebie jak pierwiastki liczb porządkowych.

Nazwijmy powierzchnią n-tej strefy pier p_n, natenczas $p_n = S_n^2 \pi - S_{n-1}^2 \pi =$

$= \pi \left[n r_0 h + \frac{n^2 h^2}{4} - (n-1) r_0 h - \frac{(n-1)^2 h^2}{4} \right] = \pi \left[\cancel{n r_0 h} + \right.$

$\left. + \cancel{\frac{n^2 h^2}{4}} - \cancel{n r_0 h} + r_0 h - \cancel{\frac{n^2 h^2}{4}} + \frac{2n h^2}{4} - \frac{h^2}{4} \right] =$

$= \pi \left[r_0 h + \frac{(2n-1) h^2}{4} \right]$

Zatem $p_1 = \pi h \left(r_0 + \frac{h}{4} \right)$; $p_2 = \pi h \left(r_0 + \frac{3h}{4} \right)$

$p_3 = \pi h \left(r_0 + \frac{5h}{4} \right)$; $p_4 = \pi h \left(r_0 + \frac{7h}{4} \right)$, a stąd

wynika, że strefa n-ta jest średnią arytmetyczną strefy $(n-1)$ej i $(n+1)$ej

$$p_n = \frac{1}{2} \left(p_{n-1} + p_{n+1} \right)$$

Ponieważ zaś nachylenia dwóch sąsiednich stref i ich odległości od punktu A nieznacznie się różnią od siebie, przeto także natężenie światła n-tej strefy jest średnią arytmetyczną stref sąsiednich.

$$S_n = \frac{1}{2} \left(S_{n-1} + S_{n+1} \right) \text{ czyli}$$

$$\frac{1}{2} S_{n-1} - S_n + \frac{1}{2} S_{n+1} = 0$$

Napiszmy równanie poprzednie $S_{n-1} - 2S_n \ldots + S_{n+1}$

na natężenie światła w punkcie A w takiej formie: $J = \frac{1}{2} s_1 + (\frac{1}{2} s_1 - s_2 + \frac{1}{2} s_3) + (\frac{1}{2} s_3 - s_4 + \frac{1}{2} s_5) +$ $\ldots \pm \frac{s_n}{2}$ i uwzględnijmy, że $\frac{1}{2} s_{n-1} - s_n + \frac{1}{2} s_{n+1} = 0$ a otrzymamy

$$J = \frac{1}{2} s_1 \pm \frac{1}{2} s_n$$

Zdajmy sobie najpierw sprawę z wielkości stref i ich odstępów. Przyjmijmy $h = 0.0006$ mm (dla żółtych promieni) $r = 1\,m = 1000$ mm natenczas:

$\rho_1^2 = r_1 h = 1000 \cdot 0.0006 = 0.6$ mm² $\quad \rho_1 = \sqrt{0.6} = 0.775$.

$\rho_n = \rho_1 \sqrt{n}$ $\qquad d_n = \rho_n - \rho_{n-1}$ (szerokość stref)

$\rho_1 = 0.775$ mm $\qquad d_1 = 0.775$

$\rho_2 = \rho_1 \sqrt{2} = 1.414 \rho_1 = 1.10$ mm $\qquad d_2 = 0.414\, \rho_1$

$\rho_3 = \rho_1 \sqrt{3} = 1.732 \rho_1 = 1.34$ $\qquad d_3 = 0.318\, \rho_1$

$\rho_4 = \rho_1 \sqrt{4} = 2.000 \rho_1 = 1.55$ $\qquad d_4 = 0.268\, \rho_1$

$\rho_5 = \rho_1 \sqrt{5} = 2.236 \rho_1 = 1.73$ $\qquad d_5 = 0.236\, \rho_1$

$\rho_6 = \rho_1 \sqrt{6} = 2.450 \rho_1 = 1.90$ $\qquad d_6 = 0.214\, \rho_1$

Powierzchnie stref początkowych $p_n = \pi h \left[r_0 + \frac{(2n-1)h}{4} \right]$ $\sim \pi h r_0$ są równe jeśli r_0 jest dostatecznie duże wobec $\frac{(2n-1)}{4} h$. W naszym powyższym przypadku jest dla $n = 10$, $\frac{(2n-1)}{4} h =$

$= 2\frac{(10-1)}{4} \cdot 0.0005 = 0.003$ rzeczywiście b. małe wobec $r_1 = 1000$ i można je pominąć.

Dyskusja nad powyższym rezultatem.

1. Jeśli usuniemy działanie stref parzystych przez to, że np. na szkle pokryjemy strefy parzyste tuszem, natenczas otrzymamy w punkcie A: $S = s_1 + s_3 + s_5 + \dots$ a zatem spotęgowane działanie świetlne. Punkt A jest obrazem źródła S. Takim systemem stref jest każda soczewka w której zmieniamy fazę stref ujemnych o połówkę fali, nie przez zamazanie parzystych stref, lecz przez zmianę ich grubości kolejno o $\frac{\lambda}{2}$.

2. Przyjmijmy, że między źródłem światła, a punktem A nie ma zasłony, natenczas działanie n-tej strefy T do której promień AT jest styczny, jest zerem w punkcie A, pozostaje więc $S = \frac{s_1}{2}$ Działanie w p-cie A jest więc

takie, jakgdyby do niej dochodziło tylko działanie połowy pierwszej strefy, a działania innych stref zupełnie nie było, a więc jakgdyby światło rozchodziło się po linji prostej ZA.

3. Gdy w bieg fal ustawimy zasłonę sięgającą od $+\infty$ do ZA, natenczas to samo rozumowanie odnosi się do połowy kuli; działanie w punkcie A pochodzi wtedy tylko od ćwiartki pierwszej strefy. Dotąd wszystko zgadza się tym co na podstawie prostolinijnego rozchodzenia się światła znamy, a ile na promień uważamy nie linję prostą ZA, lecz objętość dwóch stożków wypełnionych energją świetlną, których podstawą jest połowa powierzchni pierwszej strefy, a wierzchołkiem źródło fal Z, względnie punkt A. Im mniejsze będzie h, tem mniejszy będzie promień tej strefy, tem

bliżej jesteśmy idealnego promienia, reprezentowanego przez prostą ZA. Promienie Röntgena mają długość fali znacznie mniejszą - mianowicie okrągło 10000 razy i więcej mniejszą, aniżeli promienie świetlne - dla nich więc połowa promienia pierwszej strefy jest $\sqrt{10000} = 100$ razy mniejszą, wynosi więc okrągło 0.00775 mm.

4. Inaczej się przedstawia sprawa, gdy w biegu fal postawimy zasłonę z okrągłym otworem, który obejmuje kilka czy kilkanaście stref. Wtedy S_n nie jest zerem, a zatem $S = \frac{S_1}{2} + \frac{S_n}{2}$. Ponieważ działania poblisich stref nie wiele się różnią, przeto otrzymamy rezultat niespodziewany: w miarę powiększania otworu obejmującego kolejno raz, dwa, cztery, pięć stref otrzymamy kolejno $S = \frac{S_1}{2} - \frac{S_2}{2} = 0$, $S = \frac{S_1}{2} - \frac{S_2}{2} + \frac{S_3}{2} \approx \frac{S_1}{2}$, $S = \frac{S_1}{2} - \frac{S_2}{2} + \frac{S_3}{2} - \frac{S_4}{2} \approx 0$, ... $\frac{S_1}{2} - \frac{S_n}{2} \approx 0$, ... to znaczy kolejno w punkcie A jasność, ciemność, jasność i.t.d. To samo nastąpi, gdy zasłonę, na której

leży punkt A przesuwamy ku źródłu lub od niego odsuwamy, bo wtedy zmienia się $S = f(r)$ i otwór obejmuje parzystą lub nieparzystą ilość stref. Aby sobie zdać sprawę z wielkości przesunięcia zważmy, że przesunięcie p-tu A w kierunku BL o wielkość x, czyli zwiększenie r_0 do $r_0 + x$ ma spowodować zmniejszenie się w otworze ilości n stref o jedną, a więc do liczby $n-1$. Jest zatem:

$$\left.\begin{aligned} S_n^2 &= n r_0 \lambda + \frac{n^2 \lambda^2}{4} \\ S_{n-1}^2 &= (n-1)(r_0 + x)\lambda + \frac{(n-1)^2 \lambda^2}{4} \end{aligned}\right|$$

zatem powinien mieć

$$S_n = S_{n-1}$$

przeto otrzymujemy równanie:

$$(n-1)(r_0 + x)\lambda + \frac{(n-1)^2 \lambda^2}{4} = n r_0 \lambda + \frac{n^2 \lambda^2}{4}$$

z którego obliczamy

$$x = \frac{r_0 + \frac{2n-1}{4}\lambda}{n-1} \neq \frac{r_0}{n-1}$$

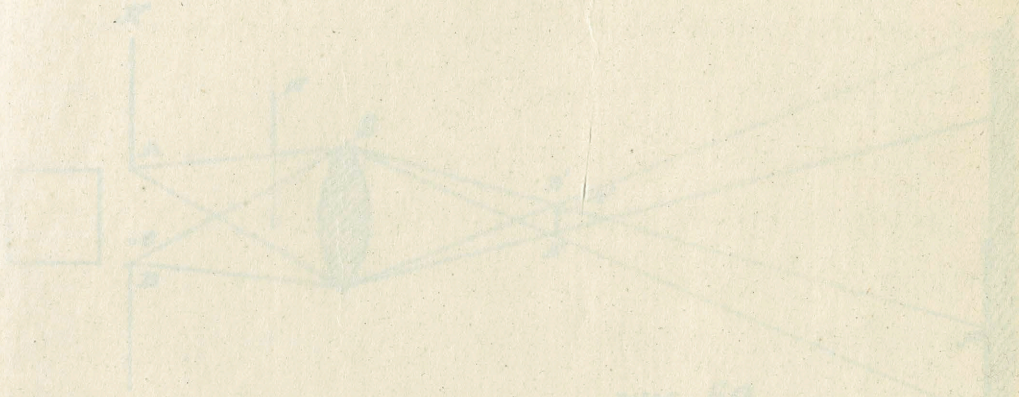
W naszym przykładzie aby dostać n.p.

w otworze zamiast 5 stref / dających jasność tylko cztery (ciemność), należy odjąć M. A, czyli zasłonę o $x = \frac{1000}{4} \cdot 250 \frac{m}{m} = 25 cm$. Gdy otwór obejmujący np. 3 strefy będziemy zmniejszali, natenczas przy dwóch strefach zasłaniających otwór $f = 0$, gdy wreszcie dojdziemy do otworu obejmującego tylko jedną strefę lub mniej, wtedy światło z niej wychodzące nie może interferować; nie tylko w punkcie A ale we wszystkich punktach na zasłonie powstaje jasność, pochodząca od elementarnych fal z otworu B wysłanych, następuje dyfuzja światła. Widzimy, że fale świetlne uginają się na brzegach zasłony. Takim otworem dla głosu jest okno, poza które wszędzie głos dochodzi. Gdyby odpowiednio do długości fali głosowej zwiększyć rozmiary okna, otrzymalibyśmy zjawisko podobne do zjawisk świetlnych powyżej opisanych.

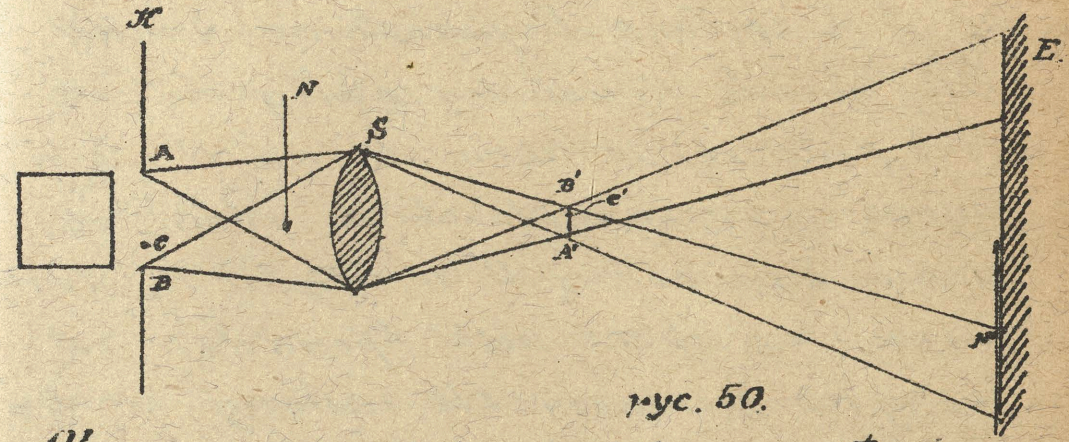
5. Gdy precinnie strefy środkowe nie= dopuścimy do działania w punkcie A, przez to, że umieścimy zasłonę odcinającą kilka stref naprzemian:

$$J_n = J_r - J_{r+1} + J_{r+2} - \ldots = \frac{1}{2} J_r$$

Otrzymujemy zatem jasność w punkcie A mimo zasłony, która według hipotezy prostolinijnych promieni powinna wywołać w punkcie A cień, przyczem natężenie światła w A zmniejszy się szybko w miarę zwiększania się r. Można to okazać w ten sposób, że użyjemy zamiast okrągłej zasłony cienkiego włosa. Gdybyśmy go wprost oświetlili promieniami, pochodzącemi ze źródła światła, otrzymalibyśmy na ekranie tyle światła, że zjawisko o które nam chodzi zostałoby zupełnie przytłumione przez światło wprost dochodzące. Dlatego postępujemy w następujący sposób: przed soczewką S umieszczamy karton K z kwa=



dratowym otworem AB i oświetlany ten karton silnie lampą łukową.



Rys. 50.

Obraz rzeczywisty zmniejszony otworu AB powstaje wskutek obecności soczewki w odpowiednim miejscu A'B'. Wszystkie promienie, które wychodzą z dowolnego punktu C otworu, muszą przejść przez obraz tego punktu C, t. zn. przez C', wskutek tego cała wiązka promieni, która przechodzi przez otwór AB, a następnie przez soczewkę JS, musi koniecznie przejść przez obraz otworu, t. zn. przez A'B'. Ustawiwszy więc w A'B' nieprzezroczystą zasłonę, która dokładnie zakrywa

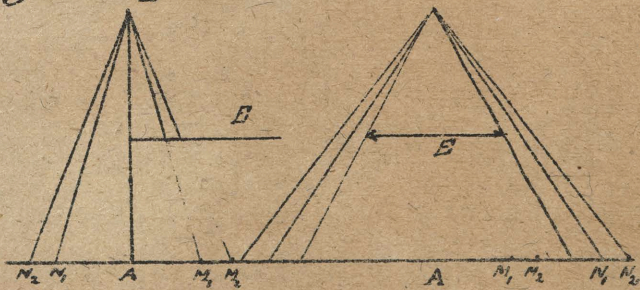
kwadrat A'B' zatrzymamy wszystkie promienie, które przeszły przez kwadrat AB i soczewkę S i zasłona E pozostanie ciemną. Gdy obecnie umieścimy cienką niteczkę (lub pendzel) w takim miejscu N, że jej wyraźny rzeczywisty obraz rzucony zostanie na zasłonę E w miejscu N', stwierdzimy, że obraz nitki (pendzla) jest jasny na ciemnem tle zasłony, że niema cienia geometrycznego tam, gdzie, według zasad prostolinijnego rozchodzenia się światła, cień taki powstać powinien. Wskutek powyższego urządzenia osiągnęliśmy to, że nitka N zostaje oświetloną przez promienie świetlne, które ugina, ale boczne promienie, które nitki nie trafiają zostają w A'B' usunięte i nie mącą zjawiska uginania, zachodzącego na brzegach nitki N. Gdy użyjemy w przypadku 3) i 4) szpary, względnie nitki, natenczas rzecz

się zmienia tylko o tyle, że na zasłonie dostaniemy zamiast otworu kulistego, otwór podłużny. 20 wyn. 4/XI 1924 [illegible]

Zjawiska świetlne w bocznych punktach. (Ugięcie promieni równoległych).

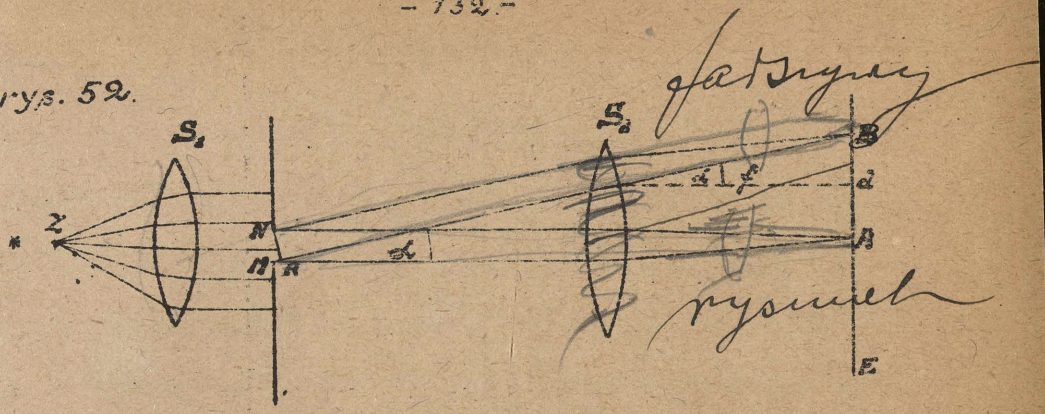
Dotąd rozpatrywaliśmy tylko zjawisko świetlne, które zachodzi na linji prostej, przechodzącej przez źródło symetrycznie do otworów lub zasłon. Nietrudno zdać sobie sprawę także ze zjawisk zachodzących w punktach bo bokach takiej linji leżących n.p. w punktach M cienia geometrycznego rzuconego przez zasłonę E lub w punktach N. (ryc 51) Zastanowimy się bliżej nad jednym prostszym, dla teoretycznego ujęcia, przypadkiem, miano-

ryc 51.



wicie gdy snop równoległego światła pada na wązką szparę. Dostaniemy wtedy zjawisko uginania (nazwa „uginanie światła" niewłaściwa, bo światło się nie ugina) znane pod nazwą zjawisk Fraunhofera w przeciwieństwie do zjawisk Fresnela w których snop światła, padający na zasłonę lub szparę jest rozbieżny, jak w powyższych przypadkach. Ze źródła światła Z, którym jest szpara silnie oświetlona lampą łukową umieszczoną w ognisku soczewki S_1, pada snop światła na soczewkę, która przepuści wiązkę równoległą. Druga soczewka S_2 ustawiona w biegu promieni skupia je w ognisku A, tam więc powstaje obraz źródła Z, t.zn. wąskiej szpary. Gdy w bieg tych promieni wstawimy szparę MN otrzymamy na zasłonie EAB szereg prążków, które tworzą zjawisko ugi-

rys. 52.



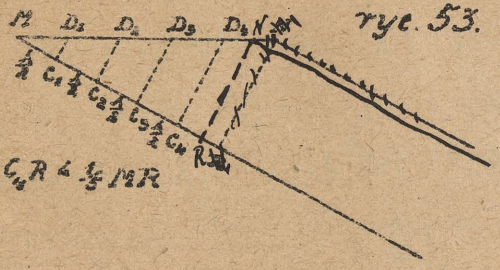
nania promieni. Aby to zjawisko wytłomaczyć, przyjmiemy według zasady Huyghensa-Fresnel'a, że każdy punkt szpary MN jest centrem nowych fal elementarnych, które bez przeszkody rozchodzą się w wolnej przestrzeni poza szparą interferują z sobą. Wiązki promieni równoległe wychodzących z różnych centrów pod różnymi kątami skupia soczewka S2 w ognisku. Wiązka wychodząca z różnych centrów prostopadle do płaszczyzny szpary dochodzi zgodną fazą do punktu A.

Weźmy pod uwagę wiązkę promieni wysłanych z różnych centrów pod takim kątem α, żeby źrenica ich drogi

MR (rys 52) wynosiła h. Przypuśćmy, że w szparze MN mieści się 50 centrów elementarnych fal. Natenczas pierwsza, która wychodzi z M znajdzie się z 26 fą która wychodzi ze środka szpary, druga z 27 fą i.t.d. 25 zaś z 50 fą, a ponieważ różnica drogi między poszczególnemi parami wynosi $h/2$, przeto w B powstaje ciemność. Tak samo powstaje ciemność, jak łatwo można wymnożkować, gdy różnica drogi MR = h, 2h, 3h, bo wtedy szerokość szpary, a zatem także i ilość centrów, podzielić można na 4, 6, 8... części, które parami wysyłają fale elementarne niszczące się w punkcie A. Tym wartościom MR odpowiada $\sin \alpha = \frac{MR}{a} = \frac{h}{a}, \frac{2h}{a}, \frac{3h}{a}$ .... gdzie a oznacza szerokość szpary, ponieważ kąt α jest bardzo mały, przeto w przybliżeniu $\sin \alpha = \frac{d}{f}$, gdzie d jest odległością ciemnego prążka od A, f zaś wielkoś-

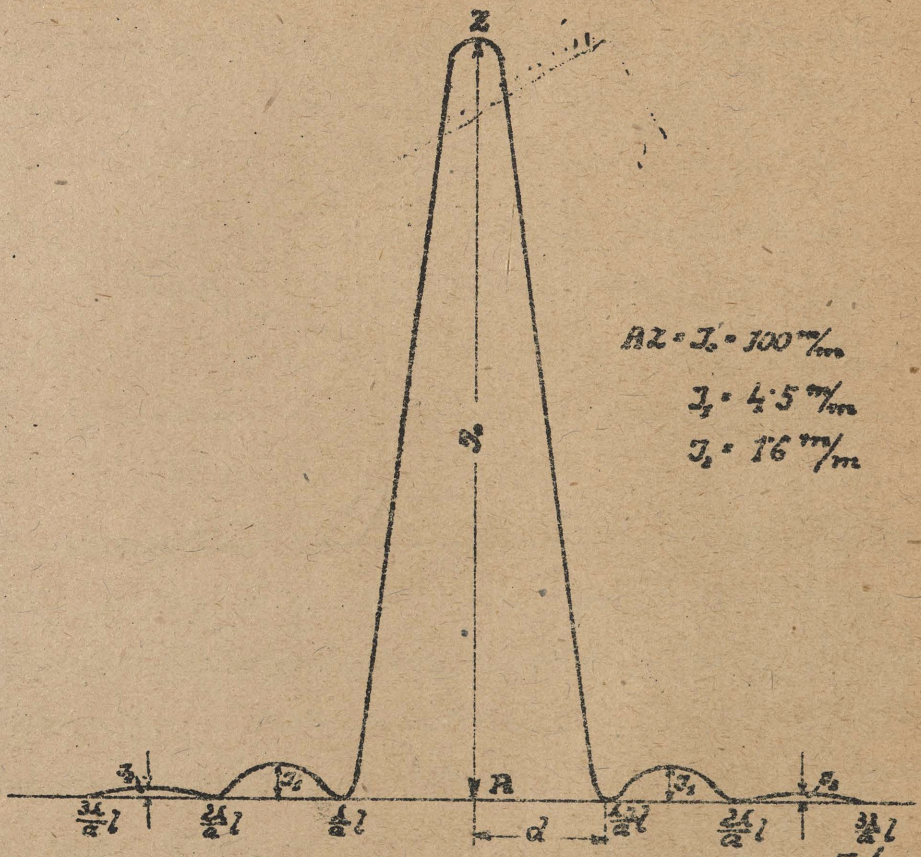
cią ogniskowej soczewki. Ponieważ soczewka jest umieszczona tuż za szparą, przeto jej ogniskowa f równa się w przybliżeniu odległości l szpary MN od zasłony E, ~~przeto~~ zatem $d \neq \frac{\lambda l}{a}, 2\frac{\lambda l}{a}, 3\frac{\lambda l}{a} \ldots$ W miejscach dla których różnica dróg MR jest różną od $n\lambda$ sprawa się przedstawia inaczej. Najpierw w miejscach dla których $MR < \lambda$, a zatem po obu stronach w bliskości punktu A tylko część fal wysłanych z odpowiednich centrów w szparze MN znosi się wzajemnie; tem mniej ich zostaje im bliżej jesteśmy punktu B, dla którego $MR = \lambda$, tem więcej zaś im bliżej punktu A; natężenie więc światła zmniejsza się w miarę tego jak posuwamy się od punktu A do B.

Gdy $MR > \lambda$ wtedy odcinamy na MR tyle razy długość $\frac{\lambda}{2}$ ile się zmieści (rys. 53) i odpowiednimi prostemi CD dzielimy szparę MN na takie części,



ryc. 53.

że fali elementarnej, wysłanej z centrum w jednej części (MD_1) odpowiada fala w pasiedniej (D_1D_2) z fazą wprost przeciwną. Wskutek tego znoszą się działania odpowiednich elementarnych fal, a zostanie w końcu działanie części takiej, jak (D_4A), która conajwyżej może obejmować po kolei $\frac{1}{3}$, $\frac{1}{5}$, $\frac{1}{7}$... część wszystkich centrów, gdy na długości MR zmieści się po kolei $\frac{1}{2}\lambda$, 2λ, 3λ. Obraz jaki się przedstawia na zasłonie jest więc następujący: w środku utworzy się jasny obraz szpary o natężeniu J_0 przedstawionem rzędną AZ (ryc. 54.) Natężenie to maleje do zera w odstępie $d = \frac{\lambda}{a} l$, potem rośnie znowu, ale maximum światła jest obecnie znacznie słabsze aniżeli J_0 (rachunek wykazuje, że J_1 =



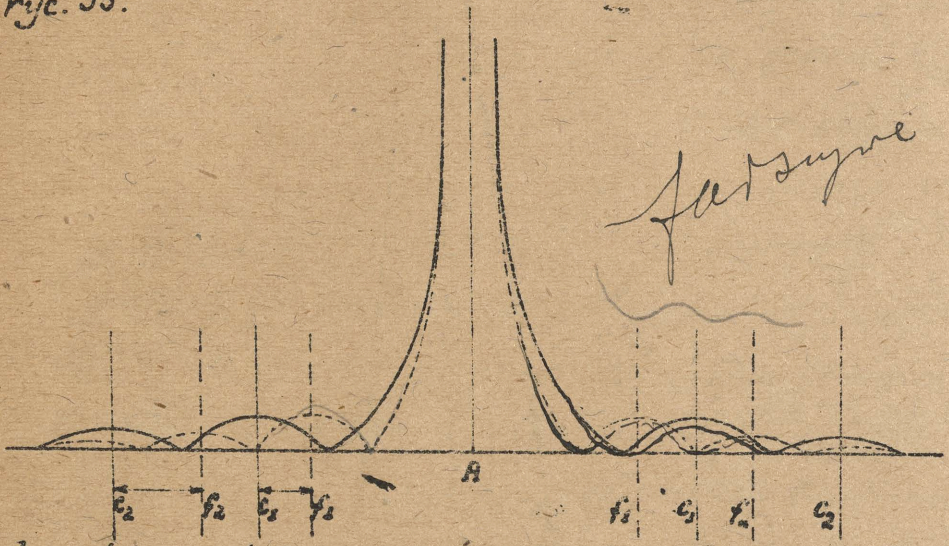
ryc. 54.

= 0·045 I_0) bo pochodzi co najwyżej z 1/3 wszystkich fal elementarnych wszerz pasma MN zawartych; dalej idzie znowu ciemna linja w miejscu 2d, potem jasny pasek (I_2 = = 0·016 I_0) i.t.d.

Na tle o zmiennej jasności dają [illegible]

tryczne względem A widoczne są ciemne ostre linje. Ponieważ d jest proporcjonalne

ryc. 55.



do λ, mieto jasne prążki między ciemnemi linjami będą w rzeczywistości różnobarwne; najbliżej środka znajdą się te barwy, które mają najkrótszą falę λ, a więc po kolei: fioletowe, niebieskie, zielone, żółte, czerwone. Gdy przyjmiemy $a = \frac{1}{2}$ mm. $l = 1$ m, $\lambda = 0.0006$ mm. natomiast odległ-

py czarnych linij $d = \frac{0.0006 \cdot 1000}{0.5} = \frac{0.6}{0.5} =$

$= 1.2$ m/m.

System dwóch szpar.

Nietrudno zrozumieć jakie zjawisko będzie widoczne na zasłonie, gdy zamiast jednej, użyjemy dwóch szpar. System prążków, pochodzący od każdej poszczególnej szpary zostanie. W tych kierunkach bowiem, w których fale elementarne jednej szpary niszczą się wzajemnie, dając ciemne linje, nie może powstać światło przez dodanie drugiej szpary. Światło zmartwychwstać nie może, jasności nie dwa się przez dodanie ciemności do ciemności. Ale przeciwnie, w tych kierunkach, w których interferencja fal elementarnych z jednej szpary wysłanych daje jasność, dodanie fal pochodzących z drugiej, trzeciej, szpary spowadować może zgęszczenie tej jasności, jeśli tylko różnica faz fal wysłanych z różnych szpar wynosi $\frac{\lambda}{2}$. ~~Przy~~ Z dwóch szpar ~~XXX~~ dostaniemy zatem oprócz ciemnych ostrych linji pod kątem $\sin\alpha = \frac{\lambda}{b}$, drugi system ciemnych linji w tych kie-



ryc. 56

runkach β, w których znoszą się fale pochodzące z sąsiednich szpar. Kąty β określone są równaniem:

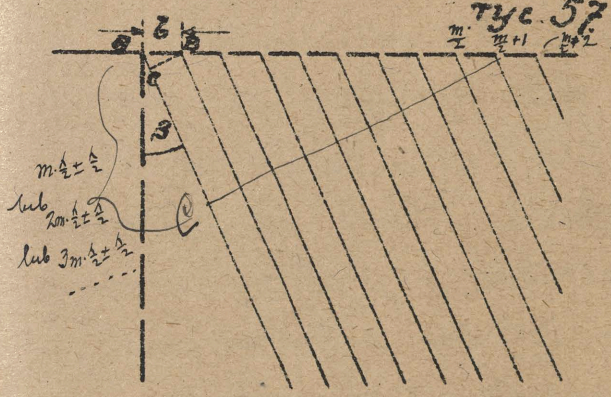
$$\sin\beta = (2n+1)\frac{\lambda}{2} : b \qquad n = 0, 1, 2, \ldots$$

przyczem b oznacza odstęp obu szpar. Podobnie dzieje się przy trzech, czterech... szparach. Dodanie do jednej szpary jeszcze drugiej, trzeciej... powoduje więc powstawanie nowych linij ciemnych na zasłonie. Gdy więc szpar jest ogromnie wiele, wtedy ciemne linje wypełniają tyle miejsca, że tło zasłony staje się ciemnem, a na tem ciemnem tle występują jasne linje.

Siatka dyfrakcyjna.

Taki system szpar (kilkaset na długości 1 m/m) który nazywa się siatką dyfrakcyjną ma wielkie znaczenie w optyce i przy nim chwilę się zatrzyma-

my. Sporządza się siatki takie w ten sposób, że się rysuje przy pomocy odpowiedniej maszyny djamentem na szkle lub na metalowem zwierciadle wklęstem (metoda Rowlanda) rysy w ilości 100 do 1500 na 1 m/m. Na całej siatce jest od kilku do kilku dziesięciu tysięcy szpar. Każda szpara dla siebie daje odpowiedni obraz dyfrakcyjny, powyżej poznany, który jednak jest b. słaby wobec obrazu otrzymanego przez wszystkie szpary. Nie będziemy wchodzili w ścisłą teorję zjawisk dyfrakcyjnych otrzymywanych przez siatkę.



Tyc. 57

W przybliżeniu można zdać sobie z nich sprawę w następujący sposób: Cz tych kierunków α, określonych równaniem

$\sin \alpha = \frac{nh}{a}$, gdzie a oznacza szerokość jednej szpary, w których fale elementarne wysyłane z jednej szpary się wyniszczają – nie może oczywiście, jak powyżej już było powiedziane, przez dodanie drugiej, trzeciej szpary zmartwychwstać wygasły promień świetlny. Ale prócz tego następuje przez interferencję wyniszczenie promieni w bardzo wielu innych kierunkach β, mianowicie w tych wszystkich, dla których $\sin \beta$ jest różne od $\frac{nh}{b}$, a tylko tam pozostaje jasny pasek, gdzie $\sin \beta$ dokładnie wynosi wielokrotność $\frac{h}{b}$. Gdy bowiem $AC = h, 2h \ldots$ wtedy odpowiednie fale elementarne wychodzące z różnych szpar różnią się o całkowitą ilość długości fal, więc sumują się. Odpowiada to na ekranie odstępom $x \neq \frac{lh}{b}$, $\frac{2lh}{b}, \ldots$ Gdy zaś ta różnica drogi AC tylko nieznacznie się różni od

h, $2h$, $3h$, - i wynosi np. $h \pm \Delta h$, wtedy nastąpi w tym kierunku wyniszczenie się promieni, jeśli tylko ilość szpar m na całej siatce jest dostatecznie dużą. Niekoniecznie bowiem gaszą się wzajemnie tylko fale elementarne z sąsiednich szpar, ale także fale z różnych szpar siatki. 22 wykład 5/XI 1924

Obliczmy to najmniejsze Δh w zależności od ilości szpar m dla którego nastąpi zgaszenie światła. Nastąpi to zgaszenie, gdy różnica dróg fal elementarnych pierwszej szpary i $\left(\frac{m}{2}+1\right)^{szej}$ drugiej i $\left(\frac{m}{2}+2\right)^{iej}$ .. $\left(\frac{m}{2}\right)^{ej}$ i m-tej wynoszą $\frac{m}{2}h \pm \frac{h}{2}$ lub $\frac{2m}{2}h \pm \frac{h}{2}$ ... (rys 57) bo wtedy każdej fali w pierwszej, drugiej... szparze odpowiada fala elementarna w szparze $\left(\frac{m}{2}+1\right)^{ej}$, $\left(\frac{m}{2}+2\right)^{ej}$... różna od tamtej o drogę $\frac{h}{2}$.

Wtedy oczywiście różnica dróg między dwiema sąsiedniemi szparami np.

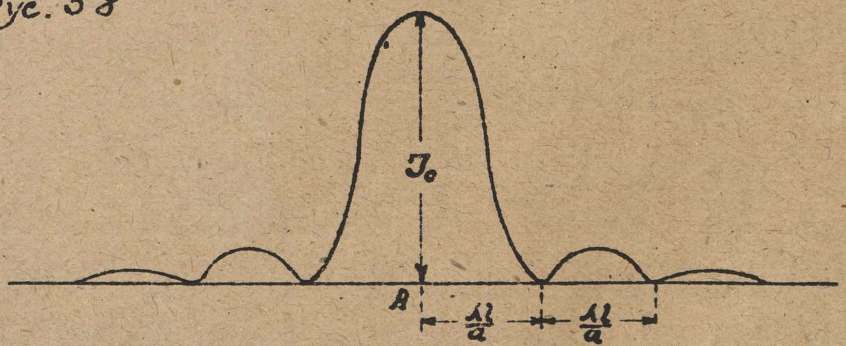
między pierwszą a drugą wynosi $(\frac{m}{2})^{tą}$ część tego, to znaczy $m\frac{\lambda}{2} \pm \frac{\lambda}{2} : \frac{m}{2} =$ $= \lambda \pm \frac{\lambda}{m}$ lub $2\lambda \pm \frac{\lambda}{m}$ ... i. t. d. Czyli różnica dróg między dwiema odpowiedniemi falami z sąsiednich szpar, powodująca już zgaszenie światła wynosi $\Delta\lambda = \pm \frac{\lambda}{m}$.

Zatem natężenie światła w pierwszym, drugim... jasnym prążku jest największe w środku, dla $\sin\beta = \frac{\lambda}{b}, \frac{2\lambda}{b}$..., i maleje ku brzegom aż do miejsca, ~~które~~ odpowiadającego małej różnicy dróg $\pm \frac{\lambda}{m}$, która powoduje już zgaszenie światła, czyli szerokość pierwszego prążka jasnego jest $\Delta x = \frac{2\lambda l}{m b}$. N. p. dla siatki mającej tylko $m = 50 \cdot 500 = 25000$ przesek na długości 50 mm, czyli $b = 0.002\,\frac{m}{m}$ $l = 50$ cm. jest $\Delta x = \frac{2 \cdot 0.0005 \cdot 500}{25000 \cdot 0.002} = \frac{2.5}{250} = \frac{1}{100}$ Szerokość jasnego prążka bardzo więc wynosiła zaledwie $0.01\,\frac{m}{m}$ i może być jeszcze zmniejszoną jeśli tylko zwię-

kszymy ilość wszystkich szpar m na siatce.

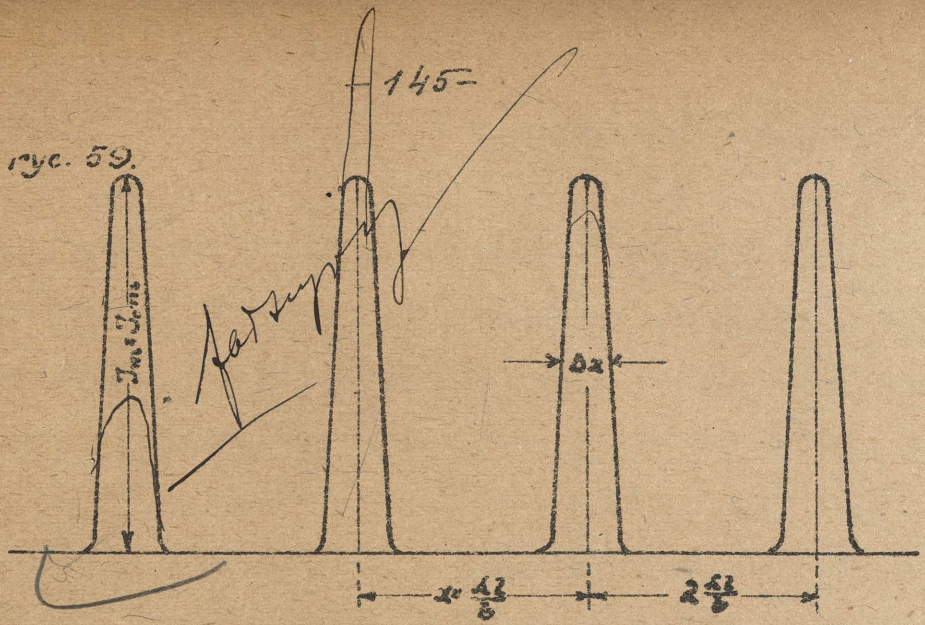
Obraz wytworzony na siatce dyfrakcyjnej będzie się zasadniczo różnił od obrazu wytworzonego na zasłonie przez jedną szparę. Mianowicie przy jednej szparze mieliśmy na jasnym tle ciemne linje w równych odstępach od środka. Tutaj namnożyło się wskutek wielkiej ilości szpar tych linji tyle, że obecnie na ciemnym tle zasłony spostrzegamy bardzo jasne prążki o szerokości $\Delta x = \frac{2\lambda l}{m b}$ w odstępach $x \neq \frac{l\lambda}{b}, \frac{2l\lambda}{b} \ldots$. Graficznie tak się to zjawisko przedstawia:

ryc. 58



Obraz dyfrakcyjny, wytworzony przez jedną szparę.

ryc. 59.



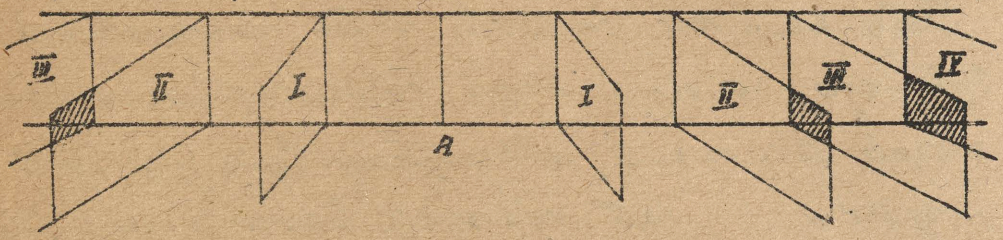
Obraz dyfrakcyjny, wytworzony przez siatkę. Światło, które przy jednej szczelinie rozlewa się bardzo szeroko, koncentruje się przy siatce w poszczególnych miejscach, a wskutek tego jest bardzo intensywne. Patrząc na powyższą figurę należy o tem pamiętać, że rzędne przedstawiające natężenie światła w ryc. 59 powinny być setki lub tysiące razy większe, aniżeli rzędne w rycinie 58.

Prążki w siatce pozwalają bardzo dokładnie zmierzyć długość fali świetlnej danej barwy. Znając bowiem b (pod mi-

kroskopem mierzymy ilość linji na 1 m/m) x i l albo kąt β, możemy obliczyć b.

Gdy zamiast światła śnieżnego manochromatycznego, rzucimy snop równoległych wielobarwnych promieni, otrzymamy tyle jaśniejszych prążków ile jest różnych barw — w odległościach x_h odpowiadających długości fali danej barwy. Światło słoneczne da pierwszą barwną wstęgę począwszy od fioletowego prążka dla $x = 0.0004$ m/m do czerwonego $h = 0.0007$ m/m szerokości $x_a - x_r = \frac{l}{b}(h_a - h_r)$; to jest widmo pierwszego rzędu. Widmo rzędu drugiego jest dwa razy szersze bo jego szerokość wynosi $\frac{2h_{cz}l}{b} - \frac{2h_f l}{b} = \frac{2l}{b}(h_a - h_r)$. Widma 3-ze 4-ze ... rzędu są trzy, cztery ... razy szersze, aniżeli widmo pierwszego. Szerokość widma pierwszego rzędu wynosi w poprzednio omawianym przypadku, gdy $l = 50$ cm. $b = 0.002$ m/m okrągło $\frac{500}{0.002}(0.0007 - 0.0004) = \frac{500 \times 0.0003}{0.002} = 75$ m/m $= 7.5$ cm. Gdy

widma, wytworzone przez powyższą siatkę, graficznie przedstawimy na załączonej rycinie,



ryc. 60.

odrazu widzimy, że w tych warunkach tylko widmo pierwszego rzędu jest czyste; koniec fioletowy widma IV nakrywa się z końcem czerwonym III i t. d.

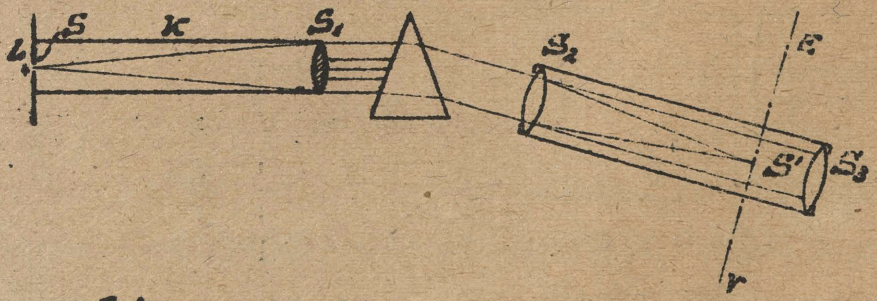
22/wykład 5/XI 1924

Analiza widmowa.

Obrazy dyfrakcyjne wytworzone przez siatkę dyfrakcyjną stały się potężnem narzędziem w badaniach fizycznych, chemicznych, astronomicznych. Nauka, która zajmuje się badaniem takich obrazów dyfrakcyjnych pochodzących od różnych źródeł świetlnych, w różnych warunkach wytwarzanych, nazywa się analiz-

zą widmową. Twórcami tej ważnej gałęzi wiedzy byli uczeni niemieccy Kirchhoff i Bunsen w połowie zeszłego stulecia.

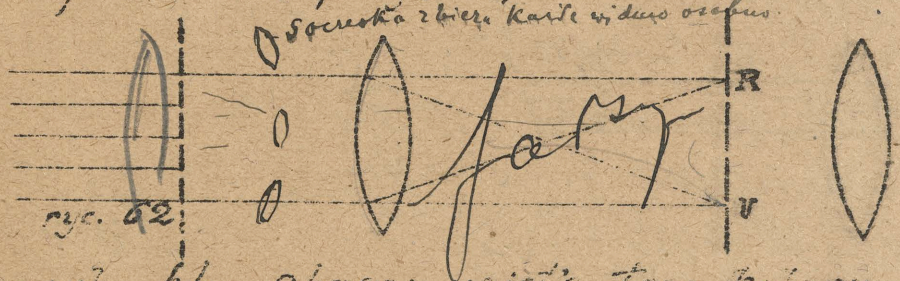
Przyrząd służący do wytwarzania widma nazywa się spektroskopem lub spektrometrem i główną jego częścią składową jest pryzmat albo siatka dyfrakcyjna. Rura zwana kolimatorem K (rys. 61) posiada na jednym końcu wązką szparę regulowaną S, oświetloną bezpośrednio źródłem światła. Promienie padające



rys. 61.

ze szpary S przez rurę na soczewkę S_1 w rurze umieszczoną, wychodzą jako równoległa wiązka i padają albo na pryz-

mat albo na siatkę. Po odchyleniu w pryzmacie lub ugięciu w siatce wychodzą znowu równolegle i zebrane zostają przez soczewkę S_2 na zasłonie E, na której powstają ugięte obrazy szpary S w różnych barwach, tworząc widmo. Na te obrazy S' można patrzeć przez lupę S_3 należącą do lunety S_2S_3. Im węższa jest szpara S, tem węższe są jej obrazy w S'. Przy użyciu siatki i światła jednorodnego powstaje w środku A zasłony E jasny obraz szpary, a po bokach w odstę-



ryc. 62

pach $\frac{hl}{b}$ obrazy ugięte tego koloru który wysyła szpara S, ewentualnie, o ile światło L jest złożone, szereg obrazów szpar (prążków) począwszy od fioletowego, ku czerwonemu końcowi. Przy użyciu zaś pryzmatu

powstaje w miejscu jś czerwony obraz szpa-
ry; bardziej odchylony jest żółty, zielony...
dofioletowego, a zatem barwy widmu idą w
porządku odwrotnym, aniżeli przy siatce.
O ile barw w źródle światła L jest tyle, że
różnokolorowe obrazy szpar, czy prążki za-
chodzą na siebie, wtedy widmo jest ciągłe
(widmo lampy łukowej). Jeśli jednak w świet-
le zawarte są tylko niektóre barwy np.
żółta (sód), czerwona (lit), wtedy dosta-
jemy tylko kilka lub kilkanaście prążków
czyli obrazów szpary, które tworzą widmo
liniowe. Otóż podstawą analizy widmo-
wej jest fakt stwierdzony przez naukę,
że każdy pierwiastek, pobudzony do wysy-
łania promieni świetlnych, czyto przez
spalenie w palniku Bunsena (sole) czy
przez przepuszczanie przez nie prądu elek-tryczne-
go (elektrody metalowe maszyny elektrycz-
nej, między którymi przeskakuje iskra lub
t. zw. rurki Geislerowskie wypełnione

gazem, przez które przechodzi prąd elektryczny daje właściwe sobie widmo, złożone z tych samych linji otej samej długości fali, bez względu na to, czy dany pierwiastek jest w stanie czystym czy też wchodzi w skład złożonego ciała chemicznego. Ten fakt stanowi punkt wyjścia analizy widmowej. Linje w widmach pierwiastków zostały wymienione bardzo dokładnie. Aby więc zanalizować dane ciało materjalne, zmuszamy je do wysyłania promieni świetlnych i przy pomocy spektrometru badamy rodzaj linji wysłanych t.zn. mierzymy długość ich fal świetlnych, a następnie identyfikujemy je z wymienionymi już linjami znanych pierwiastków. Gdybyśmy nie mogli pewnych linji zidentyfikować, znaczyło by to, że mamy do czynienia z nowym pierwiastkiem, dotąd nieznanym. W ten sposób wykryty został najpierw na słońcu przy pomocy ana-

lizy widmowej ważny pierwiastek hel (helios- słońce) Analiza widmowa daje nam, jak z tego widać, możność rozszerzenia naszych badań chemicznych na najodleglejsze światy, skąd tylko światło do nas dojść może, na gwiazdy; pośrednikiem są promienie świetlne.

Linje Frauenhofera i widma absorbcyjne.

Także budowa słońca mogła być odczytaną przy pomocy analizy widmowej. Widmo słońca tylko na pierwszy rzut oka wygląda jak widmo ciągłe. Gdy mu się bliżej przypatrzymy, okaże się, że widmo słoneczne jest poprzecinane ciemnemi, równoległemi do szpary linjami, które pierwszy zbadał Frauenhofer i dlatego nosząc odnośną nazwę. Oznaczył on je dużemi i małemi literami alfabetu; okazało się jednak po użyciu dokładniejszych metod, że tych liter nie wystarcza. Najważniejsze z tych

linji są:

A	B	C	D	E	F	G	H_1	H_2
761 μμ	687	657	589	527	456	431	397	394 μμ ($1\mu\mu = 10^{-6}$ m/m)

Teorję tego zjawiska dał Kirchhoff, opartszy się na badaniach poprzedników. Mianowicie okazuje się, że gdy w bieg np. promieni z lampy łukowej wstawimy płomień sodu, natenczas na tle barwnej ciągłej wstęgi widmowej otrzymanej w spektroskopie widać ciemny prążek w miejscu żółtem, tam, gdzie w widmie zwyczajnem emisyjnem powstaje linja sodowa. Jest to t. zw. widmo absorbcyjne sodu. Promienie żółte, zawarte w świetle łukowej lampy, przechodząc przez płomień sodu zostają pochłonięte przez ten płomień i nie dochodzą do spektroskopu. Podobnie otrzymać można widma absorbcyjne innych ciał.

I takiem widmem absorpcyjnem jest także widmo słoneczne. Absorbcja niektórych promieni, objawiająca się w widmie

słonecznem czarnemi linjami Frauenhoferowskiemi dokonaną zostaje częściowo w atmosferze ziemskiej jak dowodzą tego zmiany, zachodzące w ciemnych linjach widma słonecznego w ciągu dnia ze zmianą grubości atmosfery, głównie jednak w atmosferze słonecznej. Wnętrze słońca wysyła wszystkie rodzaje promieni jak lub lampy elektrycznej, ale niektóre z nich doznają absorbcji w ~~chłodniejszych~~ dalszych od środka warstwach atmosfery słonecznej, a wskutek tego powstają na jasnym tle widma ciemne linje Frauenhofera. Ponieważ te ciemne linje okazały się co do położenia identyczne z linjami żelaza, sodu, wapnia, magnezu, miedzi i.t.d., przeto wnosimy, że w atmosferze słońca te właśnie pierwiastki się znajdują. To odkrycie było jednym z wielkich tryumfów nauki - promień świetlny pozwolił nam bliżej się połączyć ze światem pozaziemskim, podobnie jak już poprzed-

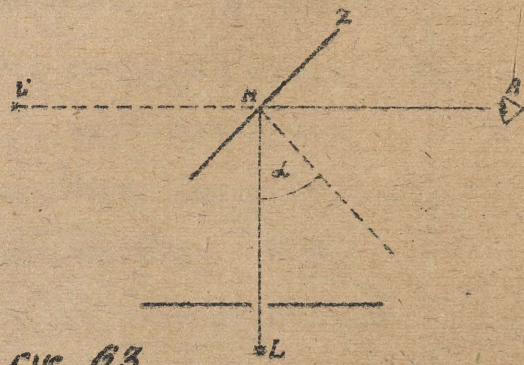
nio Newtonowska siła ciążenia zespoliła nas z nim w dziedzinie materjalnej.

Polaryzacja światła.

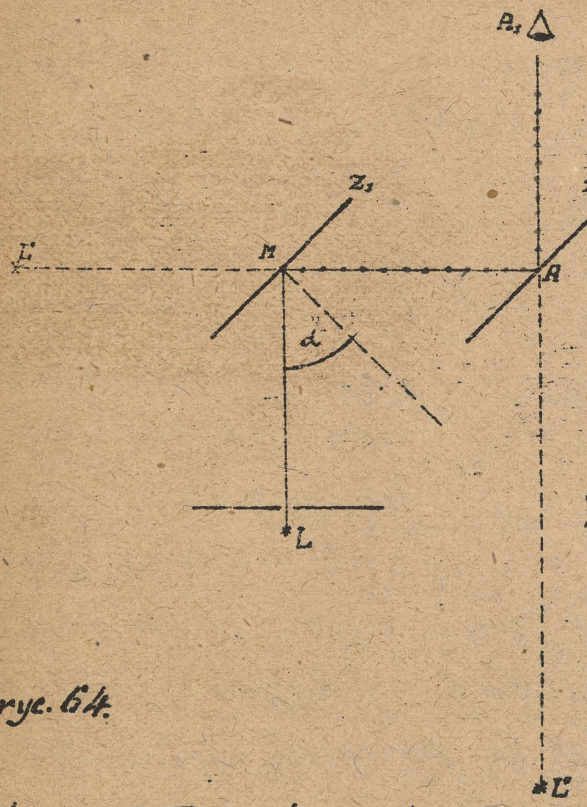
Zjawiska interferencji i uginania dostarczyły niezbitego dowodu na to, że w swojej istocie jest światło – falowaniem, nie rozstrzygnęły one jednak pytania, czy to falowanie jest poprzeczne, jak na powierzchni wody, czy podłużne jak w zjawisku głosu – czy też pośrednie. Sprawę tę rozstrzyga ostatecznie zjawisko polaryzacji światła na korzyść fal poprzecznych.

Spolaryzować światło można w kilka sposobów: albo przez odbicie promieni świetlnych od płaszczyzny odgraniczającej dwa ośrodki, albo przez to, że się przepuszcza promienie, przez płytki na siebie nałożone, albo najlepiej w ten sposób, że przepuszcza się je przez pewne kryształy, jak szpat islandzki, podwójnie łamiące.

Przy dwóch pierwszych sposobach krótko się zatrzymamy, szerzej omówimy sposób trzeci. Gdy promień świetlny, wychodzący ze źródła L pada na zwierciadło Z i odbija się według znanego prawa, natenczas oko umieszczone w punkcie A, spostrzega na przedłużeniu odbitego promienia w punkcie L' obraz źródła światła L. Oko nie zdaje sobie sprawy z tego że promień odbity MA nie jest już zwykłym promieniem, — że ten promień MA jest spolaryzowany. Obrót zwierciadła M około osi MZ nie zmienia obrazu L'. Tę zmianę spostrzeżemy dopiero wtedy, gdy w bieg promienia MA wstawimy drugie zwierciadło Z_2 równoległe do pierwszego (ryc. 64), w którem promień MA się odbije. Oko, umieszczo-



ryc. 63.

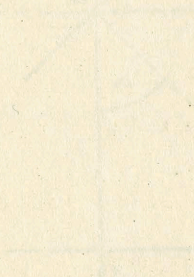


rys. 64.

ne w A_1 spostrzega obraz źródła światła L w punkcie L''. Gdy jednak zaczniemy zwierciadło Z_2 obracać około osi MA, ~~wtedy zaczniemy~~ zaczniemy obraz L'' spostrzegać. Największe zaciemnienie nastąpi wtedy, gdy obrót ten z położenia równoległego wynosi 90°; dalszy obrót o 180° powoduje znowu rozjaśnienie, potem znowu przyciemnienie i t.d. W ciągu jednego obrotu o 360° nastąpi kolejno dwa razy rozjaśnienie obrazu, gdy zwierciadła są równoległe, dwa razy zaś zaciemnienie. Gdy kąt padania α ma pewną szczególną wartość, wyzikają-

→

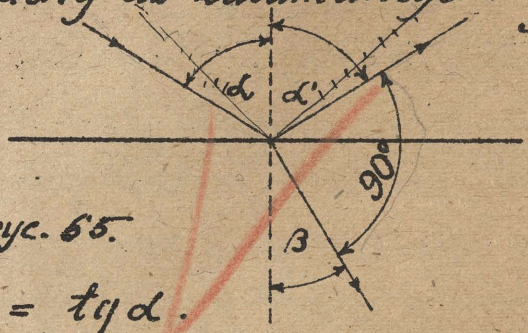
24 wyd.
11/XII 1964



czy z równości tg α = n, gdzie n oznacza współczynnik załamania, wtedy zaciemnienie jest zupełne. Z tego doświadczenia wynika, że promień MA jest w pewien szczególny sposób względem zwierciadeł zorjentowany, mówimy, że jest linjowo spolaryzowany; inaczej niezrozumiałym byłby wpływ położenia zwierciadła Z_2 na obraz L". Tłumaczymy sobie to zjawisko polaryzacji w ten sposób, że **przyjmujemy, iż fale świetlne są poprzeczne**, a nie podłużne. Gdyby bowiem były podłużne natenczas obraz zwierciadła Z_1 około osi MA nie mógłby mieć wpływu na obraz L" Promień LM jest promieniem zwykłym, niespolaryzowanym. Drgania okresowe zachodzą w nim prostopadle do kierunku jego rozchodzenia się we wszystkich kierunkach. Wskutek odbicia się zostaje część tych drgań wyniszczoną. **Przyjmujemy**, że te się wyniszczają, które leżą w płaszczyź-

nie padania promieni, a więc te, które kierunkiem swoim trafiają zwierciadło Z_1 a zostają tylko te, które mają kierunek równoległy do płaszczyzny zwierciadła Z_2 co zaznaczone jest kropkami na promieniu MA. Płaszczyzną LMA dla której drgania promienia spolaryzowanego są prostopadłe nazywamy płaszczyzną polaryzacji. Teraz zrozumiałym jest wpływ położenia zwierciadła Z_2 na promień MA. Gdy zwierciadło Z_2 jest równoległe do Z_1, wtedy bez zmiany odbijają się od niego spolaryzowane promienie. W miarę jednak jak zwierciadło Z_2 obracamy około MA, zostaje promień MA częściowo, względnie całkowicie wygaszony. Zupełne zgaszenie światła następuje dla takiego kąta padania, jak to pierwszy spostrzegł Brewster, dla którego $tg\,\alpha = n$. N. p. dla wody - powietrza $tg\,\alpha = 1.33$, $\alpha = 53°$ dla szkła - powietrza $tg.\,\alpha = 1.5$ $\alpha = 56°$. Taki kąt, który czyni zadość rów-

naniu $tg.\alpha = n$ nazywa się kątem polaryzacji i łatwo zrozumieć, że dla tego kąta właśnie promień odbity jest prostopadły do załamanego. Jest wtedy:



ryc. 65.

$$\alpha + \beta = 90°$$

$$\sin\beta = \cos.\alpha$$

Zatem:

$$n = \frac{\sin.\alpha}{\sin.\beta} = \frac{\sin.\alpha}{\cos.\alpha} =$$

$$= tg\,\alpha.$$

Promienie odbite od jakiejkolwiek powierzchni są zawsze mniej albo więcej spolaryzowane. Spolaryzowane promienie odbite od powierzchni wody przekadzają nam wyraźnie widzieć dno stawu lub rzeki. Można te promienie spolaryzowane zniszczyć, spoglądając na powierzchnię wody przez nikol (opis poniżej); wtedy dno wody wystąpi wyraźnie.

Jasną jest rzeczą, że promień, który przeszedł przez płytę, jest częściowo spolaryzowany, brak mu bowiem niejako-

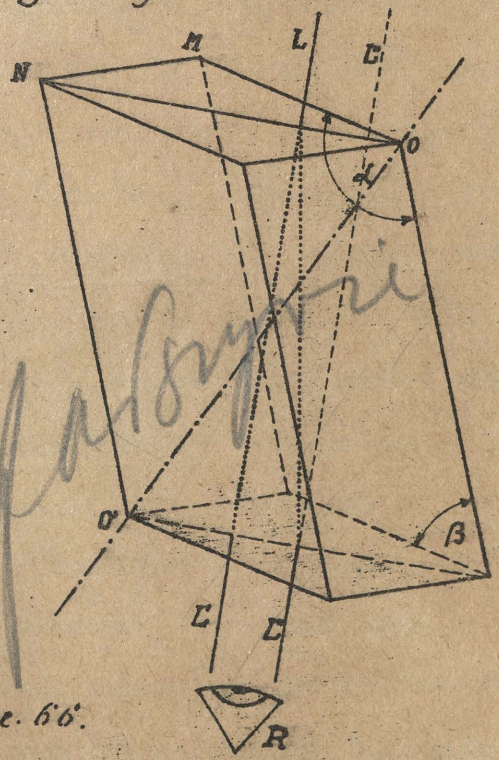
ko tych drgań, które z promieniem odbitym odeszły. Aby go spolaryzować zupełnie przepuszcza się promień przez kilkanaście płytek i otrzymuje się przepuszczony promień spolaryzowany. Przyrząd, który pozwala w wygodny sposób spolaryzować promień i badać jego stopień polaryzacji, nazywa się przyrządem polaryzacyjnym. Pierwsza część tego przyrządu, w naszym przypadku zwierciadło Z_1, która promień zwykły polaryzuje, nazywa się polaryzatorem, druga zaś, która pozwala tę polaryzację stwierdzić — zwierciadło Z_2 — analizatorem. Zobaczymy, że zwierciadła można zastąpić przez odpowiednio szlifowane kryształy. —

Podwójne załamanie.

Najwybitniej występują zjawiska podwójnego załamania, które nas tutaj obchodzą, w szpacie islandzkim. Krysta

Pryzmat : δ = 18°.08 n = 1.488 | δ = 26°16 n = 1.661
1864 6585

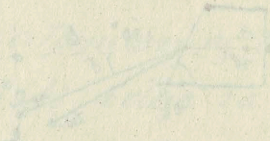
lizuje on w układzie trygonalnym i występuje w przyrodzie w słupach zwanych romboedrami (fig. 66) Ściany romboedru są równoległobokami, którego dwa kąty płaskie są rozwarte (109°30') dwa zaś ostre (70°30'). W jednych krawędziach, jak (OM) przecinają się dwie ściany, tworząc kąty dwuścienne rozwarte 105°5', przy drugich jak (MN) kąty dwuścienne są ostre = 74°55'. W punktach O i O' schodzą się trzy krawędzie pierwszego rodzaju. Prosta OO', a tak samo każdy kierunek równoległy do OO' nazywa się osią romboedru. Każdy przekrój przechodzący przez OO' nazywa się prze-



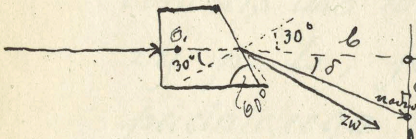
ryc. 66.

krajem głównym.

Gdy na jednej z płaszczyzn n.p. OMN pada prostopadle promień od punktu L, natenczas oko w R umieszczone widzi dwa obrazy p. L, jeden L' w kierunku promienia padającego normalnie do ściany, drugi L'' przesunięty. Gdy obracamy kryształ około osi LL', natenczas położenie L' pozostaje niezmienione, natomiast L'' obraca się dokoła L' jako centrum, przyczem jednak zawsze pozostaje w płaszczyźnie głównej przechodzącej przez oś OO' i przez kierunek promienia LL'. Z tego zjawiska wynika, że promień świetlny, padającej prostopadle na ścianę, doznaje podwójnego załamania. Jeden promień – zwyczajny – przechodzi w tym przypadku bez zmiany kierunku przez równoległą płytę romboedru, drugi załamuje się, pozostając jednak ciągle w płaszczyźnie głównej, przesuniętej przez oś i przez prostopadłą padania. Zjawisko to ulega



Spółczynnik załamania zwyczajnego i nadzwyczajnego promienia możemy łatwo wyznaczyć przy pomocy pryzmatu (rys...), w którym jedna ściana jest prostopadła do kierunku promieni, druga zaś nachylona pod kątem 60° a oś jest prostopadła do płaszczyzny padania. Kąt δ da się łatwo wyznaczyć $\operatorname{tg}\delta = \frac{a}{b}$ z wielkości a, b,



rys..

a wtedy $n_z = \frac{\sin(30+\delta_z)}{\sin 30°} = \frac{\sin(30+\delta_z)}{\frac{1}{2}} = 2\sin(30+\delta_z)$

$$n_n = 2\sin(30+\delta_n)$$

Z doświadczenia otrzymaliśmy następujące wartości:

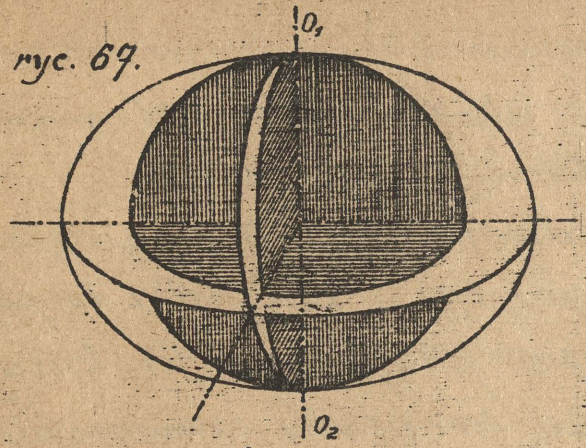
$\delta_z =$ zatem $n_z =$

$\delta_n =$ $n_n =$

zmianie, gdy promień LL' pada na ścianę OMN rombowedru ukośnie, albo, gdy wogóle pada na inną ścianę, aniżeli OMN.

Zjawiska podwójnego załamania można utrwalić w pamięci, jeśli idąc za przykładem Huygchensa przyjmiemy, że każdy punkt we wnętrzu kryształu zmuszony do wysyłania fali, staje się w szpacie islandzkim źródłem dwóch fal, których centrem jest ten punkt; jedna z tych fal jest kulą, która rozszerza się z prędkością światła w szpacie $c_z = \frac{c_0}{n_z} = \frac{c_0}{1.6585}$, przyczem n_z jest współczynnikiem załamania, a c_0 prędkością żółtego światła sodu w próżni promienia zwyczajnego w szpacie względem próżni; druga zaś powierzchnia falowa jest elipsoidą obrotową, której mała oś równa się promieniowi kuli, a duża jest większą i w jej kierunku światło płynie z prędkością $c_n = \frac{c_0}{n_n} = \frac{c_0}{1.4864}$. Jako miarę podwójnego załamania można więc

ryc. 67.

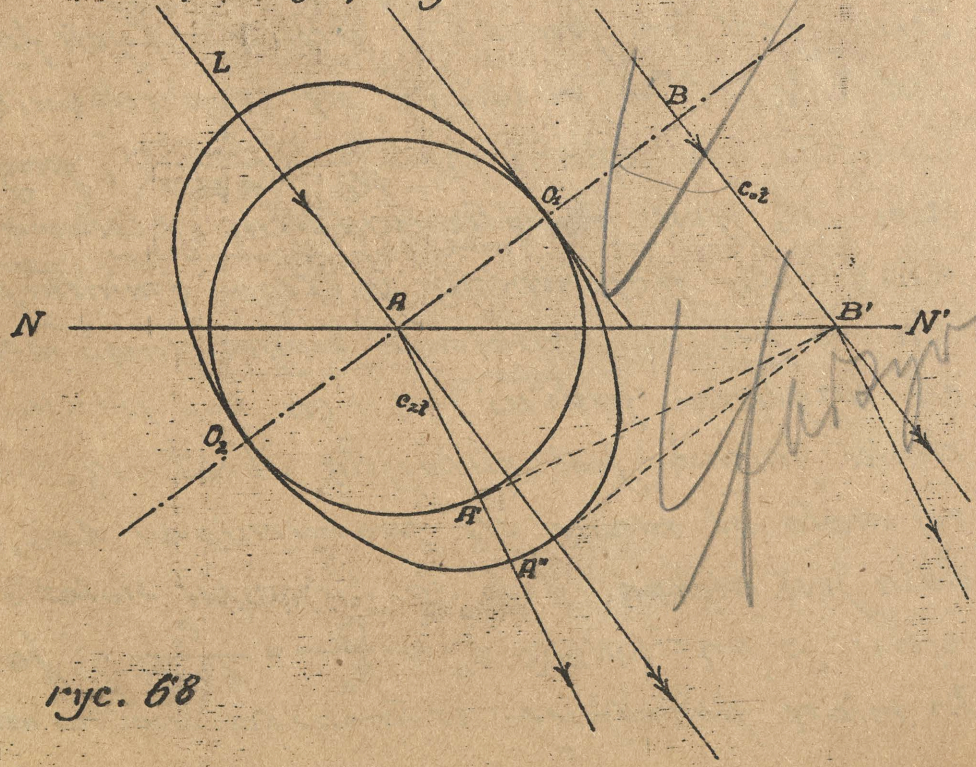


różnicę współczynników załamania

$n_1 - n_n =$

$= 1.6585 - 1.4864 = 0.1721$

Dla turmalinu wynosi ta różnica 0.0173, dla berylu 0.00643. Stąd widoczne, dlaczego do doświadczeń posługujemy się przedmiotem



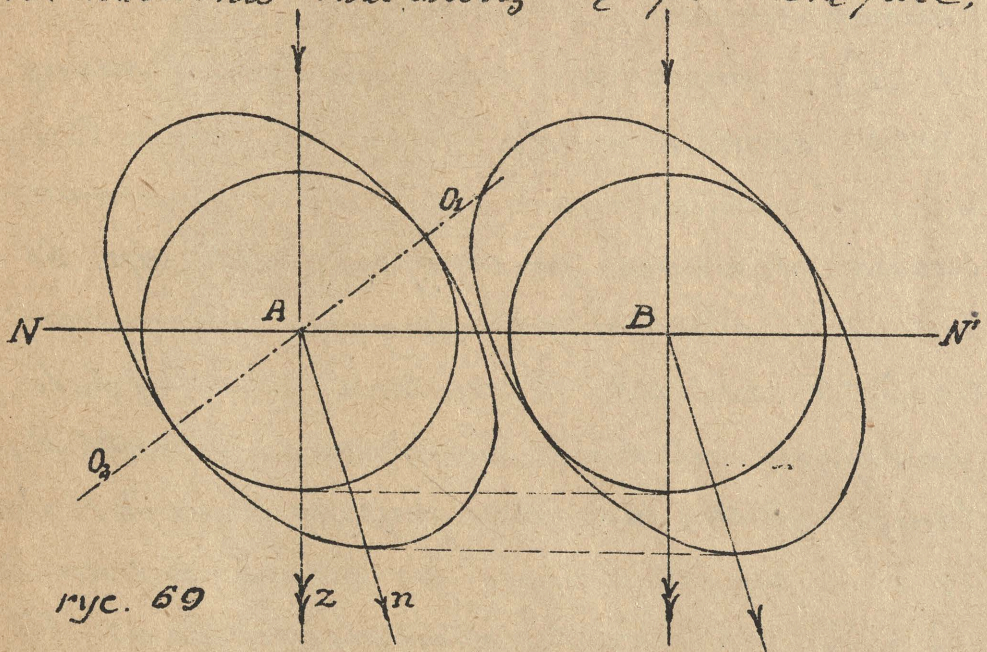
ryc. 68

szpatem islandzkim. Prosta $O_1 O_2$ jest zgodna z kierunkiem osi. V str. 164a

1. Dla przykładu niech na boczną ścianę OMN szpatu pada promień, ale w ten sposób, aby płaszczyzna padania była równocześnie głównym przekrojem. Na ryc. 68 jest $S'R'$ śladem płaszczyzny równoległej do OMN, zaś LA kierunkiem płaskiej fali padającej ukośnie na ścianę. Punkt A, tknięty płaską falą AB wysyła dwie fale: kulę i elipsę, stykające się z sobą w punktach O_1 i O_2 na prostej równoległej do osi. W czasie t, w którym punkt B dojdzie do B', fala kulista rozszerzyła się z prędkością c_2, tak że jej promień wyniósł $c_2 t$ i odpowiednio także fala elipsoidalna. Gdy więc z B' poprowadzimy styczne do kuli i elipsy, otrzymamy czoło fali zwyczajnej A'B' i nadzwyczajnej A"B'.

2. Łatwo stwierdzić, że nawet wtedy, gdy promienie padają prostopadle na ścia-

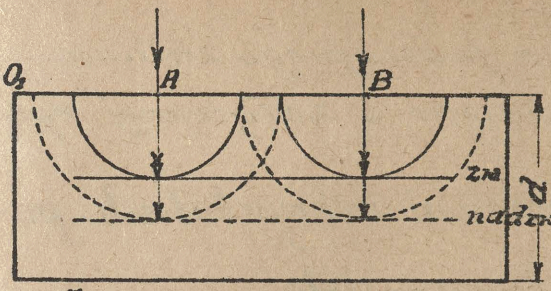
nę (ryc 69), gdy więc z punktów A i B równocześnie rozchodzą się po dwie fale,



ryc. 69

promień zwyczajny pędzi bez zmiany kierunku, nadzwyczajny zaś odchyla się, jak to okazało doświadczenie i stąd mamy zjawisko podwójnego załamania. Jeszcze rozpatrzmy niektóre przypadki, potrzebne w dalszych rozważaniach.

3. Szlifujemy kryształ równolegle do osi i na nią rzucamy promienie normalnie. Na rysunku jest oś $O_1 O_2$ prostopadła



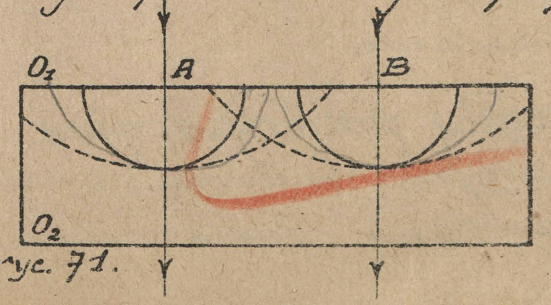
ryc. 70.

do papieru. Obie fale szą w przekroju kołami i przechodzą w tym samym kierunku przez kryształ, jedna z prędkością c_z druga z prędkością c_n (koła kreskowane), tak, że:

$$\lambda_z = c_z T = \frac{c_z c_o T}{c_o} = \frac{c_z \lambda_o}{c_o} = \frac{\lambda_o}{n_z}$$

$$\lambda_n = c_n T = \frac{c_n c_o T}{c_o} = \frac{\lambda_o}{n_n}$$

T - oznacza okres drgania fali, λ_o zaś długość fali w próżni. Wskutek tego na grubości d zmieści się pierwszych fal: $\frac{d}{\lambda_z} = \frac{d n_z}{\lambda_o}$, drugich zaś $\frac{d}{\lambda_n} = \frac{d n_n}{\lambda_o}$, tak, że różnica dróg wynosi $\delta = \frac{d}{\lambda_o}(n_z - n_n)$ i jest oczywiście proporcjonalna do grubości płytki i do różnicy współczynników załamania. Zrobimy z tego zjawiska użytek przy interferencji promieni spolaryzowanych.



ryc. 71.

4. Gdy promienie padają na płaszczyznę prostopadłą do

osi, wtedy nie ma podwójnego załamania, jak łatwo wywnioskować z załączonej ryciny.

Polaryzacja promieni w kryształach podwójnie łamiących.

Oprócz podwójnego załamania doznają promienie jeszcze i innej zmiany, — mianowicie zostają spolaryzowane w płaszczyznach do siebie prostopadłych. Przy pomocy analizatora zwierciadlanego można stwierdzić, że drgania zwyczajnego promienia są prostopadłe do płaszczyzny, przesuniętej przez oś i prostopadłej padania, nadzwyczajnego zaś leżą w tej płaszczyźnie. Tylko wtedy, gdy kierunek promienia jest równoległy do osi — promienie przechodzą niespolaryzowane i nie ulegają podwójnemu załamaniu.

Przyrządy polaryzacyjne.

Przyrządy polaryzacyjne, zbudowane z kryształów mają za zadanie jeden z dwóch

promieni — zwyczajny lub nadzwyczajny - niszczyć, a przepuszczać drugi. W sposób naturalny osiąga się to w turmalinie, który sam, jeśli jest dostatecznie gruby, chłonie promień zwyczajny. Płytka turmalinowa, szlifowana równolegle do osi, rozbija promienie prostopadle na płytkę padające na dwa: zwyczajny i nadzwyczajny, którego drgania leżą w głównej płaszczyźnie przekroju. Ten ostatni przechodzi przez płytkę, podczas gdy pierwszy zostaje przez nią pochłonięty, o ile tylko jest dostatecznie gruba. Gdy więc zestawimy dwie płytki turmalinowe, szlifowane równolegle do osi, z których jedna służy jako analizator, druga jako polaryzator, otrzymamy przyrząd polaryzacyjny, t. zw. obcęgi turmalinowe (ryc. 72).

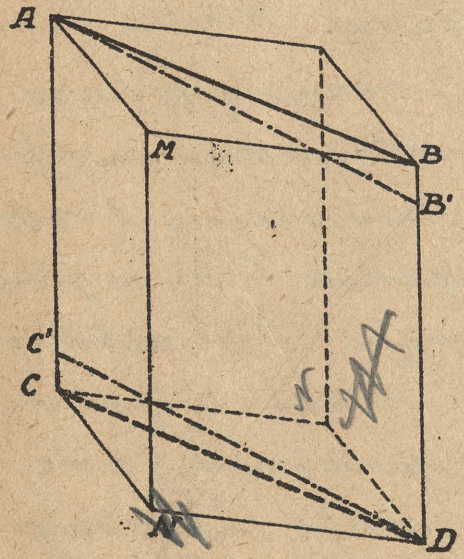


ryc. 72.

Niestety, pomimo swej prostoty cudowny, obcęgi

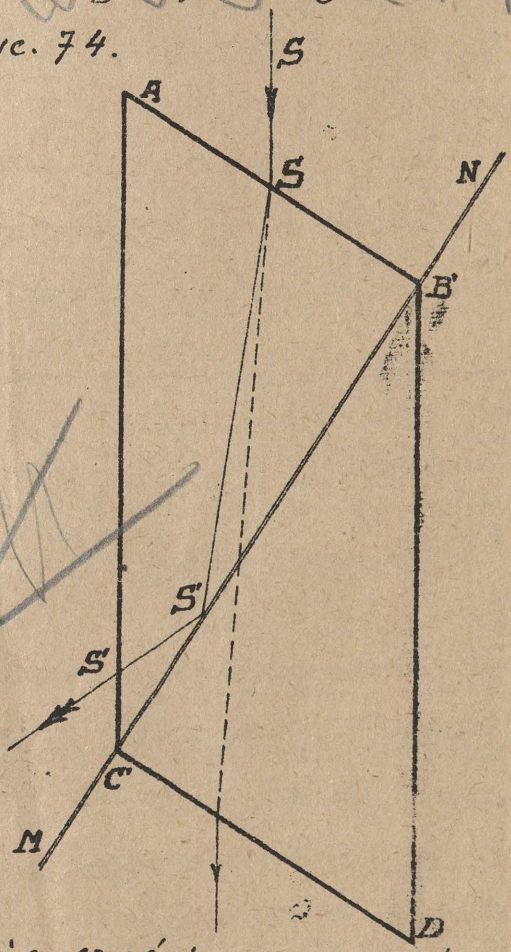
turmalinowe mają swoją wadę — mianowicie promienie przez nie przechodzące są zabarwione. Wolne od tego bywają kryształy spatu w odpowiedni sposób szlifowane, zwane nikolami, od nazwiska angielskiego fizyka Nikola, który jeszcze raz pierwszy sporządził (1828 r.) Aby promień główny zniszczyć, ścina się, za przykładem Nicola, z naturalnego kryształu, w którym ściany AMB i CND tworzą: krawędzią AC, względnie BD kąt 71°, część przy płaszczyznach AB i CD tak aby kąt ten wynosił tylko 68°. W ten sposób otrzymuje się nowy przekrój prekątni AB'C'D. Następnie przecina się cały spat płaszczyzną MN (ryc. 74) prostopadłą do

ryc. 73.



głównego przekroju i dla AB' i C'D i skle-

ryc. 74.



ja go się z powrotem wzdłuż płaszczyzny MN balsamem kanadyjskim, którego współczynnik załamania n=1.549 jest nieco mniejszy, aniżeli promienia zwyczajnego w szpacie. Promień SS padający na ścianę pryzmatu rozdziela się na dwie części: zwyczajny SS' pada na balsam kanadyjski pod kątem większym aniżeli kąt całkowitego odbicia i wskutek tego odbija się i przepada w czarnych ścianach szpatu; nadzwyczajny

zaś przechodzi przez szpat jako promień spolaryzowany, którego drgania odbywają się w głównym przekroju.

Dwa takie nikole osadzone na wspólnej osi stanowią najlepszy przyrząd polaryzacyjny. Zobaczmy, co się dzieje, gdy

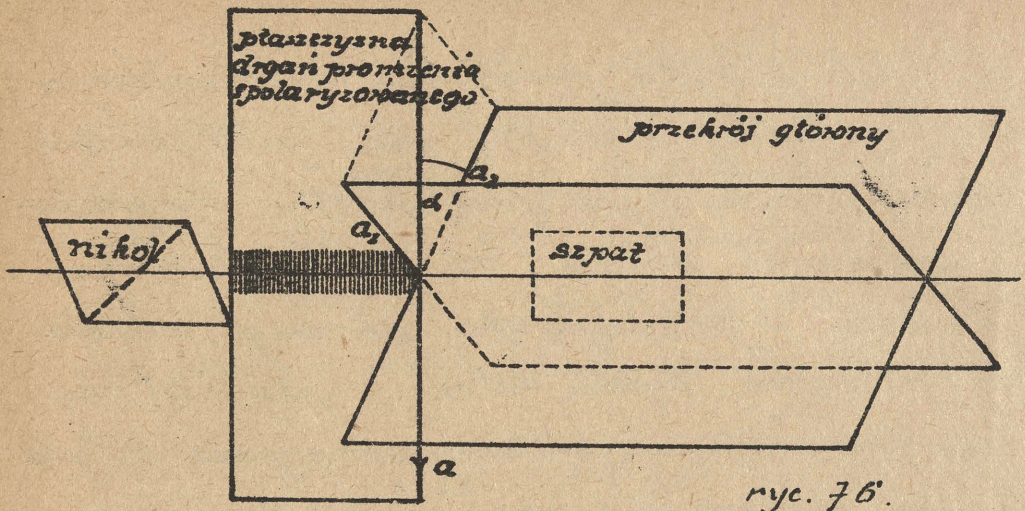


rys. 75.

rzucimy promień spolaryzowany, wychodzący z nikola na szpat islandzki? (rys. 76) Proste doświadczenie uczy, że i w tym przypadku powstają w ogólności dwie plamki świetlne, jednak ich natężenia obecnie nie są równe. Gdy płaszczyzna główna szpatu, (płaszczyzna przeniętą przez oś i promień) jest równoległa do osi nikola, — wtedy znika plamka pochodząca od zwyczajnego promienia, a pozosta-

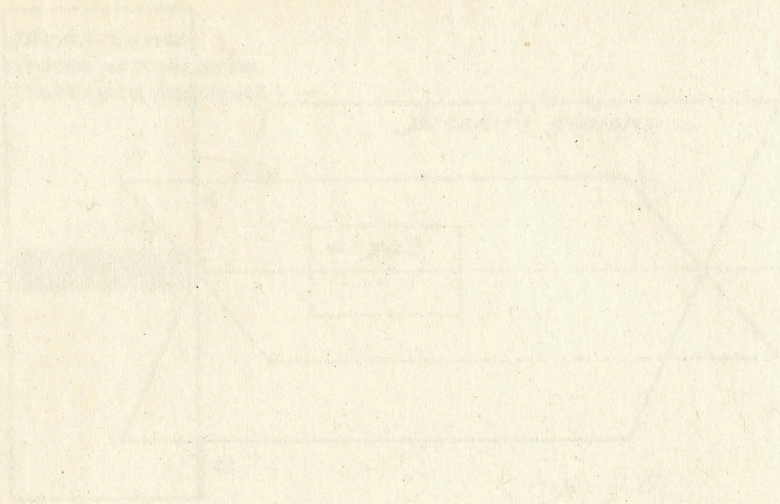
je tylko plamka promienia nadzwyczajnego. Przeciwnie rzecz się ma, gdy przekrój główny szpata jest prostopadły do przekroju głównego nikola; w pośrednich położeniach występują oba obrazy nierównej jasności, tylko wtedy, gdy kąt między przekrojami głównymi wynosi 45°, oba obrazy są równej jasności.

Można te zjawiska przedstawić **zgodnie z doświadczeniem graficznie**, gdy drganie promienia przedstawimy jako wektor w kierunku drgania, normalnie do kierunku jego rozchodzenia się i takiej długości a, że natężenie światła jest równe liczbowo kwadratowi długości wektora $J = a^2$. Wektor drgania można zastąpić przez składowe, według reguł geometrycznego dodawania i odwrotnie. Szpat przepuszcza tylko drgania leżące w głównym przekroju, lub prostopadłe do niego. Gdy więc szpat ustawi-



ryc. 76.

my tak (ryc. 75), iżby jego główny przekrój nakrywał się z płaszczyzną drgań promienia, który wyszedł z nikola, albo był do niej prostopadły, natenczas znajdziemy tylko pojedynczy promień zwyczajny lub nadzwyczajny i na zasłonie pokaże się jeden obraz otworu. Gdy jednak przekroje główne będą nachylone do płaszczyzny drgań spolaryzowanego promienia pod kątem α (ryc. 76) wtedy drganie a można rozłożyć na składowe: $a_1 = a \sin \alpha$ i $a_2 = a \cos \alpha$, i przez szpat przejdą dwa promienie: zwyczajny i nadzwy-



czajny, które utworzą dwie plamki o różnych w ogólności natężeniach:

$$J_1 = a_1^2 = a^2 \sin^2 \alpha = J \sin^2 \alpha$$
$$J_2 = a_2^2 = a^2 \cos^2 \alpha = J \cos^2 \alpha$$

gdy przez J oznaczymy natężenie padającego promienia. Zawsze $J_1 + J_2 = J$, wartość zaś J_1 i J_2 zmienia się kolejno od 0 do J zgodnie z doświadczeniem.

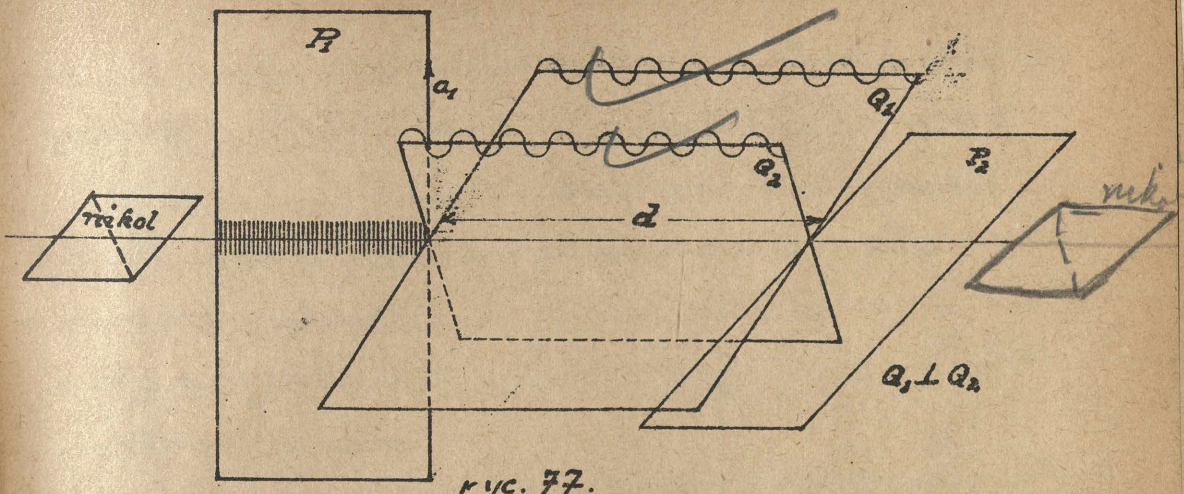
Inne warunki (odbicie, załamanie, itd.)

Interferencja spolaryzowanych promieni.

Gdy ze źródła światła padnie na zwierciadło Fresnel'a wiązka promieni spolaryzowanych, zamiast zwyczajnych — nie zmieni się nic w obrazie interferencyjnym. Promienie interferujące w tym przypadku są spolaryzowane w jednej płaszczyźnie. Gdy jednak promienie z dwóch źródeł pochodzące są spolaryzowane w płaszczyznach do siebie prostopadłych — nie może interferencja nastąpić. Gdy n.p. przed dwiema szparami w doświadcze-

niu Younga umieścimy dwa nikole skrzyżowane, obraz interferencyjny znika; nigdy także nie interferują z sobą oba spolaryzowane promienie, które przeszły przez szpat z pewną różnicą faz.

Promienie drgające w płaszczyznach prostopadłych do siebie możemy jednak doprowadzić do interferencji, gdy je sprowadzimy do jednej płaszczyzny drgania- ale tylko wtedy jeśli oba promienie pochodzą z jednego promienia spolaryzowanego, a nie zwyczajnego. Aby więc otrzymać zjawisko interferencji spolaryzowanych promieni, należy najpierw zwyczajny promień przepuścić przez nikol; tak spolaryzowany promień należy następnie przepuścić przez kryształ podwójnie łamiący (gips) prostopadle do płaszczyzny w której leży oś kryształu, aby otrzymać różnicę dróg. Oczywiście promienie, które wyjdą są spolaryzowane w



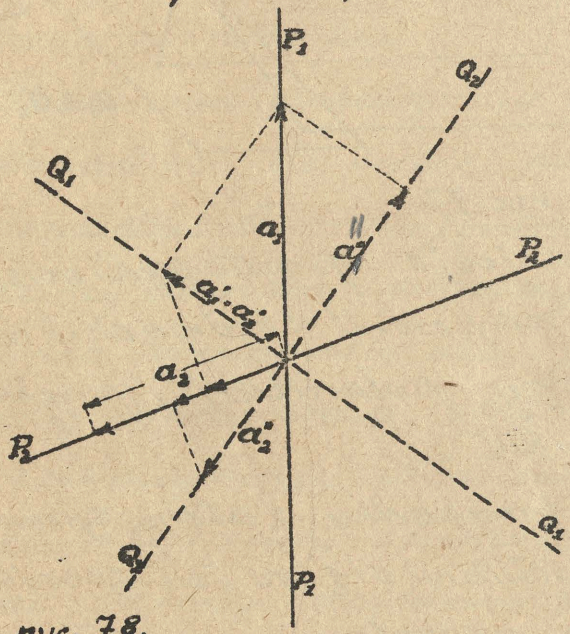
ryc. 77.

płaszczyznach do siebie prostopadłych; trzeba je zatem naprowrót sprowadzić do jednej płaszczyzny polaryzacji, przepuszczając je przez nikol. > 30 29/XI 23

W ogólnym przypadku zatem zjawisko graficznie przedstawi się w ten sposób: (ryc. 77) Drgania promienia w płaszczyźnie P_1 można rozłożyć na drgania w płaszczyznach Q_1, Q_2 to znaczy w przekroju głównym i prostopadłym do niego płytki gipsowej grubości d, te zaś następnie złożyć znowu w płaszczyźnie P_2 nikola, uwzględniając że

promienie w płaszczyźnach Q_1 i Q_2 nabyły przy przejściu przez płytkę gipsową pewnej różnicy faz.

Na płaszczyźnie prostopadłej do kierunku promienia z łatwością otrzymamy wektory drgań a zatem i natężenia światła, które są proporcjonalne do kwadratu wektorów. Wektor a_1 w płaszczyźnie P_1 rozkładamy na

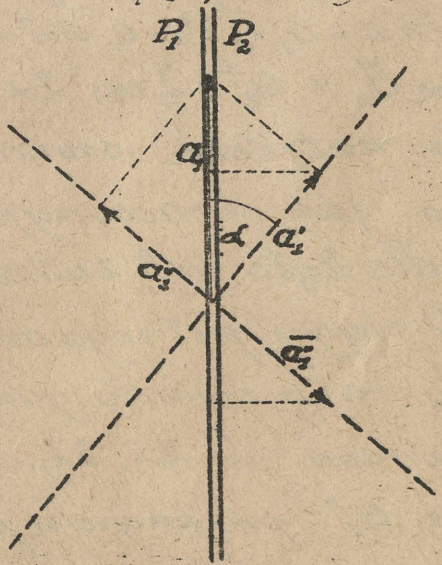


ryc. 78.

a_1' i a_1'', następnie uwzględniamy różnicę faz stosownie do grubości cł płytki gipsowej w ten sposób, że n.p. a_1' zostawiamy niezmienione co do wielkości i kierunku, (odpowiada to n.p. chwili $vt = \frac{\pi}{2}$ w równaniu $y = a_1' \sin. vt$),

a_1'' zaś zmieniamy stosownie do różnicy fazy δ i odcinamy na tym samym kierunku ($a_2'' = a_1'' \sin(\nu t - \delta)$ $\nu t = \frac{\pi}{2}$ $= a_1'' \cos\delta$). W końcu oba te wektory znowu składamy w jeden wypadkowy w kierunku płaszczyzny drgania analizatora P_2 i otrzymujemy wektor wypadkowy a_2. Zatem $J_2 = a_2^2$.

Łatwo teraz rozpatrzeć kilka szczególnych przypadków, przyczem płytka podwójnie łamiąca (gipsowa) jest szlifowana równo-



rys. 79.

legle do osi:

1. Nikole równoległe $P_1 \parallel P_2$ a światło monochromatyczne.

a) oś płytki równoległa albo prostopadła do P_1. Promień spolaryzowany przechodzi bez zmiany. To położenie nazwiemy „nor-

malnem".

b) oś płytki O_1O_2 jest nachylona do P_1 pod kątem α; natenczas:

$a_1' = a_1 \cos.\alpha$, $a_1'' = a_1 \sin.\alpha$

Gdy grubość płytki jest taka, że różnica dróg promieni, które przeszły przez płytkę wynosi $\frac{\lambda}{2}$, $3\frac{\lambda}{2}$ ... natenczas promień a_1'' zmienia względem a_1' znak na przeciwny, powstaje wektor $\bar{a}_1''$. Gdy teraz wektory a_1' i a_1'' złożymy razem w jeden, wzdłuż P_2 otrzymamy:

$a_2 = a_1' \cos.\alpha - \bar{a}_1'' \sin\alpha = a_1 \cos^2\alpha - a_1 \sin^2\alpha =$

$= a_1 \cos 2\alpha$ a zatem $J_\alpha = a_2^2 = J_1 \cos^2 2\alpha$.

Stąd wnosimy, że natężenie światła stale w miarę tego jak obracamy płytkę od 0° do 45°, a dla kąta 45° znika światło zupełnie. W ciągu pełnego obrotu o kąt 360° cztery razy światło gaśnie.

Gdy różnica dróg wynosi λ, 2λ, 3λ,... wtedy oczywiście a_1' i a_1'' po przejściu przez płytkę pozostają bez zmiany, a zatem

obecność takiej płytki nie wywiera żadnego wpływu na natężenie promieni, które przejdą przez nią.

β. Światło wielobarwne.

Płytka w normalnem położeniu nie zmienia w niczem jasności promieni, które przez nią przeszły. Gdy ją jednak skręcimy o 45° wtedy gasną zupełnie promienie, dla których wytworzyła się różnica dróg wynosząca $\frac{\lambda}{2}, \frac{3\lambda}{2}, \ldots$; inne tylko częściowo się wyniszczają, bez zmiany zaś przechodzą te, których różnica dróg wynosi $\lambda, 2\lambda, \ldots$

Obraz będzie więc barwny. – Jego barwa będzie mieszaniną różnych kolorów o różnem natężeniu.

Aby mieć pojęcie o tem jakiej grubości muszą być płytki gipsowe podamy niektóre dane dla obliczenia grubości według poprzednio wyprowadzonego wzoru $d = \frac{\delta \lambda_0}{n_z - n_n}$, przyczem d – oznacza grubość płytki, λ_0 – długość fali świetl-

nej w próżni, n_z i n_r – współczynniki załamania promienia zwyczajnego i nadzwyczajnego, δ zaś różnicę dróg w długościach k. Gdy więc różnica ta ma wynosić k, $2k$, $3k$... wtedy $\delta = 1, 2, 3, \ldots$ W tablicach obliczono grubość płytki dla $\delta = 1$.

Dla gipsu jest:

Linja Fraunhofera	G	F	E	D	C	B
k (w μ)	0.431	0.486	0.527	0.589	0.656	0.687
n_r	1.5309	1.5263	1.5237	1.5207	1.5183	1.5175
n_z	1.5407	1.5361	1.5335	1.5305	1.5281	1.5273.
$n_z - n_r$	0.0097	0.0098	0.0098	0.0098	0.0098	0.0098
d (mm)	0.0437	0.0497	0.0537	0.0604	0.0669	0.0700

Oczywiście grubość płytki jest dwa, trzy... razy większa, gdy różnica dróg δ ma wynosić $2k$, $3k$,...

2. Nikole skrzyżowane P_1 i P_2.

4. św. stło monochromatyczne.

a) oś płytki gipsowej w normalnem po-

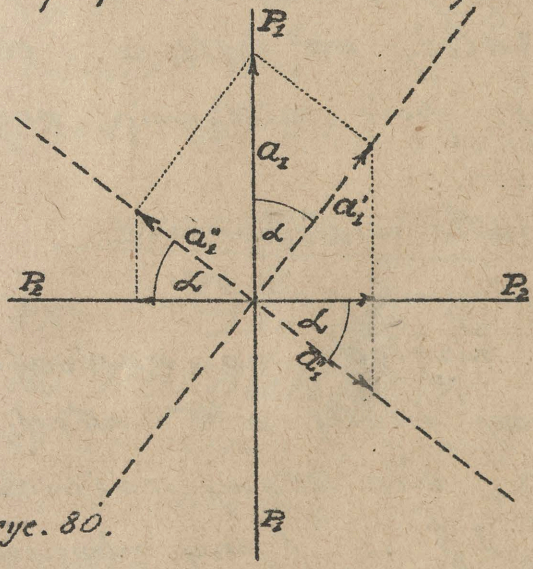
łożeniu; drgania spolaryzowanego promienia przechodzą przez płytkę, ale przez analizator zostają wyniszczone. Rzecz przedstawia się tak jakgdyby płytki nie było, bez względu na różnicę faz w płytce wytworzoną.

b) płytkę obracamy o kąt α i otrzymujemy:

$a_1' = a_1 \cos \alpha$.

$a_1'' = a_1 \sin \alpha$

Gdy różnica dróg wynosi $k\lambda$ wtedy kierunek a_1', a_1'' pozostaje bez zmiany, tak, że sprowadziwszy oba drgania znowu do jednej płaszczyzny analizatora P_2 otrzymamy:



rys. 80.

$$a_2 = a_1' \sin\alpha - a_1'' \cos\alpha = a_1 \sin\alpha\cos\alpha - a_1 \sin\alpha\cos\alpha = 0.$$

Pole więc nie rozjaśnia się w tym przypad-

ku. Gdy jednak różnica dróg wynosi $\frac{\lambda}{2}$, wtedy a_2'' otrzyma znak przeciwny, a zatem: $a_2 = a_1 \sin\alpha \cos\alpha + a_1 \sin\alpha \cos.\alpha =$

$= 2a_1 \sin\alpha \cos.\alpha = a_1 \sin 2\alpha$.

$J_\alpha = J \sin.^2 2\alpha$.

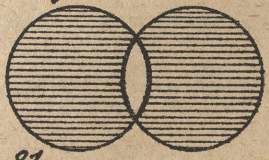
Pole widzenia rozjaśnia się w miarę tego jak obracamy płytkę od 0° do 45°; natężenie światła zależy od kąta α i dla $\alpha = 45°$ jest max. pole widzenia rozjaśnia się zupełnie. —

β. światło wielobarwne.

Płytka w normalnym położeniu nie rozjaśni pola — bez względu na rodzaj światła. Gdy obrócimy płytkę o 45° wtedy zajaśnieje ta barwa, dla której różnica dróg wynosi $\frac{\lambda}{2}, \frac{3\lambda}{2}, \ldots$ (przy równoległych nikolach ta barwa gasła), a zniknie ta, dla której ona wynosi $\lambda, 2\lambda \ldots$

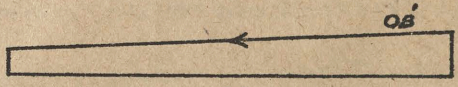
Inne w mniejszym lub większym stopniu zajaśnieją; w rezultacie otrzymamy mieszaninę barw, dopełniającej do tej, która

występuje przy równoległych nikolach, co można okazać łatwo, jeśli światło z płytki gipsowej padło nie na nikol, lecz na szpat podwójnie łamiący. Wspólna część obrazów będzie biała; reszta będzie jaśniała w dopełniających kolorach.



rys. 81.

Zamiast zmieniać grubość płytki można sporządzić klin zmiennej grubości, przy-



rys. 82.

czem oś leży naturalnie po płaszczyźnie klina. Gdy klin będzie się znajdował w **normalnem** położeniu – nic się w natężeniu światła nie zmieni. Gdy go ustawimy pod kątem α względem płaszczyzny drgania padającego promienia, n.p. przy skrzyżowanych nikolach, wtedy wystąpią w świetle monochromatycznem ciemne linje, tam gdzie grubość płytki wywołuje różnicę dróg k, $2k$, ... (bez względu na kąt α) rozjaśni się zaś

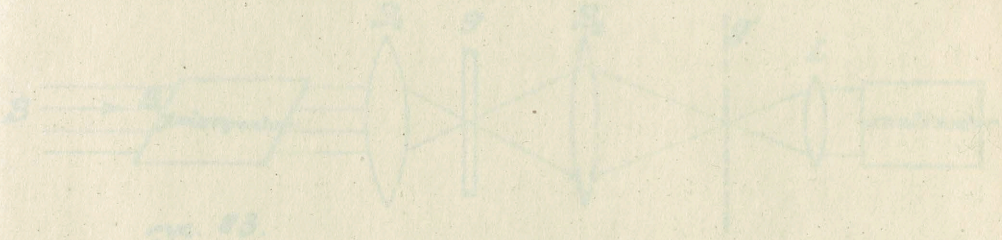
tam, gdzie różnica drog wynosi $\frac{\lambda}{2}$, $\frac{3\lambda}{2}$, ... To rozjaśnienie dąży do maximum, gdy α zdąża do 45°.

IV świetle wielobarwnem będziemy mieli zamiast jasnych prążków — prążki kolorowe — powstałe z mieszaniny barw stosownie do zmiennej grubości płytki. —

Gdy nałożymy na siebie w mozaice płytki gipsowe różnej grubości i różnego kształtu, otrzymamy różnokolorowe obrazy, które mienią się wszystkiemi najpiękniejszemi barwami, zależnie od położenia nikoli. (kwiaty, mozaiki, motyle) > 28/proj. 18/XI 1924

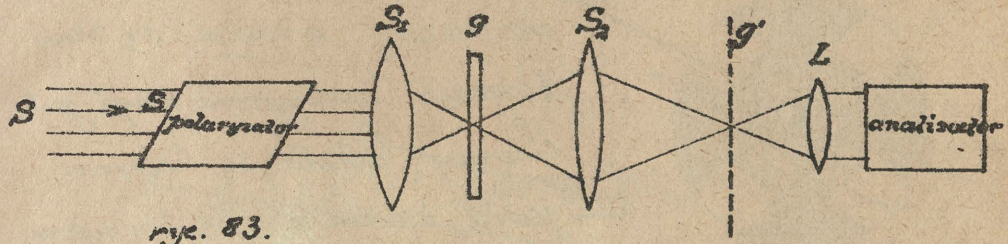
Interferencja promieni, skośnie na płytkę gipsową padających.

Zjawiska, powyżej opisane można w innej formie przedstawić, gdy na płytkę gipsową rzucimy wiązkę **rozbieżnych** promieni, z tą tylko różnicą, że zamiast płytki **równoległe** do osi





szlifowanej, użyjemy szlifowanej **normalnie** do osi płytki. Zestawienie będzie więc następujące: promienie równoległe SS biegną przez nikol-polaryzator równoległe (rys. 83) następnie wskutek



rys. 83.

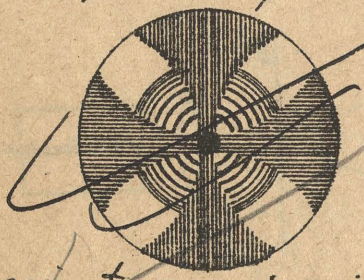
działania soczewki S_1 stają się zbieżnymi i padają na płytkę g; następna soczewka S_2 rzuca w miejscu g' obraz płytki g; na ten obraz g' patrzymy przez drugi nikol i soczewkę (lupę) albo rzucamy go na ekran przez nikol-analizator przy pomocy soczewki projekcyjnej L. W prostszy sposób otrzymujemy



rys. 84.

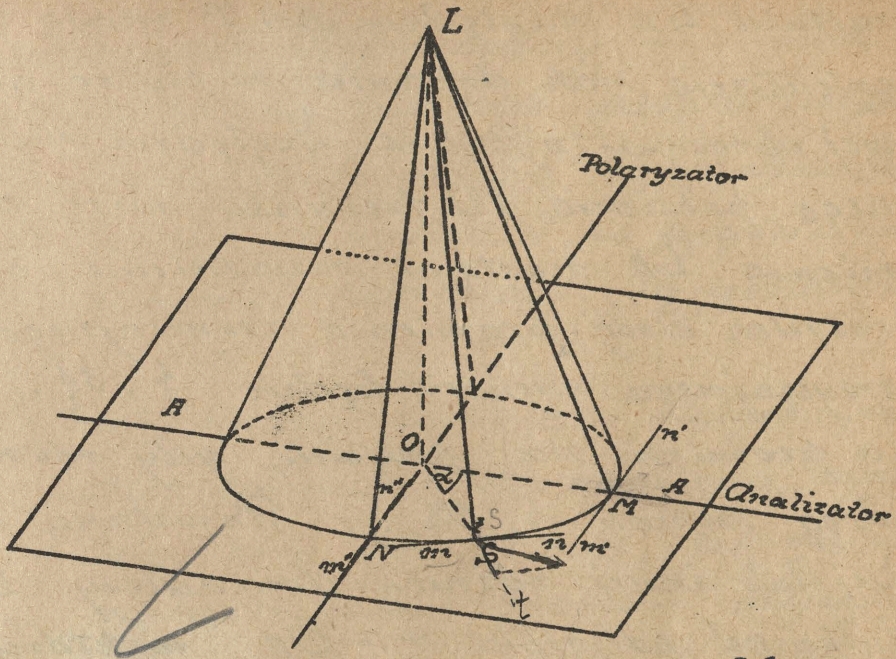
kolorowy obraz świetlny, gdy między dwie płytki turmalinowe, z których przednia zaopatrzona jest w

silnie łamiącą soczewkę włożymy płytkę gipsową (rys. 84) i patrzymy przez nie na niebo. Wtedy w polu widzenia ukazuje się system kół koncentrycznych, przeciętych krzyżem. Jeśli światło jest monochromatyczne, a nikole są skrzyżowane, ~~natenczas~~ krzyż jest ciemny, a koła są kolejno jasne i ciemne. Wytłumaczenie tego zjawiska jest proste na podstawie tego co poprzednio było mówione.



rys 85

Kierunkiem osi płytki jest LO (rys. 86) W tym kierunku promienie przechodzą jak przez ciało optycznie jednorodne; przy skrzyżowanych nikolach jest zatem ciemność, przy nikolach równoległych zaś jasność. Promienie, (spolaryzowane przez analizator) leżące na powierzchni stożka jak LS rozbite zostają w ogólności na dwa: nadzwyczajny, którego drgania leżą w przekroju głównym (st) i zwyczajny, którego drgania są do



ryc. 86

niego prostopadle (mn). Takie promienie jak LN lub LM , których płaszczyzna padania, (jak LON lub LOM) jest równoległa do płaszczyzny polaryzacji analizatora , względnie polaryzatora , przy skrzyżowanych nikolach przejść przez płytkę nie mogą , bo drgania przeprostszone przez polaryzator m'n', m''n'' zostają przez analizator zatrzymane ; stąd pochodzi ciemny krzyż ; drgania zaś pro-

mienia Ls względem A i P mają taką orjentację, jak drgania w płytce gipsowej, obróconej o kąt α względem normalnego położenia. W kierunku więc promienia Ls nastąpi rozjaśnienie, gdy różnica dróg promienia zwyczajnego i nadzwyczajnego wynosić będzie $\frac{\lambda}{2}, \frac{3\lambda}{2}, \ldots$ a promień nie przejdzie, gdy różnica dróg wyniesie $\lambda, 2\lambda, \ldots$ Powstanie takiej lub innej różnicy dróg zależy zaś tylko od odległości $r = Os$, w której promień Ls trafia płytkę i jest równą dla wszystkich punktów leżących na obwodzie koła. Stąd pochodzą jasne i ciemne koła, gdy monochromatyczne światło pada na płytkę, a barwne, gdy promienie padające są złożone. Nie sprawia większych trudności obliczenie promieni kół ciemnych w zależności od grubości płytki.

Skręcenie płaszczyzny polaryzacji.

Promień linjowo spolaryzowany w po-

nej płaszczyźnie P, przenikający przez równoległą płytę szklaną lub także płytę kryształu jednoosiowego szlifowanego normalnie do osi, zachowuje w ogólności po przejściu przez płytkę kierunek polaryzacji. Są jednak wyjątki:

Do nich należą płytki ciał stałych; przedewszystkiem kwarcu i jego odmiany, cynobru, a dalej cały szereg cieczy, jak roztwór cukru, roztwór gumy arabskiej, olejek terpentynowy, kwas winny, i.t.d. Mianowicie promień spolaryzowany przez polaryzator liniowo w płaszczyźnie P, nie przejdzie przez skrzyżowany analizator A. Gdy jednak między P i A wstawimy płytkę kwarcową, prostopadle do osi szlifowanej, i spoglądamy przez analizator w kierunku promienia padającego, wtedy pole widzenia się rozjaśnia. Aby znowu otrzymać ciemność należy obrócić analizator o pewien kąt zależny od grubości użytej

płytki i 2) od długości użytej fali świetlnej. Widocznie płaszczyzna polaryzacji Przestała o pewien kąt skręconą.

Zjawisko to znane pod nazwą: „skręcenia płaszczyzny polaryzacji przez ciała naturalne, optycznie czynne" odkryte zostało w r. 1811 przez fizyka francuskiego Arago.

Pomiary wykonywane stwierdziły, że przedewszystkiem kąt skręcenia płaszczyzny polaryzacji jest proporcjonalny do grubości płytki. Wystarczy więc podać skręcenie dla płytki, określonej grubości. Zwykle podaje się kąt skręcenia α_0 dla płytki grubości 1 mm., a wtedy kąt α dla płytki grubości d jest $\alpha = \alpha_0 d$.

Kąt skręcenia może być dodatni lub ujemny, to znaczy analizator należy obrócić z wprawo lub wlewo aby otrzymać zaciemnienie pola. Ciało nazywa się wtedy prawo — lub lewoskrętnem.

Następnie kąt skręcenia polaryzacji

zależy w wysokim stopniu od długości fali świetlnej, podobnie jak współczynnik załamania światła i odchylenie promienia świetlnego w pryzmacie zależą od barwy.

Dlatego mówi się także — przez analogję do dysperji światła w pryzmacie — o dyspersji polaryzacyjnej lub kołowej.

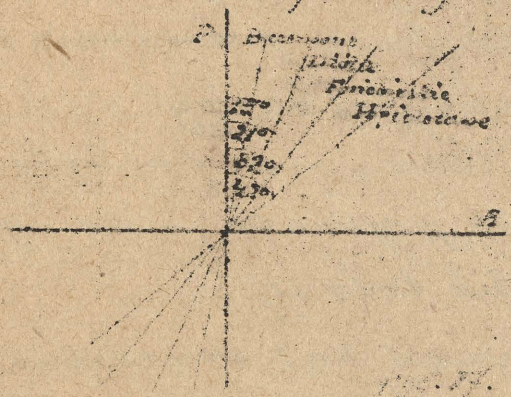
Dla kwarcu wynosi kąt skręcenia dla różnych promieni, odpowiadających linjom Fraunhofera:

	B	C	D	E	F	G.
λ	15·75°	17.24°	21.71°	27.54°	32.50°	42.6°

Gdy zatem spolaryzowane światło sodowe pada na płytkę grubości 2 m/m wtedy kąt skręcenia $\alpha = 2 \cdot 27.71° = 55.42°$. O tyle trzeba skręcić analizator, aby się żółte pole zaciemniło.

Gdy zamiast monochromatycznego światła weźmy na polaryzator i płytkę światło wielobarwne, wtedy otrzyma-

my piękne zjawisko barwne, bo nastąpi rozbicie na poszczególne barwy, wedle załączonej rysunku (rys. 87). Gdy więc obrócę analizator A o taki kąt aby A było prostopadłe do kierunku B wtedy

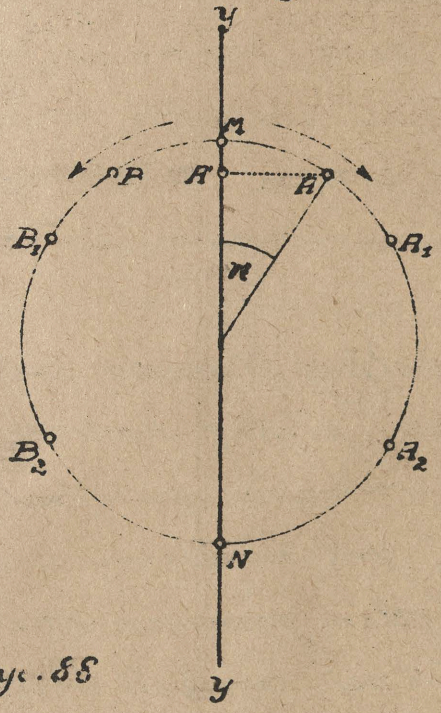


rys. 87.

zgasną promienie czerwone i przyległe i dodzą odpowiednią mieszaninę barw. W miarę tego jak ustawiam A normalnie do D, F, H, ... zaciemniają się coraz to inne barwy i mieszanina coraz nowych kolorów bawi oko.

Wytłumaczenie naturalnego (w przeciwieństwie do magnetycznego) skręcenia płaszczyzny polaryzacji dał Fresnel, stwierdziwszy, że w kwarcu prędkości promienia zwyczajnego i nadzwyczajnego nawet w kierunku osi nie są równe, jak w szpacie islandzkim, że więc kulista i elip-

soidalna fala Huyghens'a **nie stykają się** wcale w punktach przebicia przez oś kwarcu. Wytłumaczenie jest następujące: Wiadomo, że gdy punkt A ruchem jednostajnym obiega obwód koła z częstością r, wtedy jego rzut A' na oś y przebiega drogę MN = 2r. ruchem harmonicznym.



ryc. 88

$$y = r\cos. rt.$$

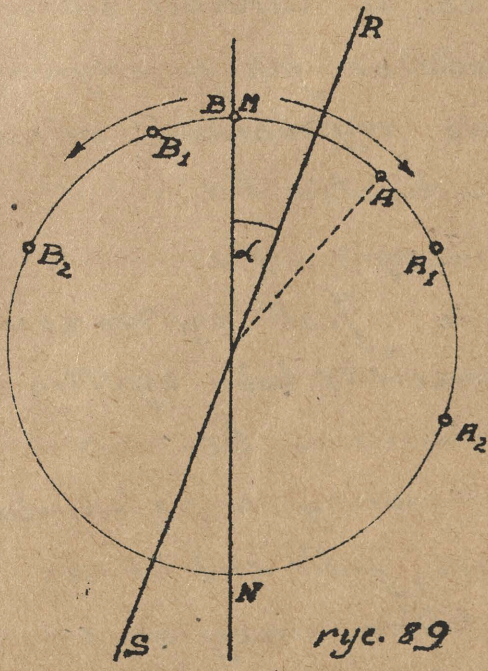
Wyobraźmy sobie, że w pewien sposób zmuszamy punkt do równoczesnego odbywania dwóch ruchów kołowych, ale w kierunkach wprost przeciwnych. Równoczesne położenia punktu byłyby $M(A_1, B_1)$ $(A_2 B_2)$, N. Oba ruchy składowe po kole dadzą jeden wypadkowy wzdłuż

osi y, który jest ruchem harmonicznym równym sumie pojedyńczych ruchów, a zatem $y = 2a \sin rt$.

Odwrotnie także ruch harmoniczny wzdłuż osi MN można zastąpić powszechnie dwa ruchy kołowe o tej samej częstości i o promieniu równym połowie amplitudy.

Otóż promień świetlny linjowo spolaryzowany padający na płytkę kwarcową rozkłada się na dwa promienie świetlne, z których każdy jest, jak mówimy kołowo spolaryzowany. Jeden porusza się z większą prędkością wzdłuż osi aniżeli drugi, tak, że po przejściu przez płytkę jeden ruch jest względem drugiego spóźniony. Podczas gdy w ruchu ↻ punkt na obwodzie obiegł w ciągu przebiegu przez płytkę n razy obwód i znalazł się w M, to w ruchu zgodnym z biegiem wskazówki zegara ↺ obszedł punkt po prze-

bycia płytki do A, odbywszy więcej niż n obiegów. (Prędkość postępowa drugiego promienia jest mniejsza aniżeli pierwszego, ale częstość obrotów jest ta sama.) Następne położenia punktu będą ($A_1 B_1$), ($A_2 B_2$) ... (rys. 89). Wypadkowy obu kołowych ruchów jest znowu ruch harmoniczny wzdłuż symetralnej RS, która przedstawia obecnie płaszczyznę drgań promienia spolaryzowanego. Widać, że została ona skręcona o kąt α względem pierwotnego kierunku i nietrudno zrozumieć dlaczego ten kąt musi być zależny od grubości płytki kwarcowej i częstości drgań luz



rys. 89

długości fali świetlnej.

Kryształy prawo- lewoskrętne. Miejsce największej czułości.

Narzędzia optyczne.

Ogólne uwagi o odwzorowaniu optycznem.

System soczewek lub zwierciadeł odpowiednio zestawionych stanowi narzędzie optyczne. Z tego wynika, że zadanie narzędzia optycznego jest podobne jak pojedyńczej soczewki, a mianowicie wytworzenie odpowiednich obrazów przedmiotów świecących lub oświetlonych, różniących się od nich wielkością i położeniem. Jeśli wytworzone w ten sposób przez soczewkę lub system soczewek obrazy oglądamy bezpośrednio okiem, wtedy mówimy o pojedyńczem narzędziu optycznem, jeśli zaś obraz ten oglądamy przez lupę, która nazywa się w tym przypadku okularem, wtedy przyrząd optyczny jest złożony.

→ Można skręcenie

Do pierwszych należy aparat fotograficzny, projekcyjny i lupa i dadzą się one, nawet jeśli złożone są z wielu soczewek, zastąpić jedną, reprezentantem drugich jest mikroskop i luneta.

Tutaj odrazu nasuwają się wątpliwości wynikające z teorji soczewek. Musimy mianowicie przy pomocy narzędzia optycznego odtworzyć przedmioty najrozmaitszej wielkości jak księżyc, krajobraz, drzewa całkowicie przy pomocy promieni padających na soczewkę pod różnymi kątami, a tymczasem, jak widzieliśmy, soczewki bardzo licho nawet odtwarzają przedmioty.

Jak więc można przy pomocy niedoskonałych elementów (soczewek, zwierciadeł) otrzymać system dający świetne czasem obrazy?

Odpowiedź na to pytanie znajdziemy, jeśli po kolei omówimy wady po-

jedynczych soczewek.

Najpierw jednak dwie ogólne uwagi o odwzorowaniu.

Przedewszystkiem zaznaczyć należy, że żadna najlepsza soczewka nie odwzoruje punktu świecącego, jako punkt. Leży to w naturze światła, jako zjawiska falowego. Każda bowiem soczewka, ograniczona brzegiem stanowi większy lub mniejszy otwór i jako taki daje obraz dyfrakcyjny a mianowicie: jasne kółeczko w środku, potem ciemny obwódek, znowu jasny pierścień, i.t.d. napomnianie. Obraz ten jest tem mniejszy im większy jest otwór, ale nigdy nie jest punktem, jakby wynikało z hypotezy prostoliniowego rozchodzenia się światła. Gdybyśmy więc umieścili punkt świecący nawet w zmaganym nam punkcie aplanatycznym ku, zostałby on odwzorowany jako malutka tarcza otoczona pierścieniami na-

premian ciemnemi i jasnemi. Wskutek zjawiska uginania, dwa punkty świecące umieszczone w punkcie aplanatycznym tak blisko siebie, że ich obrazy w soczewce tarczy częściowo się nakrywają, (rys. 90) nie będą mogły być od siebie oddzielone, a zatem oddzielnie widziane.



rys. 90

To jednak nie przeszkadza nam wbudowywać doskonałych dla celów praktycznych instrumentów optycznych, dlatego, bo skoro już wskutek specjalnej budowy nie jest w możności odróżnić od siebie dwóch punktów, które widzi pod kątem mniejszym aniżeli ε', nie ma więc potrzeby oddzielnie od siebie odwzorowywać punkty tak blisko siebie położone, że ich odległość po odwzorowaniu mierona kątem, pod którym je widzimy z odległości wyraźnego widzenia wynosi mniej, aniżeli ε'.

1) Wzgląd więc na niedoskonałą budowę naszego oka, najkompetentniejszego organu w kwestji widzenia uwy, że nie potrzebujemy iść przy optycznych odwzorowaniach poza pewną granicę, ową wrodzoną niedoskonałością oka, zakreśloną.

Powtóre, przedmioty widzenia, które mamy odwzorować są naprawdzie najróżnorodniejsze co do wielkości i położenia i najidealniejszą byłaby taka soczewka lub system, któryby dowolnie duży przedmiot mógł odwzorować przy pomocy promieni bardzo rozbieżnych, pod kątem dowolnie nachylonym do osi, na soczewkę padających. Ale to jest, jak widzieliśmy, niemożliwem. Dlatego zadanie odwzorowania przedmiotu rozkładamy na dwie części instrumentu optycznego: od jednej części, zwróconej do przedmiotu (objektywu) zwykle żądamy, aby odtworzyła możliwie jaknajwierniej bardzo mały przedmiot

2)

na osi leżący przy pomocy bardzo rozbieżnej wiązki (mikroskop) lub bardzo duży przedmiot przy pomocy bardzo wązkiej wiązki (aparat fotograficzny do rzutni widełkowej) od drugiej zaś (okular), aby odtworzyła duży przedmiot przy pomocy wązkiej wiązki promieni. Stąd wynika, że inaczej musi być budowana część pierwsza. Wady odwzorowania, pozostawione przez pierwszą część nigdy nie będą więc mogły być usunięte przez drugą, której konstrukcja jest odmienna.

Po tych dwóch ogólnych uwagach możemy przystąpić do omówienia najważniejszych wad soczewek. >> 30 Wyst. 19/XI 1924

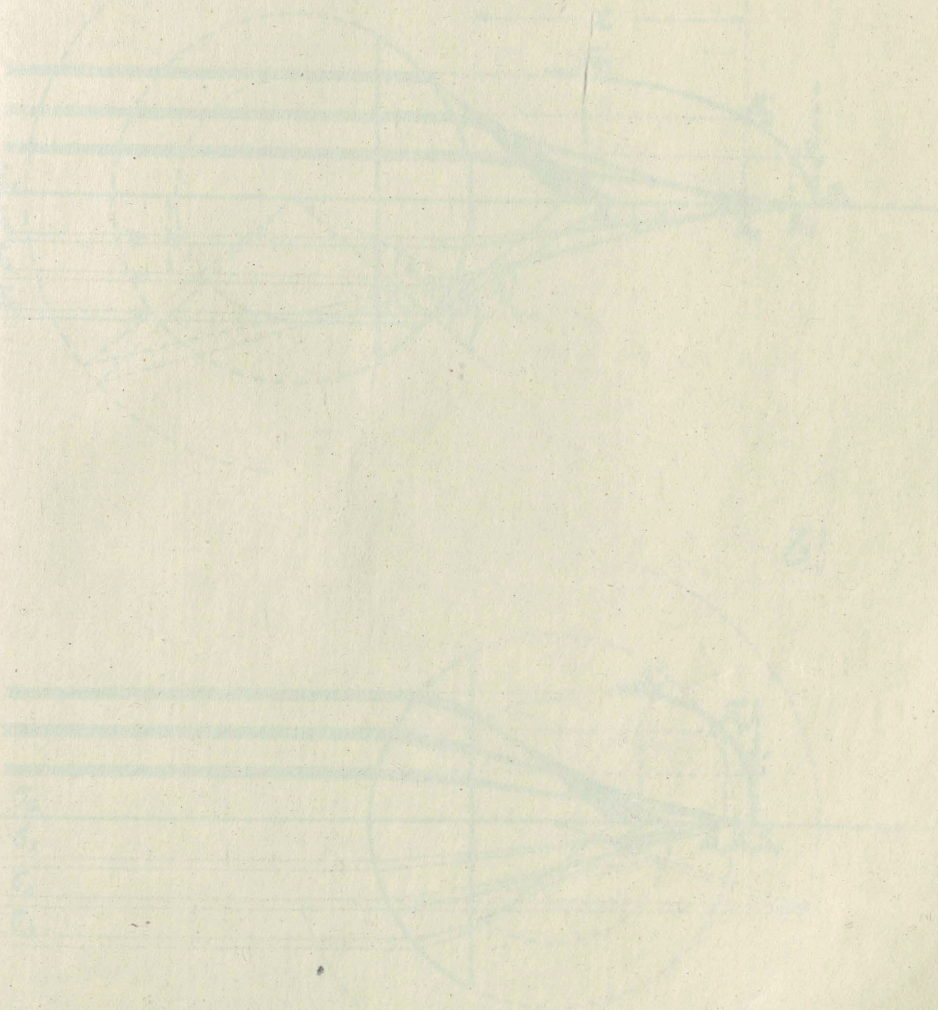
Aberacja sferyczna i sposób jej usunięcia.

Niektóre wady soczewek już poznaliśmy; inne bliżej teraz rozpatrzymy. Niech na soczewkę pada światło jednorodne.

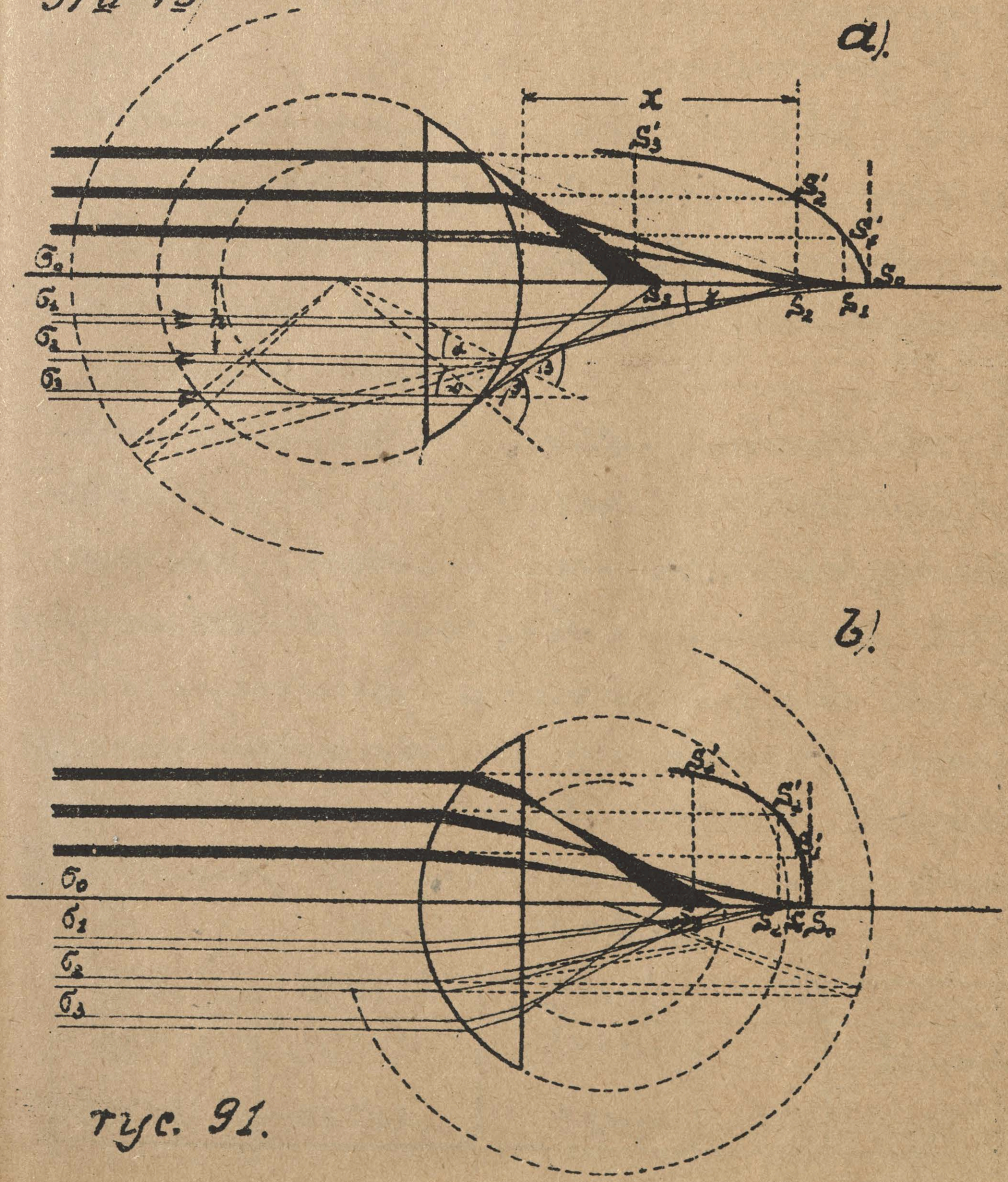
Aberacja sferyczna powstaje wskutek tego, że różne strefy soczewki lub zwierciadła dają obraz punktu świecącego na osi w różnych miejscach.

Aberację sferyczną zwierciadeł kulistych objaśniliśmy poprzednio.

Aberacja sferyczna soczewek zależeć musi od współczynnika załamania soczewki, od jej promieni krzywizny i od wielkości jej otworu, a nadto od położenia przedmiotu. Można ją konstrukcyjnie znaleźć jeśli wielkości, charakteryzujące soczewkę są dane, jeśli wykreślimy sposobem podanym poprzednio przy pomocy dwóch ksi o promieniach r_1 i r_2 załamane promienie. W ten sposób otrzymujemy położenie obrazów punktu świecącego na osi. Dla przykładu wykreśliliśmy konstrukcyjnie bieg kilku promieni padających (równoległe) z punktu nieskończenie odległego od soczewki na so-



czewkę płasko-wypukłą raz na stronę płaską, drugi raz na wypukłą (rys. 91a i b)



Rys. 91.

Odstęp λ skrajnych obrazów $S_0 S_n$ jest miarą aberacji. Jeśli punkty $S_1, S_2, S_3 \ldots$ zaznaczymy na przedłużeniu odpowiednich promieni $\sigma_1, \sigma_2, \sigma_3, \ldots$ na soczewkę padających, jak na ryc. 91, wtedy ciąg punktów $S_0 S_1' S_2' \ldots$ utworzy pewną krzywą $S_0 S_1' S_2' S_3'$, która przebieg aberacji dla poszczególnych stref ilustruje.

Nietrudno obliczyć z biegu promieni położenie obrazów – i to jest metoda najdokładniejsza. Niech promień $\sigma_2 A$ pada w odległości h od osi pod kątem α na wklęsłą płaszczyznę soczewki, (rys. 91.a) natenczas, oznaczając przez x odległość obrazu S od wierzchołka soczewki mamy następujące proste związki:

$r = 24$ m/m $\quad n = 1.5$

h	$\left(\frac{h}{r}\right)^2 \to 0$	$h = 5$ m/m	$h = 10$ m/m	$h = 15$ m/m
$\sin\alpha = \frac{h}{r}$		0.208	0.417	0.625
α	$\to \frac{h}{r}$	12°	24° 40′	38° 40′

$\sin\beta = \frac{nk}{r}$		0.3125	0.625	0.937
β	$\to \frac{nk}{r}$	18°15′	38°46′	69°30′
$\gamma = \beta - \alpha$	$\to (n-1)\frac{k}{r}$	6°15′	14°	30°50′
$\sin\gamma$		0.109	0.242	0.512
$\frac{x+r}{r} = \frac{r\sin\beta}{\sin\gamma} = \frac{nk}{\sin\gamma} = \frac{nk}{(n-1)\frac{k}{r}}$	$= \frac{nr}{(n-1)}$	72 %	62.1 %	44 %

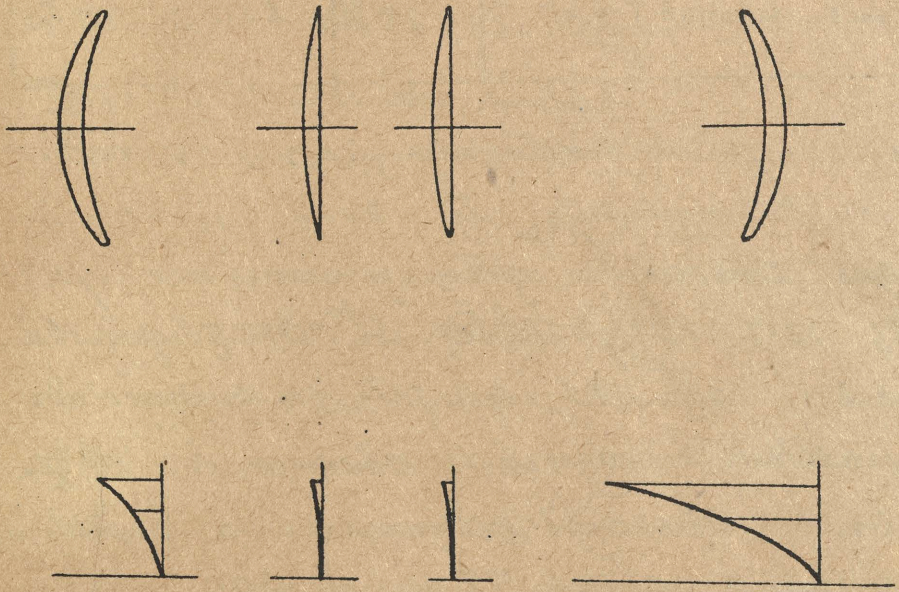
Zgodnie z konstrukcją $k \sim 30$ m/m

Konstrukcja i podobny poprzedniemu rachunek wykazują, że znacznie mniejszą jest aberacja, gdy promienie padają na wypukłą stronę płasko-wypukłej soczewki, aniżeli w poprzednim przypadku i wynosi obecnie $k \sim 13$ m/m. Zależność aberacji od promienia krzywizny przedstawia rycina 92 na str. 209.

Wyraźnie z niej wynika wielka rozmaitość aberacji w zależności od obu promieni krzywizny. Bardzo korzystnie pod tym względem wyróżnia się soczewka płasko-wypukła, która także z powodu prostej konstrukcji chętnie jest

używanej w narzędziach optycznych

W dodatnich soczewkach dzieją, jak wiemy, strefy bliższe osi obrazy dalej, aniżeli strefy od osi oddalone. Wprost

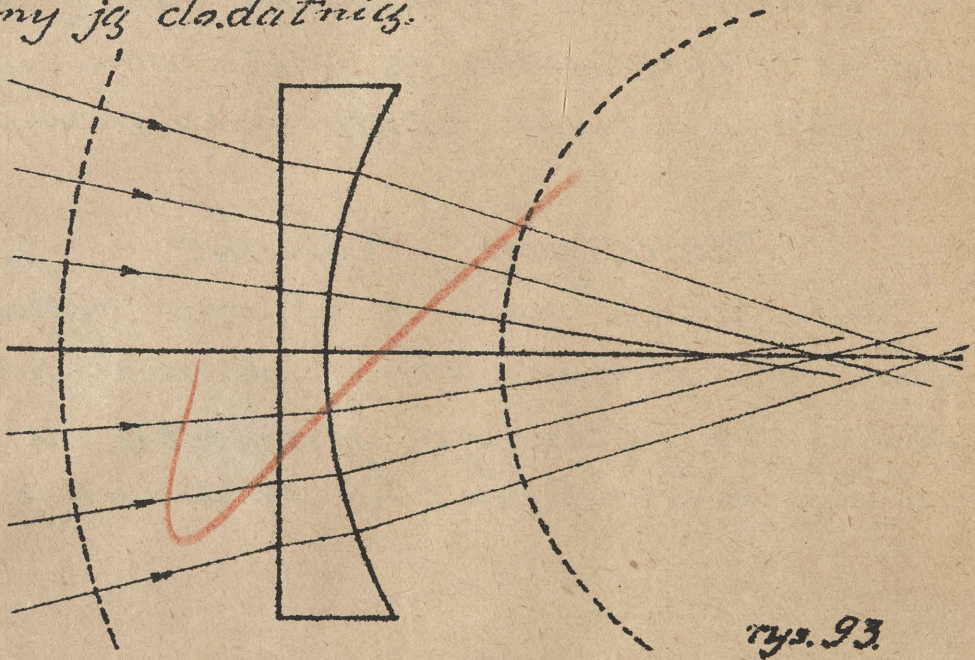


rys. 92

przeciwnie ma się rzecz w soczewce ujemnej jak można o tem łatwo się przekonać konstrukcją.

Gdy mianowicie padają na nią promienie zbieżne, wtedy skrajne pro-

mienie przecinają się dalej na osi aniżeli bliższe promienie. Aberacja jest więc ujemną, jeśli w soczewce dodatniej nazwiemy ją dodatnią.



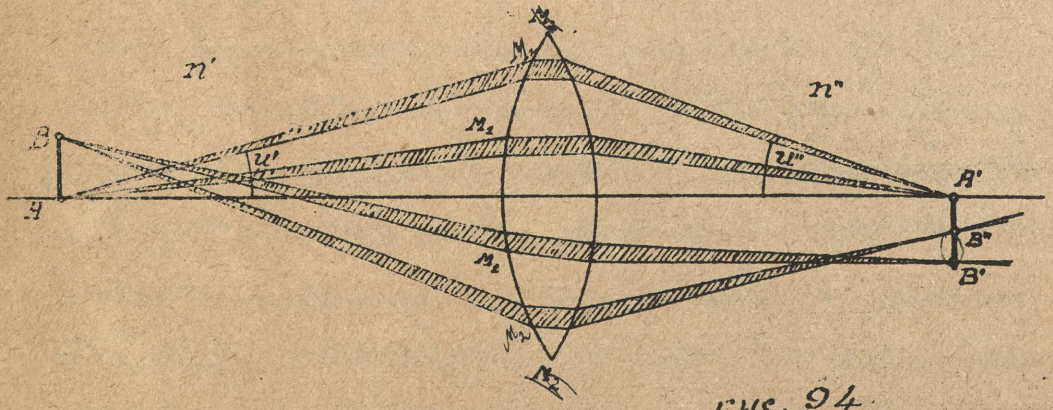
rys. 93.

Z tej krótkiej analizy aberacji sferycznej wynika sposób uniknięcia jej; a mianowicie przez kombinację dwóch lub więcej soczewek dających aberację ujemną i dodatnią otrzymamy system wolny od aberacji, ale oczywiście tylko dla jednego ściśle określonego punktu na osi i spe-

żonego z nim jego obrazu. Między innemi taką parą punktów sprzężonych względem krzywizny kuli są znane nam punkty uplanatyczne w odległości r i $\frac{r}{n}$ od środka i taką parą są także ogniska elipsoidy obrotowej użytej jako zwierciadło.

Planatyzm. Aplanat.

Jeśli udało nam się stworzyć system wolny od aberacji, który wszystkie promienie z **jednego punktu** A na osi wychodzące (rys. 94) zbiera w jed-



rys. 94.

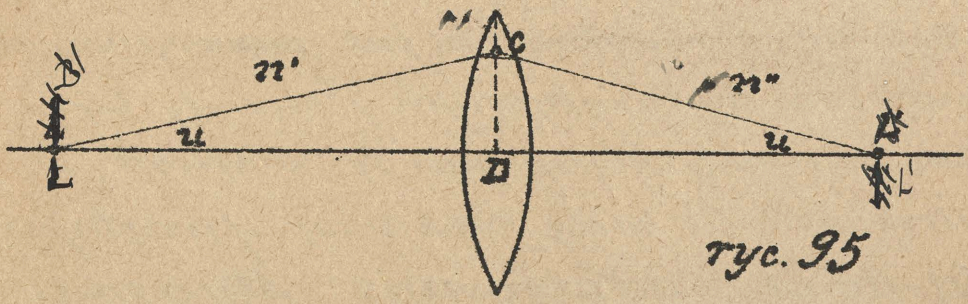
nym punkcie A', to jednak nawet nieskończenie mała płaszczyzna prostopadła do osi w punkcie A nie odwzoruje się bez wady dla w punkcie A'. Mianowicie dowolny punkt B blisko osi leżący zostanie odwzorowany przez różne strefy M_1, M_2 soczewki w innem miejscu B', B", i wskutek tego zamiast ostrego obrazu punktu B, otrzymamy zamazaną tarczę, zamiast wyraźnego obrazu przedmiotu AB dostaniemy obraz, którego środek A' jest idealnie odwzorowany, brzeg zaś zamazany wskutek tego że punkt B' „rozlewa się" (planaomaj). Rzecz ma się tak, że każda strefa soczewki daje obraz innej powiększony, innej więc ma ogniskową. Ta wada odwzorowania nie zachodzi, jak widzieliśmy, w wielokrotnie już wspominanych punktach aplanatycznych. Soczewkę lub system soczewek, który ma tę własność, że nieskończenie małą płaszczyznę prostopadłą do osi odwzoruje stygmatycznie

tycznie (t. zn. punktowi odpowiada punkt) nazywamy **aplanatem**. Warunek, jaki musi spełnić taki system wyprowadziliśmy w szczególnym przypadku; w ogólnym przypadku znaleziony został przez Abbe'go (1873) i opiewa

$$n' y' \sin. u' = n'' y'' \sin. u''$$

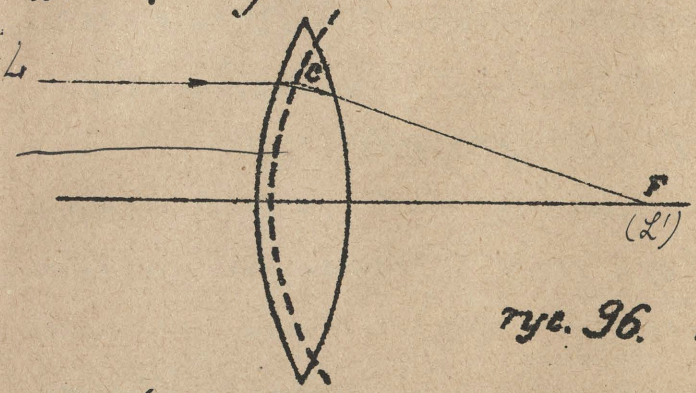
przyczem n', n'' oznaczają bezwzględne spółczynniki załamania danych ośrodków u', u'' - kąty jakie tworzą sprzężone promienie, wychodzące z punktów sprzężonych A i A', $y' = AB$; $y'' = A'B'$ linijne, poprzeczne wymiary elementu (rys. 94.). Jest to słynne prawo sinusów Abbe'go.

Gdy równoległe promienie padają na



ryc. 95

soczewkę jak w objektywie lunety wtedy warunek sinusów upraszcza się. Mianowicie, jak widać, z figury 95 ma być $\frac{\sin u}{\sin u'} = \frac{\frac{CD}{LC}}{\frac{CD}{L'C}} = \frac{L'C}{LC} = \text{const.}$, a ponieważ dla równoległych promieni $LC = \text{const.}$ (rys. 96.), przeto także $L'C = \text{const.}$, to znaczy w objektywie aplanatycznym punkty C muszą leżeć na obwodzie koła, którego środkiem jest ognisko F. Ogniska zwierciadła w kształcie



ryc. 96.

dipsojdy obrotowej są wolne od aberacji, nie są jednak punktami aplanatycznymi.

Dwa błędy dotąd omawiane odgrywają wybitną rolę ~~przy~~ w takich odwzorowaniach, ~~przy~~ w których wiązki promieni są bardzo rozbieżne, a więc przedewszystkiem w mikroskopach (w nich kąt ten dochodzi do 180°) i w soczewkach uży

wanych przy do fotografji portretowej. Dla tego objektyw mikroskopu i aparatu fotograficznego, służącego do portretowania musi być aplanatem.

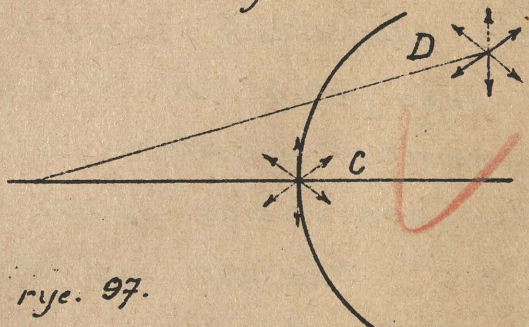
Astygmatyzm. Anastygmaty.

Inne wady wykazuje soczewka gdy na nią padają wązkie wiązki mało rozbieżne, ale zato pochodzące od punktów **daleko od osi leżących.**

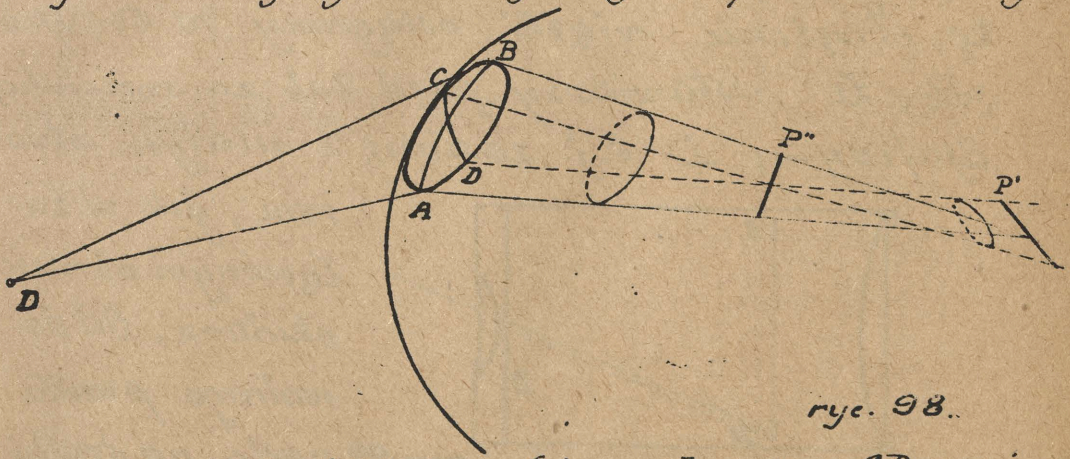
Najważniejszym z nich jest t. zwany **astygmatyzm**. Polega on na tem, że punkt świecący nie zostaje w ogólności odwzorowany, jako punkt (stygma) świecący, lecz jako dwie linje, a występuje wtedy, gdy element powierzchni trafiony przez wiązkę świetlną ma w ogólności różne promienie krzywizny w różnych przekrojach.

Środkowy element soczewki (rys. 97) na

którą pada centralna wiązka normalnie ma we wszystkich kierunkach stałą krzywiznę, wskutek tego nie powstaje astygmatyzm. Inaczej ma się rzecz z wiązką promieni, która pada ukośnie na element D. W każdym przekroju ma element D inną krzywiznę (ryc. 98) – w jednym z nich AB, jak uczy geometrja jest promień krzywizny największy (r) w drugim CD najmniejszy (r sin φ, gdzie φ oznacza odległość od biegunа). Wskutek tego wiń-



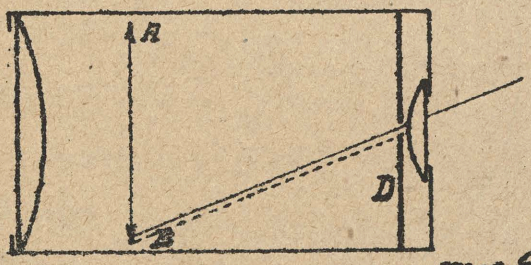
ryc. 97.



ryc. 98.

nem miejscu przecinają się promienie BP' i AP', w innym zaś CP'' i DP''. To samo odnosi się do wszystkich wiązek równoległych do AB względnie CD. Rezultat jest ten, że zamiast punktu, otrzymujemy jako odwzorowanie dwie linje ogniskowe P' i P'', których odległość $P'P''$ jest miarą astygmatyzmu.

Aby sobie zdać sprawę z tej wady w odwzorowaniu pomyślmy sobie wiązki snop promieni padających na soczewkę. Zwężenie wiązki osiągamy w ten sposób, że ustawiamy przed lub za soczewką djafragmę D t. j. zasłonę z małym otworem, jak w załączonym obrazie okularu. Od dowolnego punktu



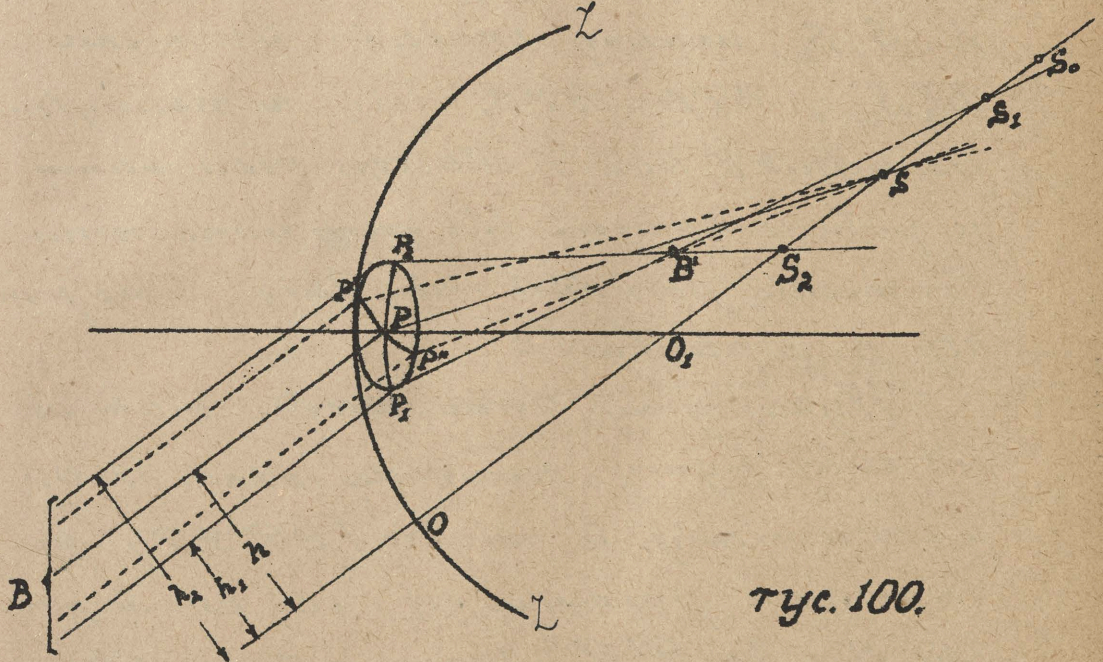
ryc. 99.

pada na środek soczewki wiązka promieni, którą możemy uważać dla uproszczenia rozumowania





za równoległą t.zn. punkt B umieszczamy bardzo daleko od soczewki w porównaniu z jej ogniskową. Gdzie powstaje obraz punktu B i jaki on jest? Rozważmy tylko jedną powierzchnię łamiącą, a mianowicie wypukłą (ZP) na której



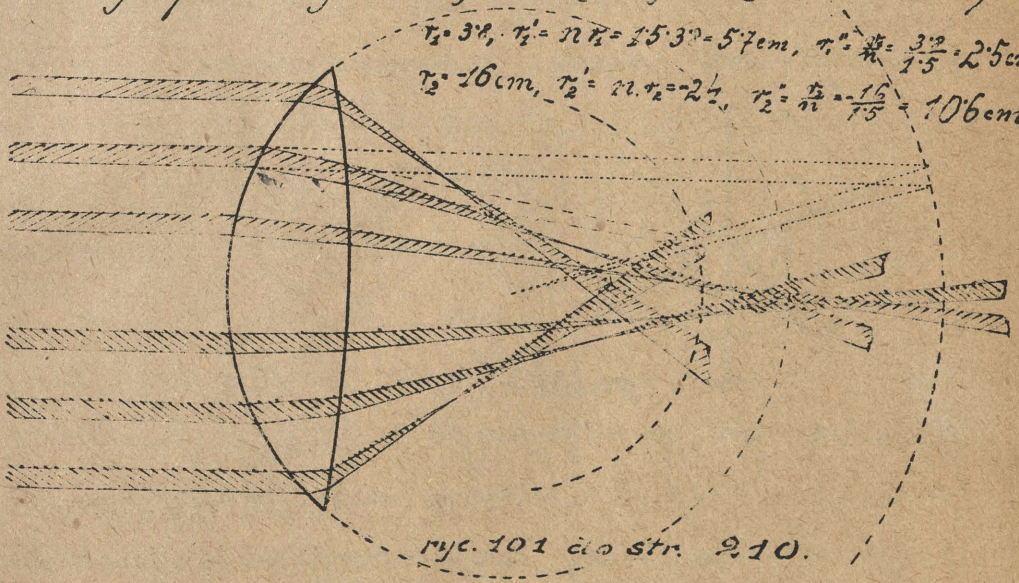
Tyc. 100.

środek P pada skośnie wązka wiązka (P_1PP_2) (rys. 100). Aby znaleźć kierunek tej wiązki po załamaniu wykreślmy równoległą do niej wiązkę, reprezentowaną przez

osi OO_1 na której powstaje obraz przedmiotu nieskończenie odległego w punkcie S_0. Równoległe do OO_2 promienie w odległości h_1, h, h_2 przecinają się na osi OO_2 przed punktem S_0 a kierunki tych promieni i ich punkty przecięcia się z osią S_1, S, S_2 umiemy znaleźć. Promienie BP_2S_2, BPS, BP_1S_1 leżą w płaszczyźnie południka kuli i dlatego nazywamy je południkowemi lub merydjonalnemi. Promienie południkowe (BP_1 i BP_2) dają obraz punktu B w punkcie przecięcia się B'.

Wykonajmy teraz bardzo mały obrót całej figury powyższej około osi OO_1, a zrozumiemy, że wiązka $(BP'PP'')$ po załamaniu przecina się na osi w punkcie S, bo $P'P''$ zajmuje takie same położenie względem O jak P. Promienie $(BP'PP'')$... nazywają się styczne mi lub sagitalnemi. Jeśli przekrój padającej wiązki promieni jest kołem, natenczas

w B' utworzy się linja świecząca prostopadła do przekroju południkowego, a druga linja świecząca $S_1 S_2$ powstanie wzdłuż osi OO_1. Linje te nazywają się linjami ogniskowemi. Gdy wiązkę po załamaniu przetniemy w różnych miejscach prostopadłemi płaszczyznami wtedy przekroje wiązki będą się zmieniały.

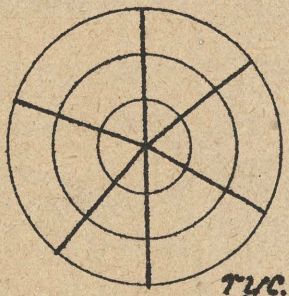


ryc. 101 do str. 210.

Najwęższy przekrój, będący kołem, możemy uważać za obraz punktu świecącego B. Pojęcie obrazu punktu B nie jest punktem (stigma) przeto tę nazwę w odniesieniu, polegającą na tem, że promienie za-

miast w punkcie, koncentrują się w dwóch linjach, nazywamy astygmatyzmem. Miarą astygmatyzmu jest odległość obu linji ogniskowych.

Praktycznie ujawnia się ta wada w ten sposób, że punkty, daleko od osi leżące dają zamazane obrazy. Jeśli jednak jako przedmiotu świecącego użyjemy figury obok narysowanej, tuszem na szkle, a mianowicie kół koncentrycznych przeciętych promieniami, to w miejscu B',



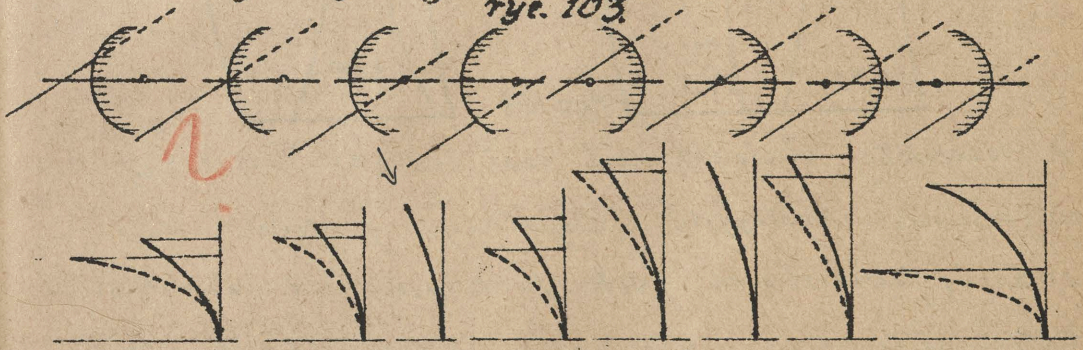
tyc. 102

gdzie występuje linja ogniskowa prostopadła do południkowej płaszczyzny, — zewnętrzne koła wystąpią wyraźnie, a skrajne części promieni będą zamazane, w miejscu zaś drugiej ogniskowej zewnętrzne koła będą zamazane, a promienie wystąpią wyraźnie.

Zamiast kół można użyć siatki

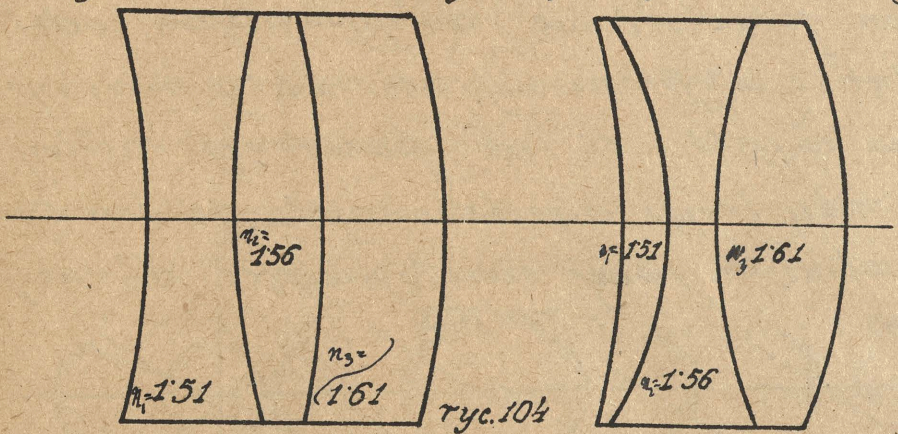
Wielkość astygmatyzmu (odległości linji ogniskowych) zależy, rozumie się, od tych samych czynników, od których zależy aberacja sferyczna. Można, podobnie jak w aberacji sferycznej, poglądowo przedstawić astygmatyzm, odcinając na pionowej osi kąty nachylenia wiązki, a na poziomej odległość obu linji ogniskowych. W ten sposób otrzymujemy następujące obrazy:

rys. 103.



Widzimy stąd, że tam, gdzie aberacja sferyczna jest najmniejsza, astygmatyzm jest największy i odwrotnie. Mimoto przez uwzględnienie różnych czynników udało się skombinować tę,

względnie cztery soczewki o różnych współczynnikach załamania tak, że stanowią one system anastygmatyczny. Figury poniższe przedstawiają wówczas anastygmat, tak ważny zwłaszcza w fotografji na której



ryc. 104

i punkty daleko od osi leżące muszą wyraźnie wystąpić. Ogólnego prawa, któreby, podobnie jak prawo sinusów Abbego dawało warunek anastygmatyzmu, niestety nie znamy.

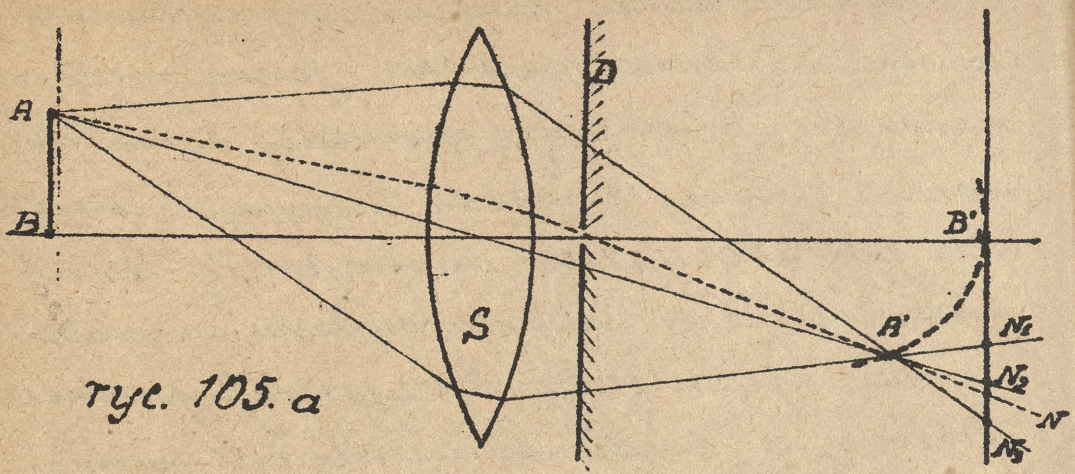
Wypaczenie płaszczyzny i skrzywienie obrazu.

Gdybyśmy nawet osiągnęli stygmatyczne



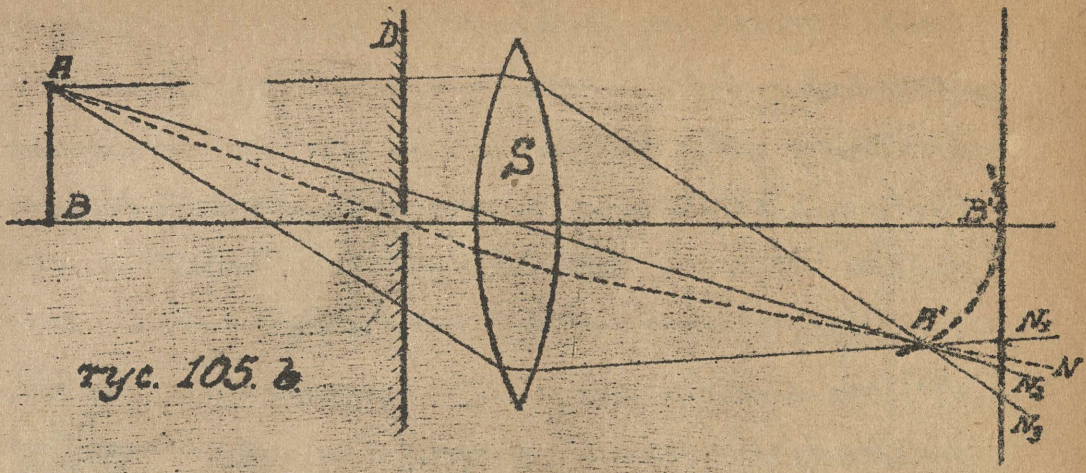
ne odwzorowanie przy pomocy systemu soczewek, to jednak pozostają jeszcze niedokładności, które szpecą powstały obraz. Mianowicie obrazy punktów świecących, leżących na płaszczyźnie prostopadłej do osi pozostają po odwzorowaniu w ogólności na pewnej krzywej powierzchni, a nadto obraz nie jest podobny do przedmiotu.

Aby zrozumieć tę niedokładność odwzorowania pomyślmy sobie (rys 105a) rozległy przedmiot AB odwzorowany przez soczewkę S. Obraz punktu centralnego B znajdzie się na osi w miejscu B', obraz zaś punktu A znajdującego się w większej odległości od środka soczewki aniżeli punkt B, utworzy się w punkcie A' (o ile nie uwzględnimy astygmatyzmu) bliżej środka soczewki aniżeli obraz B', wskutek tego B'A' znajdzie się na pewnej zakrzywionej powierzchni a nie na płaszczyźnie. Na



ryc. 105. a

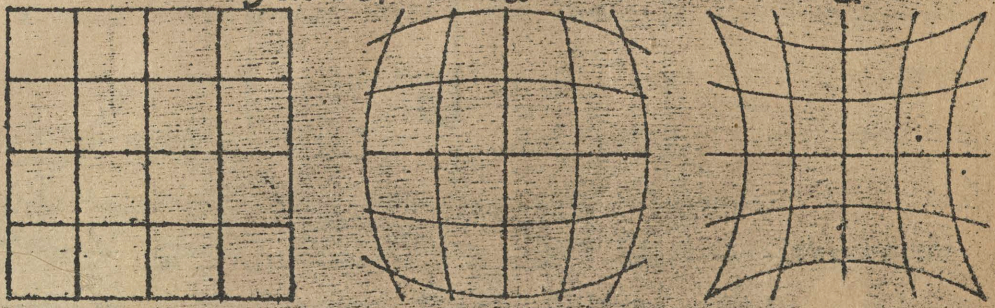
płaszczyźnie BN powstanie zamiast wyraźnego obrazu A' tarcza $N_1 N_3$, która tem jest mniejsza, im węższą jest wiązka przepuszczonych promieni. Umieśćmy w D djafragmę, która tylko przepuści kreskowany promień, wtedy obraz punktu A na zasłonie jest wyraźniejszy., ale tworzy się dalej od osi, aniżeli w przypadku, gdy, jak na ryc. 105 b) djafragma jest umieszczona przed soczewką. Wskutek tego obraz B'N', względnie B'N'' nie będzie podobny do przedmiotu AB, obraz będzie skrzywiony. To skrzywienie (zniekształcenie kątów)



ryc. 105. b.

obserwować można łatwo, jeśli obrazem świecącym jest system kwadratów, które w pierwszym przypadku odwzorujęz się tak, jak wska-

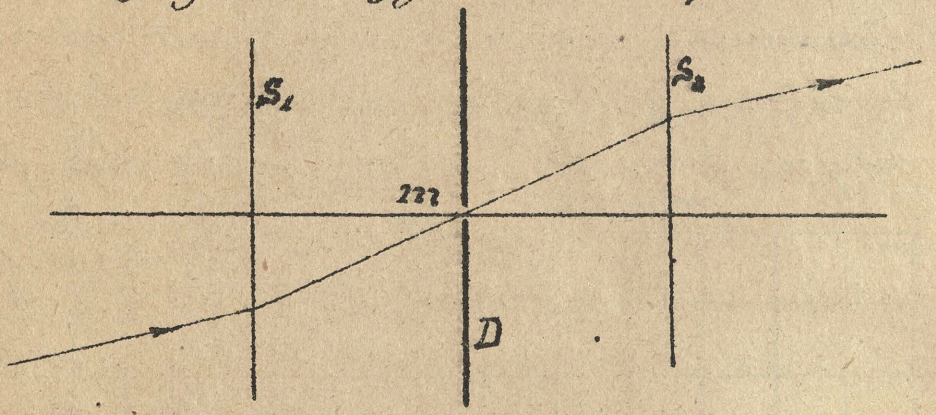
ryc. 106. a. b.



ryc. 106 a) w drugim zaś tak jak ryc. b)

Tylko w tym przypadku diafragmowanie powoduje zniekształcenia, gdy jest umieszczona symetrycznie w środku. A to

jest możliwe tylko wtedy, gdy system soczewek jest symetryczny względem tego środka, gdy użyjemy do odwzorowania systemu złożonego z dwóch identycznych części n.p z dwóch anastygmatów, aplanatów i w środku między niemi umieścimy diafragmę. Otrzymujemy wtedy podwójny anastygmat lub aplanat; dla



promienia S_1 m jest D tylną diafragmą, dla mS_2 zaś przednią, wskutek tego przesunięcie obrazu N'N" raz ku osi, drugi raz od osi niweluje się.

Wypaczenie obrazu wtedy tylko odgrywa rolę, gdy chcemy płaszczyznę od-

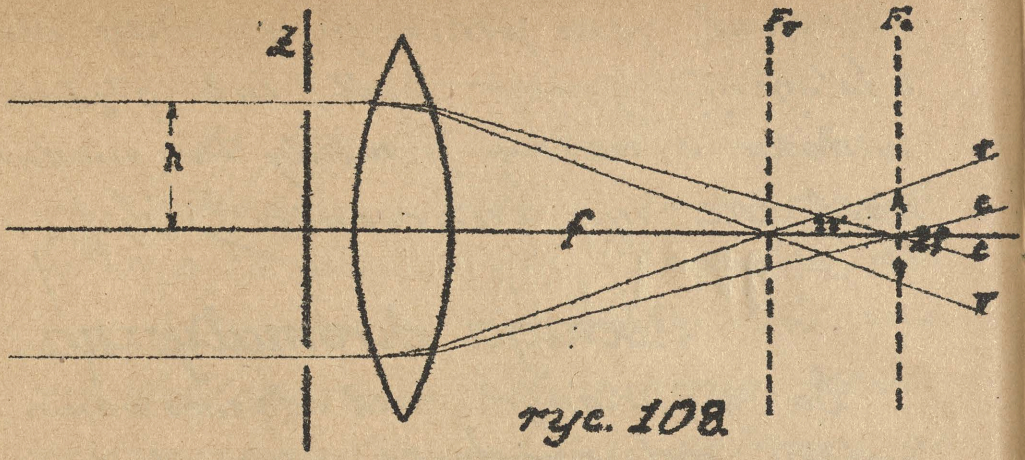
wzorować jako płaszczyznę. Gdy chodzi o fotografję grupy osób, lub głębokiego widoku z natury, wtedy ta niedokładność nie ma znaczenia. 36

32 wykł. 25/XI 1924

Aberacja chromatyczna.

Do wyliczonych wad odwzorowania przy pomocy **jednorodnej** wiązki świetlnej dołączają się jeszcze wady pochodzące stąd, że użyte światło prawie zawsze jest **złożone**, przeważnie białe. Każda barwa złożonej wiązki ma właściwy sobie spółczynnik załamania, następuje więc dyspersja w soczewce, wskutek czego obraz okazuje się w kolorowej obwódce; powiadamy, że soczewka nie jest wolna od aberacji chromatycznej.

Aby tę wadę odwzorowania optycznego usunąć, trzeba ją najpierw poznać. W tym celu pomyślmy sobie punkt świecący białem światłem; spółczynniki



ryc. 108

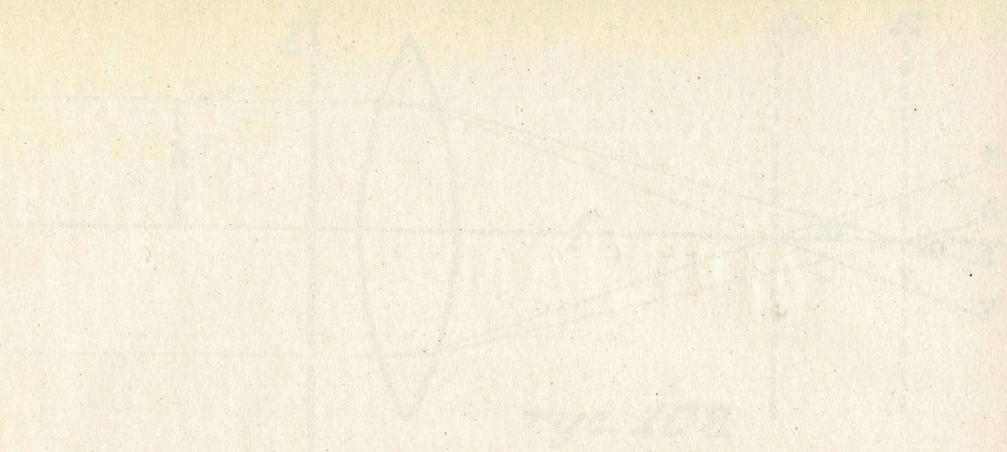
załamania skrajnych barw widma niech będą n_c i n_f. Gdy punkt jest nieskończenie daleko, otrzymamy jego obraz w ognisku, przy czym jednak ogniska poszczególnych barw nie nakrywają się. Ogniskowe skrajnych barw widma, mianowicie czerwonej i fioletowej f_f i f_c wynoszą dla cienkich soczewek:

$$\frac{1}{f_f} = (n_f - 1)\left(\frac{1}{r_1} + \frac{1}{r_2}\right); \quad \frac{1}{f_c} = (n_c - 1)\left(\frac{1}{r_1} + \frac{1}{r_2}\right)$$

Odstęp skrajnych ognisk:

$$\Delta_{f,c} = f_c - f_f = \frac{1}{(n_c-1)\left(\frac{1}{r_1} + \frac{1}{r_2}\right)} - \frac{1}{(n_f-1)\left(\frac{1}{r_1} + \frac{1}{r_2}\right)} =$$

$$= \left(\frac{1}{n_c - 1} - \frac{1}{n_f - 1}\right) \Big/ \left(\frac{1}{r_1} + \frac{1}{r_2}\right)$$



A gdy ogniskową soczewki dla pośredniej barwy widma, za którą przyjmuje się zwykle barwę żółtej linji sodu D nazwiemy f_D, natenczas

$$\frac{1}{f_D} = (n_D - 1)\left(\frac{1}{r_1} + \frac{1}{r_2}\right) \text{ a stąd: } \frac{1}{\frac{1}{r_1} + \frac{1}{r_2}} = f_D(n_D - 1)$$

czyli $$\frac{\Delta_{v,c}}{f_D} = (n_D - 1)\left[\frac{1}{n_c - 1} - \frac{1}{n_v - 1}\right]$$

Wielkość $\frac{\Delta_{v,c}}{f_D}$ nazywamy względną wielkością chromatycznej aberacji.

Aby sobie zdać sprawę z wielkości $\Delta_{v,c}$ obliczamy je dla soczewki dwuwypukłej ze szkła, które w fabryce oznaczone jest Nr 0.102. Współczynniki załamania tego szkła dla barw odpowiadających liniom Fraunhofera

	C	D	F	G
są następujące	n_c	n_D	n_F	n_G
0.102	1.64373,	1.64920,	1.66294,	1.67475

zatem $$\frac{\Delta_{v,c}}{f_D} = 0.6492\left[\frac{1}{0.64373} - \frac{1}{0.67475}\right] = \frac{0.6492 \cdot 0.03102}{0.64375 \cdot 0.67475}$$

$$\frac{\Delta_{v,c}}{f_D} = 0.0465.$$

Jeśli więc średnia ogniskowa wynosi 20 cm. to $\Delta_{v,c} = 20 . 0.0465 = 0.93$ cm.
Taka jest odległość ogniska fioletowego od czerwonego.

Wskutek aberacji chromatycznej, otrzymujemy zamiast obrazu w formie punkteczko (rys. 108) i to albo z brzegiem czerwonym, gdy zasłonę ustawimy w ognisku F_v, albo fioletowym w punkcie F_c. Promień takiego kółka $s = \Delta_{v,c} . u$, jeśli przez u oznaczymy kąt promienia z osią, a ponieważ dla małych, u jest $u = \frac{h}{f}$, przeto $s = \frac{\Delta_{v,c}}{f} h$, gdzie $2h$ oznacza średnicę otworu soczewki. W powyższym przykładzie $s = 0.0466\ h$, a jeśli $h = 2$ cm, natenczas $s = 0.093$ cm. $= 0.93$ m/m.

Aberację chromatyczną obserwujemy albo w ten sposób, że obraz przedmiotu świecącego rzucamy na zasłonę, albo też subjektywnie. Mianowicie nakrywamy

soczewkę zasłoną Z, która ma dwa symetryczne otwory przy brzegach soczewki (rys. 108) i spoglądamy przez nie z punktu F_c względnie F_z. Wtedy biały punkt świecący okaże się nam fjoletowo, względnie czerwono zabarwionym.

Sposoby usunięcia aberacji chromatycznej.

Chromatyczna aberacja jest oczywiście wadą soczewek, którą należy usunąć. Wzór na ogniskową dla cienkiej soczewki $\frac{1}{f} = (n-1)\left(\frac{1}{r_1} + \frac{1}{r_2}\right)$ uczy, że jedną soczewką bardzo cienką tego zrobić nie można. Można jednak usunąć częściową aberację chromatyczną kombinując przynajmniej dwie cienkie soczewki w system, który nazywa się wtedy achromatycznym. Przy dwóch przylegających do siebie soczewkach da się to zrobić przez odpowiedni dobór promieni krzywizny obu soczewek i materjału szklanego z którego się je sporządza. Ale także

Dwie soczewki nawet z tego samego materjału dadzą się złożyć w system achromatyczny, jeśli tylko dobierzemy odpowiednią odległość, podobnie jak się rzecz miała w okularach Huyghensa i Ramsdena, poprzednio opisanych.

Ogniskowa systemu dwóch soczewek jest jak wiadomo:

$$\frac{1}{f} = \frac{1}{f_1} + \frac{1}{f_2} - \frac{d}{f_1 f_2}$$

Jednakże $\frac{1}{f} = (n-1)\left(\frac{1}{r_1} + \frac{1}{r_2}\right) = (n-1)k$,

gdzie k jest stałą wielkością soczewki niezależną od barwy, przeto równanie nasze ma kształt (jeśli obie soczewki są z tego samego materjału i mają średnie ogniskowe f' i f'')

$$\frac{1}{f} = (n-1)k' + (n-1)k'' - d(n-1)^2 k' k''$$

Zmiana współczynnika załamania o niezmiernie małą wielkość Δn pomnożona przez zmianę długości ogniskowej systemu soczewek, którą można łatwo obliczyć, jeśli opuścimy wielkości małe wyższego

wielu $(\Delta n)^2$, ... z równania:

$$\Delta\left(\frac{1}{f}\right) = k'\Delta n + k''\Delta n - 2d(n_s-1)k'k'\Delta n$$

Zażądajmy aby ognisko F_v i F_c, barw których współczynniki załamania różnią się o małą wielkość Δn, pokrywały się, czyli, aby $\Delta\left(\frac{1}{f}\right) = 0$; wtenczas

$$(k'+k'')\Delta n - 2d(n_s-1)k'k''\Delta n = 0,$$

przyczem znamy n_s, jako średnim współczynnikiem załamania, a stąd

$$d = \frac{k'+k''}{2(n_s-1)\cdot k'k''} = \frac{1}{2(n_s-1)}\cdot\left(\frac{1}{k'}+\frac{1}{k''}\right) = \frac{1}{2}(f'+f'')$$

Warunkowi temu czynią zadość systemy soczewek w lupach lub okularach, jak poprzednio widzieliśmy. Soczewka achromatyczna dla dwóch barw nie jest nią dla innych, powstają błędy chromatyczne drugiego rzędu. System, który jest achromatyczny dla kilku barw, a nadto aplanatyczny nazywa się apochromatem i taki system ma szerokie zastosowanie w fotografji, w mikroskopach.

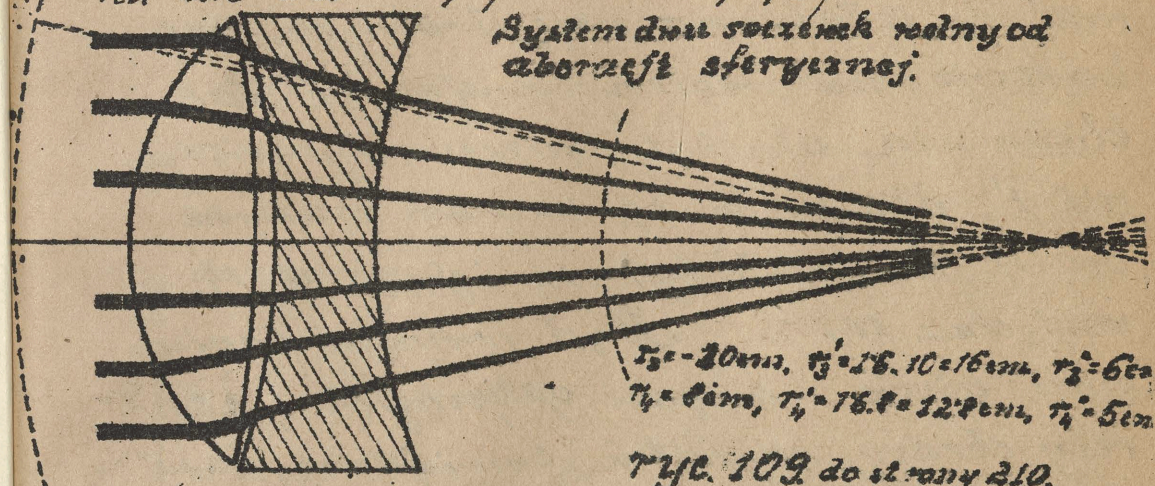
Potrzeba użycia narzędzi optycznych.

Poznaliśmy wady soczewek i sposoby zmniejszania względnie unikania tych wad. Aby skonstruować narzędzie optyczne, trzeba najpierw zdać sobie dokładnie sprawę z tego, jakie przedmioty mają być przy jego pomocy oglądane: duże czy małe, i przy pomocy jakich wiązek świetlnych: centralnych, czy skośnych, bardzo rozbieżnych, czy też nie i stosownie do tego dane narzędzie należy złożyć.

Konieczność użycia narzędzi optycznych wynika z niedoskonałości budowy naszego oka, którego istotną częścią składową jest licha naogół soczewka. Otóż oko ma wprawdzie nadzwyczajną łatwość zmieniania ogniskowej swej soczewki, t. zw. przystosowania się czyli akomodacji, ale obszar akomodacji jest ograniczony; **oko przedmiotów zbyt bliskich spostrzec wyraźnie nie może.** /Przedmia ogniskowa



oka zmienia się od 15.5 m/m do 14.0 m/m tylna zaś od 20.7 m/m do 18.7 m/m)



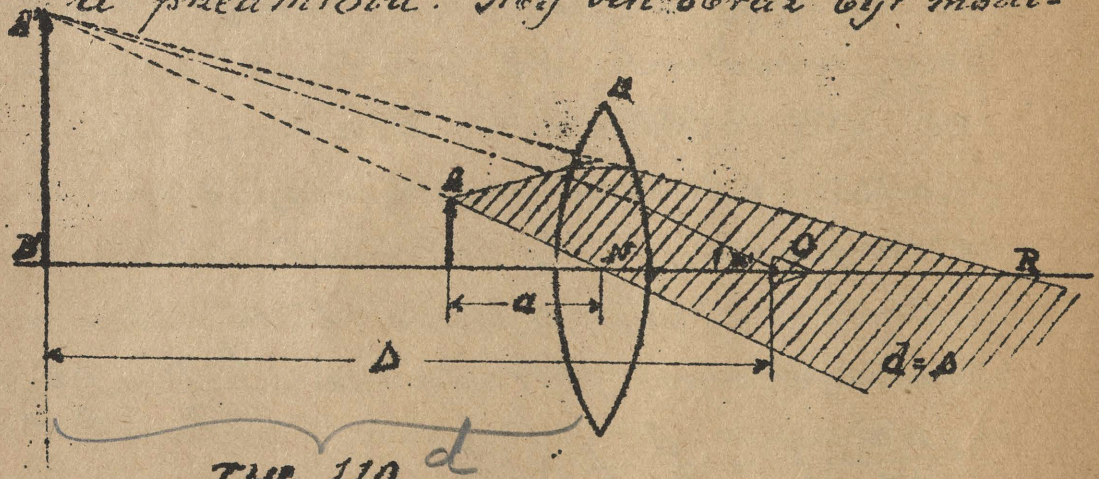
Tyc. 109 do str. 210.

A dalej wskutek ograniczonej, małej średnicy oka i powstających stąd obrazów dyfrakcyjnych nie jesteśmy w możności odróżnić przedmiotów, które się nam ukazują pod kątem mniejszym aniżeli 1'. Gdyby nie te dwa ograniczenia, gdyby więc każdy przedmiot można było dowolnie blisko umieścić i akomodacja nie była ograniczona, nie potrzebowalibyśmy żadnych narzędzi optycznych. Tymczasem przedmiotów takich, jak

słońce, księżyc nie możemy zbliżyć, a temsamem zwiększyć kąt widzenia ponad 1', a taksama ciał drobnych, jak bakterje, nie możemy przysunąć tak blisko oka, aby kąt widzenia był większy niż 1', dlatego, bo ogniskowa soczewki ocznej nie może być mniejszą od 14, względnie 18.7 %. Stąd wynika konieczność użycia narzędzi optycznych, któreby obrazy, oczywiście zmniejszone, bardzo dalekich przedmiotów, takich jak słońce, księżyc, wytwarzały bardzo blisko oka, albo powiększały odpowiednio przedmioty bardzo małe (bakterje) i w ten sposób w obu tych krańcowych wypadkach zwiększały kąt widzenia. Do pierwszych należy lunetta, do drugich lupa i mikroskop. Te ostatnie rozszerzają obszar akomodacji oka. Z innych narzędzi wymienić należy aparat fotograficzny i projekcyjny.

Lupa czyli pojedyńczy mikroskop.

Lupą jest każda soczewka dodatnia o krótkiej ogniskowej, na której umieszczamy drobny przedmiot AB, mający być powiększonym (ryc. 110). Wskutek załamania się promieni powstaje obraz pozorny, zwiększony, w odległości b większej, aniżeli odległość a przedmiotu. Aby ten obraz był możli-



ryc. 110.

wie wierny musi być lupa soczewką achromatyczną, albo systemem dwóch soczewek achromatycznych i ile możności wolna od aberacji, bo wiązka promieni, padająca na soczewkę jest bardzo rozbieżna.

Powiększenie przez lupę jest tem większe, im większy jest kąt u' pod którym obraz $A'B'$ oglądać możemy, a mniejszy sam obraz, tak że powiększenia $w = \frac{tg\, u'}{AB}$
Mały otwór oczny umieszczony w biegu wiązki promieni, które zdają się wychodzić z punktu A', chwyta je pod różnemi kątami u', dlatego powiększenie zależy w ogólności od położenia oka na osi NR. Obliczmy je dla szczególnego przypadku, gdy oko znajduje się blisko soczewki w punkcie N; odległość obrazu $A'B'$ od oka wynosi Δ (około 25 cm. dla normalnego oka) Wtedy $w = \frac{tg\, u'}{AB} = \frac{A'B'}{\Delta} \cdot \frac{1}{AB} =$

$= \frac{A'B'}{AB} \cdot \frac{1}{\Delta} = \frac{d}{a} \cdot \frac{1}{\Delta} = \frac{1}{a}.$

ale $\frac{1}{a} - \frac{1}{\Delta} = \frac{1}{f}$; przeto $w = \frac{1}{f} + \frac{1}{\Delta} = \frac{1}{f}\left(1 + \frac{f}{\Delta}\right)$
Gdy ogniskowa jest bardzo małą wobec Δ wtedy $w \neq \frac{1}{f}$: powiększenie równa się zdolności łamiącej soczewki.

Miarą powiększenia liniowego jest

$N = \frac{A'B'}{AB} = w\Delta = \frac{\Delta}{f} + 1$; oznacza to liczbowo wielkość obrazu w odstępie d, odpowiadającą wielkości przedmiotu 1. Lupa więc, która ma powiększyć przedmiot $N = 10$ razy, musi mieć ogniskową $f = \frac{\Delta}{n-1} = \frac{\Delta}{9} = 2.8$ cm., zaś lupa o ogniskowej 2.8 m/m powiększa okrągło 100 razy.

W. 38. Dnia 13/XII 1905

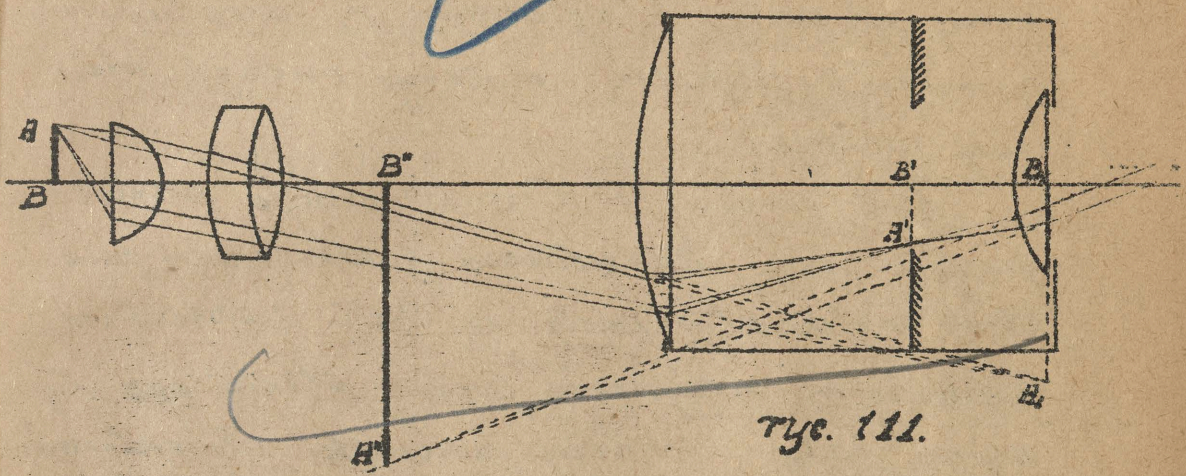
Przed powrotami

Mikroskop złożony.

Przy dużych powiększeniach uciekamy się do narzędzia złożonego, a mianowicie do mikroskopu, dlatego, bo jak już poprzednio wspomniano, możemy zadanie powiększenia podzielić na objektyw i okular.

Objektyw ma za zadanie odwzorować bardzo drobny przedmiot jako rzeczywisty, powiększony obraz, który oglądamy przez okular. Objektyw więc musi być aplanatem i achromatem, w punkcie aplana-

ycznym umieszczamy przedmiot oświetlony, a jego obraz powiększony powstaje w punkcie z nim sprzężonym. Przedmiot oglądany umieszczony jest **tuż przed ogniskiem** objektywu mikroskopu; przeto promienie wychodzą z objektywu do rury mikroskopu prawie równoległe i padają przez małą djafragmę wąskiemi wiązkami na okular. Dobry okular powinien być achromatem i anastygmatem. Najczęściej używanym okularem jest okular Hughens'a, w którym, jak wiadomo, jedno ognisko leży pośrodku między obiema płasko-wypukłemi soczewkami, drugie zaś przed okularem leżąc od strony oka. Wskutek tego rzeczywisty obraz przedmiotu, rzucony przez objektyw musi się tworzyć w środku między obiema soczewkami okularu na jego ogniskowej, tak aby następnie oczna soczewka okularu mogła utworzyć obraz pozorny;



ryc. 111.

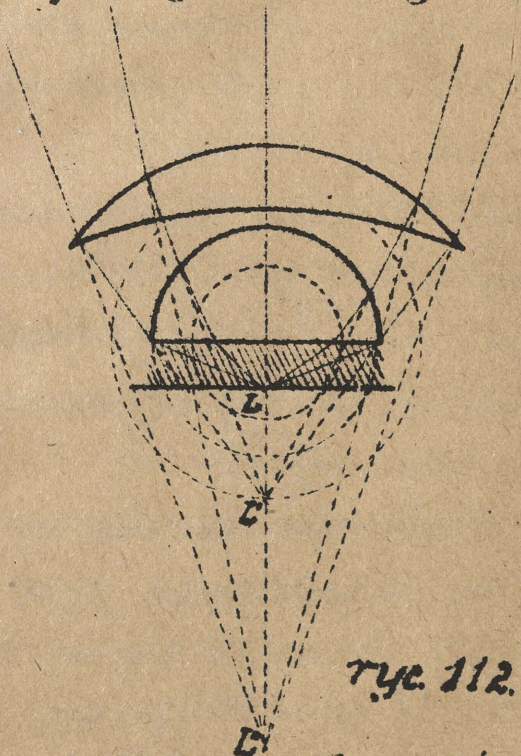
oko oglądany.

Bieg promieni przedstawi się więc w sposób następujący: sam objektyw, który złożony jest z kilku soczewek, ale może być zastąpiony przez jedną, dałby z przedmiotu AB umieszczonego tuż za ogniskiem, obraz A_1B_1; ponieważ jednak w bieg tych promieni wstawioną jeszcze jest soczewka zbierająca, przeto obraz ten utworzy się w A'B' w pośrodku okularu. W tem miejscu ustawia się zasłonę z otworem, która ogranicza pole widzenia, a często

także ustawia się tam podziałkę milimetrową na szkle i oglądając ją przez lupę równocześnie z obrazem, możemy mierzyć wielkość obrazu.

Jak widać ze schematycznego przebiegu promieni, korzystamy z własności punktów aplanatycznych w kuli i sposobem podanym najpierw przez Amici'ego używamy jako pierwszej soczewki objektywu szczątki płasko-wypukłej, w formie półkuli (rys. III), w której punkcie aplanatycznym umieszcza się przedmiot. Oczywiście punkty te w powietrzu nie mogą być dość aplanatycznymi, ale błędy odwzorowania są znacznie zmniejszone. Aplanatyzm osiąga się dopiero przez immersję, t.zn. umieszczenie przedmiotu w cieczy, której współczynnik załamania równa się współczynnikowi soczewki. Jako ciecz używa się raczej wody, częściej oleju cedrowego, któ-

nego spółczynnik załamania jest równy spółczynnikowi załamania szkła. Wszystkie promienie, wychodzące z punktu aplanatycznego załamują się tak, że zdają się wychodzić z jednego punktu. Aby je uczynić jeszcze bardziej zbieżnemi umieszczamy drugą soczewkę wklęsło-wypukłą; centrum jednej powierzchni jest w punkcie aplanatycznym L', dla drugiej zaś punkt L' jest wewnętrznym punktem aplanatycznym; na pierwszej więc nie nastąpi załamanie, na drugiej zaś takie, że wszystkie promienie zdają się wychodzić z drugiego punktu aplanatycznego L''. Promienie są obecnie



ryc. 112.

małe rozbieżne, choć kąt rozbieżności pierwotnej wiązki na pierwszą soczewkę padającej wynosi prawie 180°. Ale ostatnia soczewka jeszcze nie jest achromatyczną, ale łatwiej już teraz osiągnąć można achromatyzm przez użycie kombinacji odpowiednich szkieł.

Okular ze swej strony powinien tworzyć system achromatyczny i anastygmatyczny, aberracja nie wchodzi prawie w grę z tego powodu, że wiązki padające na okular są bardzo wąskie.

Powiększenie mikroskopu da się dla normalnego oka w przybliżeniu tak obliczyć: powiększenie samego objektywu $w_1 = \frac{y'}{y} \neq \frac{l}{f_1}$, gdzie l jest długością tubusa, f_1 zaś ogniskową objektywu. Obraz y' jest przedmiotem dla okularu o ogniskowej f_2 i powiększenie jego jest jak przez lupę $w_2 = \frac{y''}{y'} = \frac{d}{f_2}$; w rezultacie więc powiększenie mikroskopu

$w = \frac{y''}{y} = w_1 . w_2 = \frac{l}{f_1} \times \frac{d}{f_2}$ zależy od trzech czynników: długości tubusa, ogniskowej objektywu i okularu. Gdy długość tubusa $l = 140$ m/m $f_1 = 5$ m/m $f_2 = 10$ m/m $d = 250$ m/m wtedy $w = \frac{140 . 250}{50} = 700$.

Zmieniamy powiększenie mikroskopu w ten sposób, że albo zmieniamy objektyw albo okular, albo długość tubusa.

Inna rzecz powiększenie mikroskopu, a inna t. zw. zdolność rozpoznawcza mikroskopu. Tutaj już hipoteza prostolinijnego rozchodzenia się promieni nie wystarczy; aby zdolność rozpoznawczą obliczyć trzeba sięgnąć do teorji falowej światła. Na pytanie od czego zależy ta zdolność rozpoznawcza mikroskopu odpowiedział Abbe opierając się na rezultatach teorji falowej. On pierwszy zwrócił na to uwagę, że przedmiot oglądany pod mikroskopem jest oświetlany przez obce źródło

64 wyk. 26/XI 1924

światła, a ponieważ struktura przedmiotu oglądanego jest bardzo delikatną, przeto, gdy oświetlające promienie są równoległe otrzymujemy za objektywem w jego ognisku obraz dyfrakcyjny przedmiotu oglądanego przez mikroskop złożony z widm I^go, II^go... rzędu, jako rezultat ugięcia i interferencji promieni oświetlających przedmiot. I tylko gdy ten obraz dyfrakcyjny za objektywem się utworzy obraz widziany jest do przedmiotu podobny i tylko gdy ten **obraz dyfrakcyjny dostanie się** następnie przez okular **do oka**, wtedy daje nam znać o strukturze tego przedmiotu, który w wiązce padających na ten przedmiot promieni świetlnych dokonał tak poważnych zmian. To podobieństwo obrazu do przedmiotu jest tem mniejsze, im więcej widm zakrywamy w obrazie dy-

frakcyjnym, a znika zupełnie, gdy tylko środkową jasną część widma przepuścimy, gdy więc nie przepuścimy przez okular promieni nawet od 1go widma. Gdy więc chcemy widzieć n. p. szparę i odróżnić jej brzegi, musimy otwór objektywu zrobić tak duży, aby przynajmniej widmo 1go rzędu mogło się poza objektywem utworzyć — co tem łatwiej nastąpi im szerszą jest, jak wiadomo, szpara. Ten odstęp brzegów szpary δ musi być, jeśli chcemy je jeszcze odróżnić, jak wykazał Abbe przez prostą analizę, mniejszy $\delta \leq \frac{\lambda}{2 n \sin u}$, przy czem λ jest długością fali świetlnej, n — współczynnikiem załamania ośrodka, w którym przedmiot oglądany leży (w powietrzu $n=1$, w cieczy immersyjnej n jest współczynnikiem cieczy) u zaś kątem, jaki tworzą z osią ekrajne promienie na objektyw padające; $n \sin u = a$ nazywa się aperturą liczbową. Ta

$\sin \beta = \frac{1}{5}$

powietrza $a = n \sin u = \sin u$ może najwyżej wynosić 1, dla immersji wodnej $a = 1.5$, wskutek tego najmniejszy odstęp kresek, który się da rozróżnić przy immersji wynosi mniejwięcej dla promieni $\lambda = 0.0006\ ^m/_m$ $\delta_{min} \geqslant \frac{0.0006}{2.1.5} = \frac{0.0006}{2.0.18} =$ $= 0.0002\ ^m/_m$ co może być jeszcze zmniejszonem w świetle fjoletowem. Powiększenie zaś mikroskopu musi być najmniej takie, aby ten odstęp kresek δ_{min} w odległości $d = 25$ cm był widziany pod kątem conajmniej 2' (aby się oko nie męczyło), czyli powiększony przez mikroskop obraz $y''_{min} = 250.2' = 250\left(\frac{2}{60}\right)\frac{1}{59} = \frac{0.0003}{0.18} =$ $= \frac{50}{6.59} \neq 0.145\ ^m/_m$, a zatem powiększenie mikroskopu $w = \frac{y''_{min}}{\delta_{min}} = \frac{0.021}{186} = 0.0017\ ^m/_m$

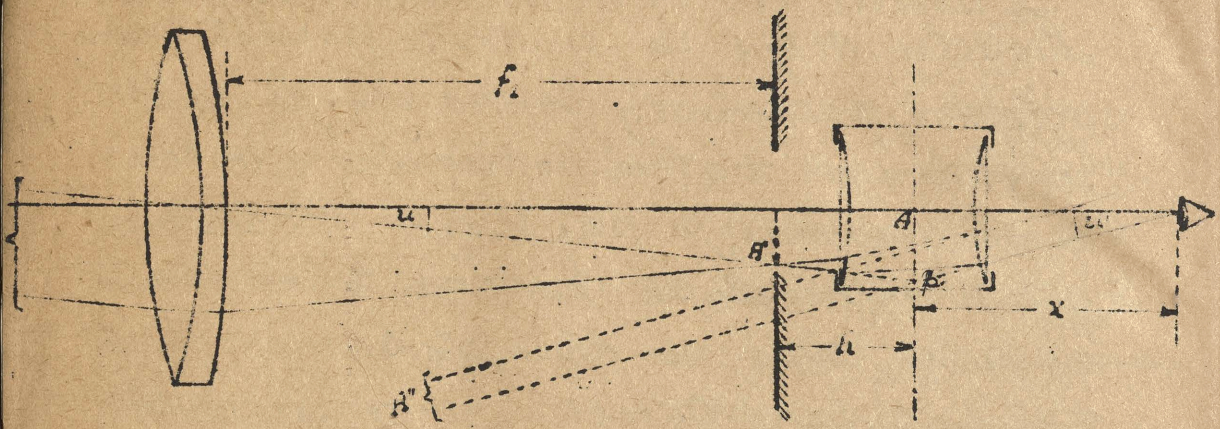
$= \frac{0.145}{0.0002} = 725.$ | $\frac{0.145}{0.0007} \neq 80$ razy

To jest t.zw. skuteczne powiększenie. Dalsze powiększenie nowych szczegółów nam w obrazie nie doda, ono jest nieskuteczne.

Luneta astronomiczna (Kepplera).

Lunety mają za zadanie pozwolić nam oglądać przedmioty bardzo odległe pod zwiększonym kątem widzenia i w ten sposób pozornie je przybliżyć. Podobnie, jak w mikroskopie zadanie to rozkłada się tutaj także na dwie części: na objektyw i okular. Objektyw ma za zadanie wytworzyć zmniejszony obraz przedmiotu bez zabarwienia i bez aberacji, powinien więc być soczewką achromatyczną i aplanatyczną i wolną od aberacji. Przez achromatyczny, ~~aplanatyczny~~ ~~anastygmatyczny~~ anastygmatyczny okular oglądamy rzeczywisty obraz wytworzony w ognisku objektywu, a wskutek tego długość lunety astronomicznej $l = f_1 + f_2$. Bieg promieni jest zatem taki, jak to wyrysowano na rys. 113.

Okularem jest zwykle okular Ramsdena. W miejscu A' ustawia się zasłonę, która sprawia, że pole widze-



ryc. 113.

nia jest ściśle ograniczone nadto krzyż z nitek pojęczych i, w razie potrzeby, mikrometr okularowy.

Obraz pozorny wytworzony przez okular, tworzy się także w nieskończoności dlatego, bo A' znajduje się w ognisku okularu, ale obraz ten widzimy obecnie pod znacznie większym kątem, i dlatego wydaje nam się pozornie bliższym.

Powiększenie lunety astronomicznej równa się stosunkowi kątów,

pod którymi widzimy przedmiot i obraz.

$$w = \frac{u'}{u} \neq \frac{tg.u'}{tg.u} = \frac{AB}{x} : \frac{AB}{f_1+f_2} = \frac{f_1+f_2}{x}$$

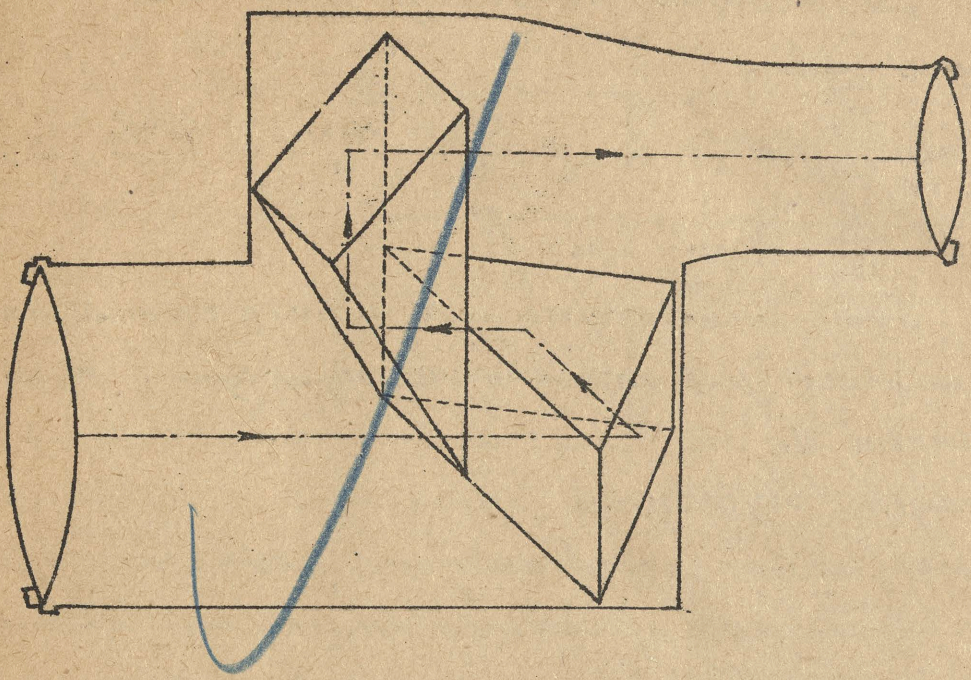
ale $\frac{1}{f_1+f_2} + \frac{1}{x} = \frac{1}{f_2}$; stąd $\frac{f_1+f_2}{x} = \frac{f_1+f_2}{f_2} - 1$

$= \frac{f_1}{f_2}$ przeto $w = \frac{f_1}{f_2}$

Tem znaczniejsze jest powiększenie, im większą jest ogniskowa objektywu w stosunku do okularu, a przy dużych ogniskowych objektywu, proporcjonalnie musi się zwiększać jego średnica, jeśli jasność oglądanych przedmiotów ma być niezmienioną. Wskutek trudności szlifowania większych objektywów ceny ich rosną niepomiernie. Największy objektyw refraktora astronomicznego w Chicago ma średnicę otworu $2R = 101.6$ cm.

Luneta pryzmatyczna.

Ponieważ obraz powstały w astronomicznej lunecie jest odwrócony, przeto należy go odwrócić, jeżeli chcemy jej użyć jako



ryc. 114.

ziemskiej. Robi się to najczęściej przy pomocy dwóch pryzmatów, w których następuje całkowite odbicie. Jest to system Porro (franc. inżyniera), który wprowadzony został w praktyce przez firmę C. Zeiss (ryc. 114). Jak wskazuje rysunek, zostaje każdy promień dwukrotnie odbi-

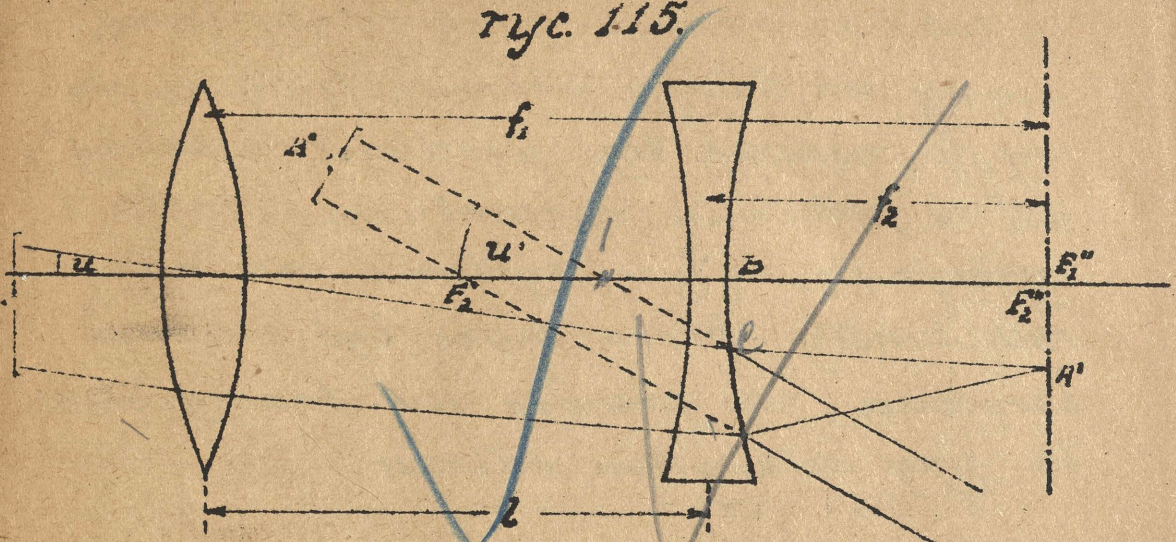


ty tak, że promień górą idący zamienia się na dolny, promień lewy na prawy, a wskutek tego przedmiot widziany jest w położeniu normalnem. Nadto zyskuje się w tym systemie na wymiarach lunety, która może być znacznie skrócona, nie prawie nie tracąc świetła przy całkowitem odbiciu.

Luneta ziemska (Galileusza).

Odwrócenie obrazu, utworzonego przez objektyw, nastąpi także, gdy zamiast okularu dodatniego użyjemy ujemnej soczewki, jak to się dzieje przy zwykłej lornetce teatralnej (ryc. 115). Rzeczywisty obraz nadany przez objektyw, pada w jego ognisko, które równocześnie jest ogniskiem soczewki dwuwklęsłej, tak, że po załamaniu w niej, promienie wychodzą równoległe; obraz tworzy się nieskończoności, a tylko widziany jest pod większym

ryc. 115.



kątem u'. Długość $l = f_1 - f_2$ takiej lornetki równa się różnicy ogniskowych obu soczewek, a powiększenie:

$$w = \frac{tg.u'}{tg.u} = \frac{BC}{f_2} : \frac{BC}{f_1} = \frac{f_1}{f_2}$$

Teleskopy zwierciadlane różnią się tem od lunet, że zamiast objektywu z soczewek mają wklęsłe zwierciadło, które wytwarza obraz przedmiotów odległych wolny od aberacji chromatycznej, bo ku odbicia od barwy nie zależy. To był niej, kiedy nie umiano budować achromatycznych soczewek, główny powód.

dla którego konstruowano teleskopy, ze zwierciadłami zamiast lunet.

Aparat fotograficzny i projekcyjny.

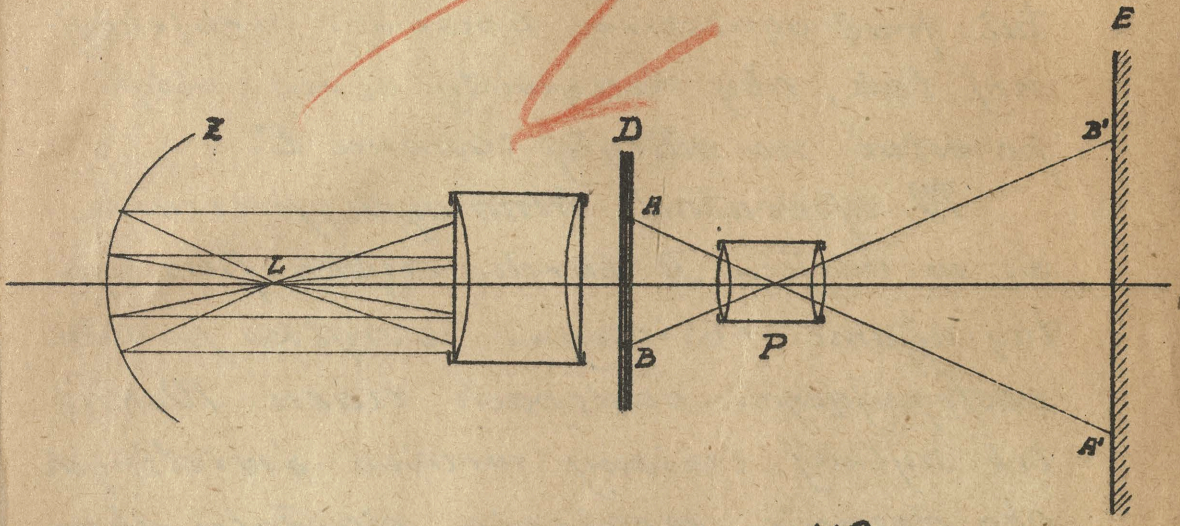
Do narzędzi optycznych, mających w praktyce wielkie zastosowanie należy aparat fotograficzny i aparat projekcyjny (skioptikon, diaskop, epidiaskop).

W aparacie fotograficznym wytwarzamy na czułej kliszy zmniejszony lub powiększony rzeczywisty obraz przedmiotów oświetlonych lub świecących. Ponieważ przedmiot fotografowany ma w stosunku do odległości zwykle duże wymiary, dlatego odgrywa tutaj wada astygmatyzmu dużą rolę. Soczewki fotograficzne muszą więc łączyć w sobie oprócz zalet dobrych obiektywów mikroskopu (aplanatyzm, achromatyczność) także pewne i zalety okularu i być wolne od ana-

stygmatyzmu, skrzywienia kątów, a w pewnych razach i od wypaczenia obrazów.

Ponieważ zupełne połączenie tych wszystkich zalet jest niemożliwem, dlatego w praktyce fotograficznej zwykle decydujemy się na soczewki służące do fotografji osób lub widoków.

Podobnie także i w aparacie projekcyjnym (kinowym) rzucamy na zasłonę silnie powiększony rzeczywisty obraz prześwietlony, jak w djapozytywach i filmach kinowych lub oświetlony jak w rycinach, fotografjach i.t.d. Ponieważ ta ilość światła, która wychodzi z małego przedmiotu musi wystarczyć, na bardzo silnie powiększony obraz (długości 30-50 razy większej, powierzchni 900-2500 razy większej) przeto musi się przedmioty oświetlić bardzo silnem źródłem światła — najczęściej elektrycznej lampy łukowej.



Rys. 116.

Wskutek tego aparat projekcyjny składa się z dwóch części: jednej, która służy do oświetlenia przedmiotów i drugiej, która je projektuje na zasłonę.

Potężne źródło światła L wysyła promienie, częścią odbite od zwierciadła Z, częścią wprost na system płasko-wypukłych soczewek, zwany kondenzorem, który je koncentruje, po przejściu przez diapozytyw D w soczewce projekcyj-

nej P. Diapozytyw D umieszczony jest tuż przed ogniskiem soczewki projekcyjnej tak, aby rzeczywisty obraz mógł powstać na odległej zasłonie E.

W aparatach kinowych przesuwa się w miejscu D bardzo szybko film z fotografjami robionymi w szybko po sobie następujących odstępach czasu. Wskutek szybkiej zmiany wrażeń świetlnych oko doznaje wrażenia ciągłości obrazów przesuwających się, choć one są w rzeczywistości przerywane.

---

36 wypłatów
dnia 2/XII 1924

41/~~10~~
10/I 1924.

BIBLIOTEKA GŁ. A. G.-H.

BIBLIOTEKA GŁÓWNA
AKADEMII GÓRNICZO HUTNICZEJ
43568

Nie
wypożycza się
NDB 13415