SPRAWOZDANIE

Dyrektora

c. kr. wyższego gimnazyum

w Brzeżanach

za rok szkolny

1883.

NAKŁADEM KRAJOWEJ RADY SZKOLNEJ

BRZEŻANY.

Z DRUKARNI A. CICHOCKIEGO.

1883.

Krótki rys teoryi undulacyi i na niéj oparte najważniejsze sposoby obliczania długości faleczek światła i ciepła.

Do czasów Younga i Fresnela, mniéj więcéj aż do tego stulecia, wytłómaczano zjawiska światła i ciepła na podstawie teoryi emanacyi, teoryi Newtona. Newton, któremu umiejętność na tem polu wiele zawdzięcza, tu co do zapatrywania się na naturę światła rozminął się z prawdą. Dziwić się tylko należy, dlaczego ten człowiek, który tak usiłował w głąb prawdy każdéj rzeczy wniknąć, tu właśnie w błąd popadł. Jeżeli mu się już udało łatwiéj za pomocą swéj teoryi inne zjawiska światła wytłómaczyć, to powinien był przecież przy zjawisku podwójnego załamania się światła lub ciepła poznać, że na błędnéj znajduje się drodze. Znał bowiem pod tym względem tak dokładną i tak zalecającą się konstrukcyą Huyghensa, gdyż o niéj nawet w swéj optyce wspomina, a przecież obstawał przy swéj fałszywéj teoryi. I ta wspierana i uzupełniana usiłowaniami Biota i Laplac'a i innych utrzymywała się dość długo, aż dopiero dwaj na początku, wspomnieni badacze zadali jéj cios śmiertelny, wprowadzając w życie i udoskonalając, dawniéj już przez Huyghensa 1690 r. odkrytą, teoryą undulacyi, wibracyi czyli oscyllacyi.

Przy wytłómaczaniu jednak zjawisk ciepła otrzymała się teorya emanacyi dłużéj. I od tego właśnie czasu, kiedy zaczęto przy świetle wprowadzać teoryą undulacyi, ustał wszelki związek między istotą światła a ciepła. A ponieważ powszechnie wiadomo, że gdzie tylko występuje światło, tam zaraz i ciepło się pojawia, i na odwrót, że wysokiéj przynajmniéj temperaturze towarzyszy zawsze światło, zaczęto się przeto nad tém zastanawiać, czy ciepło jest rzeczywiście substancyą, czy zjawiska ciepła nie są przypadkowo téż zjawiskami jakiegoś ruchu. I w rzeczy saméj ta okoliczność, iż ciepło rozwija się przez tarcie, naprowadziła najpierw Rumforda na to mniemanie, iż ciepło jest też skutkiem ruchu Późniéj Davy, Joule rozwinęli tę myśl, oznaczywszy nawet stosunek, jaki zachodzi między tą siłą ruchu a ciepłem.

Otóż mając doświadczeniami sprawdzone, że jakaś siła poruszająca wywołuje ciepło, nie podlega teraz wątpliwości, że jak światło tak i ciepło jest zjawiskiem ruchu, że zatem między światłem a ciepłem zachodzi zupełna analogia. Szereg doświadczeń przekonuje nas o tej prawdzie: Pictet 1788 r. dowiódł, iż promienie ciepła odbijają się tak jak promienie światła; Melloni 1832 r. wykazał, iż jak przy świetle są promienie o rozmaitych barwach, tak też i przy cieple rozróżniać się dają rozmaite promienie, które względnie do środowiska rozmaicie się odbijają, przez nie przechodzą lub pochłaniane bywają. Tę rozmaitość promieni ciepła zowiemy thermanismem. We trzy lata późniéj dowiódł Forbes, iż promienie ciepła podlegają polaryzacyi; w r. 1847. Fizeau i Foucault wykazali doświadczeniami, iż promienie ciepła wywołują zjawiska interferencyi, a prawie równocześnie Knoblauch wyprowadził prawa uginania się promieni ciepła. Wszystkie zatem teoretyczne wywody, wyprowadzone dla światła, znajdują swe zastosowanie i przy cieple.

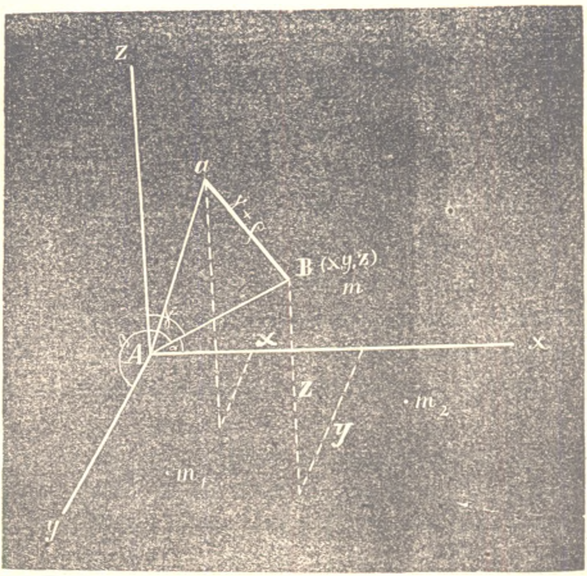
Pomimo jednak téj łączności, jaka zachodzi między światłem a ciepłem, mógłby nas taki zarzut spotkać: dlaczego nie przy każdém zjawisku ciepła występuje światło? Lecz na to możemy w ten sposób odpowiedzieć: światło nie pojawia się tylko przy ciałach ogrzanych do niskiéj stosunkowo temperatury; a ponieważ jak wszystko na świecie tak i zmysły nasze są względne, więc my nie możemy powiedzieć, żeby takie ciało nie wysyłało promieni świetlnych, owszem wysyła ale tylko takie, które dla naszego oka nie są widzialne, t. j. wysyła promienie ciemne; a zważywszy jeszcze to, co Brücke doświadczeniem stwierdził, iż ciemnych promieni ciepła ciecz oczna nie przepuszcza, więc takowe nie mogą na siatkówkę działać, poznamy, że zarzut taki ostać się nie może, że nowe zapatrywanie na istotę ciepła jest prawdziwe i uzasadnione. Wszelką wątpliwość pod tym względem usunęli Masson i Jamin, którzy swojemi doświadczeniami uzasadnili następujące twierdzenia: zachowanie się jakiegoś środowiska wobec promieni światła i ciepła jest zupełnie jednakowe, t. j. jeśli promienie światła pewnéj łamliwości przechodząc przez jakieś środowisko zostają obsorbowane, to i promienie ciepła, których wykładnik załamania jest taki sam, zostają przez to środowisko absorbowane i to w takiéj saméj ilości. Pod względem polaryzacyi i skręcenia płaszczyzny polaryzacyjnéj przez płytkę kwarcową panuje między światłem a ciepłem zupełna zgodność. Co najważniejsze, wykazali oni, że długości faleczek światła są zupełnie równe długościom faleczek ciepła téj saméj łamliwości. I na tym właśnie punkcie opierając się, można być pewnym, iż obliczając długości faleczek światła, obliczymy zarazem długości faleczek ciepła o téj saméj łamliwości. Otóż mogli ci dwaj badacze wypowiedzieć śmiało swoje mniemanie, że światło i ciepło są dwa rozmaite zjawiska, ale posiadające jednę i tę samę przyczynę, t. j. światło i ciepło jest tylko ruchem falowym cząstek eteru.

Ponieważ jednak przeprowadzenie tematu polega właśnie na téj teoryi undulacyjnéj, przeto nie będzie rzeczą zbyteczną podać ją przynajmniéj w najgłówniejszych jéj zarysach.

Teorya ta przyjmuje, że światło i ciepło polega tylko na rozchodzeniu się drgań cząstek eteru, który oczywiście wszędzie tam znajdywać się musi, gdzie światło lub ciepło się okazuje. Eter jestto nader delikatne i elastyczne fluidum, które może wnikać w najmniejsze pory ciała i który zapełnia cały przestwór świata. Ciało świecące pobudza najpierw do ruchu cząstki eteru najbliżéj niego się znajdujące, a te w skutek swéj elastyczności udzielają tego ruchu cząstkom sąsiednim, i tak ruch ten postępuje aż do oka, a względnie przy cieple do naszego ciała. To postępowanie ruchu, jak to niebawem zobaczymy, i jak Beer w swém dziele: Einleitung in die höhere Optik“ na podstawie zasady Huygheusa wykazał, odbywa się po linii prostéj. Światło i ciepło zatem nie jest eterem samym, ale tylko ruchem, któremu jego cząstki podlegają. Gdyby więc w całym przestworze eter w spoczynku się znajdował, to wszędzie panowałaby ustawiczna ciemność.

Chodzi teraz o to, według jakiego prawa, cząstka jakiegoś elastycznego układu ruch swój odbywa. W tym celu połóżmy przez owę cząstkę *A* (fig. 1.) układ osi prostokątny *Ax*, *Ay*, *Az*. Jeśli teraz ten punkt wyruszymy z równowagi o odstęp *A a*, to on skutkiem sił elastyczności, wywołanych

(Fig. 1)



właśnie tém wysunięciem, będzie się znajdował w ruchu. Uważmy teraz działanie wzajemne na siebie punktu *A* o masie μ i punktu *B* tego samego środowiska o masie *m*, a współrzędnych *x*, *y*, *z*. Naznaczywszy odległość tych dwóch punktów *AB=r*, otrzymamy na siłę działającą między nimi wyraz $\mu m f(r)$. Składowe téj siły *X*, *Y*, *Z* w kierunku osi będą:

$$X = \mu m f(r).\cos\alpha$$
$$Y = \mu m f(r).\cos\beta$$
$$Z = \mu m f(r).\cos\gamma$$

gdzie α, β, γ są kąty zawarte między kierunkiem *r* a osiami, lecz

$$x = r.\cos\alpha;\quad y = r.\cos\beta;\quad z = r.\cos\gamma,$$

stąd

$$\cos\alpha = \frac{x}{r};\quad \cos\beta = \frac{y}{r};\quad \cos\gamma = \frac{z}{r},$$

zatem

$$X = \mu m\frac{f(r)}{r}.x$$
$$Y = \mu m\frac{f(r)}{r}.y$$
$$Z = \mu m\frac{f(r)}{r}.z.$$

Podobnie znajdziemy i dla innych punktów tego systemu:

$$X_1 = \mu m_1\frac{f(r_1)}{r_1}x_1\qquad X_2 = \mu m_2\frac{f(r_2)}{r_2}x_2$$
$$Y_1 = \mu m_1\frac{f(r_1)}{r_1}y_1\qquad Y_2 = \mu m_2\frac{f(r_2)}{r_2}.y_2\qquad \text{i. t. d.}$$
$$Z_1 = \mu m_1\frac{f(r_1)}{r_1}.z_1\qquad Z_2 = \mu m_2\frac{f(r_2)}{r_2}.z_2$$

Jak długo między punktem *A* a innymi punktami zachodzi równowaga, musi

$$\sum X = 0;\quad \sum Y = 0;\quad \sum Z = 0,$$

czyli, ponieważ μ jest wspólnym czynnikiem w tych sumach,

$$\sum m\frac{f(r)}{r}.x = 0$$
$$\text{I}\ \ldots\ \sum m\frac{f(r)}{r}y = 0$$
$$\sum m\frac{f(r)}{r}.z = 0$$

Wysunąwszy teraz punkt A do a, którego rzędne niech będą: ξ, η, ζ, a odległość r zmieniona na $r + \rho$, to działanie punktu B na a będzie:

$$\mu . \text{m. f} (\text{r}+\rho),$$

a składowe w kierunku osi:

$$X = \mu\text{m}\frac{\text{f}(\text{r}+\rho)}{\text{r}+\rho}.(\chi+\xi)$$
$$Y = \mu\text{m}\frac{\text{f}(\text{r}+\rho)}{\text{r}+\rho}.(\text{y}+\eta)$$
$$Z = \mu\text{m}\frac{\text{f}(\text{r}+\rho)}{\text{r}+\rho}.(\text{z}+\zeta).$$

Lecz według szeregu Taylora mamy:

$$\frac{\text{f}(\text{r}+\rho)}{\text{r}+\rho} = \varphi(\text{r}+\rho) = \varphi(\text{r}) + \rho\,\varphi'(\text{r}) + \frac{\rho^2}{2!}\varphi''(\text{r}) + \ldots.$$

a ponieważ wysunięcie punktu A z równowagi jest bardzo małe, możemy przeto wyższe potęgi od ρ opuścić, daléj dla $\rho = 0$ mamy

$$\varphi(\text{r}) = \frac{\text{f}(\text{r})}{\text{r}},$$

przeto

$$\text{II.}\ldots\ldots \begin{aligned} X &= \mu\text{m}\frac{\text{f}(\text{r})}{\text{r}}(\chi+\xi) + \mu\text{m}\rho\varphi'(\text{r}).(\chi+\xi) \\ Y &= \mu\text{m}\frac{\text{f}(\text{r})}{\text{r}}(\text{y}+\eta) + \mu\text{m}\rho.\varphi'(\text{r}).(\text{y}+\eta) \\ Z &= \mu\text{m}\frac{\text{f}(\text{r})}{\text{r}}(\text{z}+\zeta\,(+ \mu\text{m}\rho.\varphi'(\text{r}).(\text{z}+\zeta) \end{aligned}$$

Mamy daléj

$$\text{r}^2 = \chi^2 + \text{y}^2 + \text{z}^2,$$

przeto:

$$(\rho \pm \text{r})^2 = (\chi \pm \xi)^2 + (\text{y} \pm \eta)^2 + (\text{z} \pm \zeta)^2$$
$$\begin{aligned} \text{r}^2 \pm 2\text{r}\rho + \rho^2 = {} & \chi^2 \pm 2\chi\xi + \zeta^2 \\ & + \text{y}^2 \pm 2\text{y}\eta + \eta^2 \\ & + \text{z}^2 \pm 2\text{z}\zeta + \zeta^2 \end{aligned}$$

dla bardzo małego przesunięcia punktu A można napisać:

$$\text{r}\rho = \chi\xi + \text{y}\eta + \text{z}\zeta,$$

zatem

$$\rho = \xi\frac{\chi}{\text{r}} + \eta\frac{\text{y}}{\text{r}} + \zeta\frac{\text{z}}{\text{r}}.$$

Wstawmy tę wartość w II., a otrzymamy:

$$\mathfrak{X} = \mu m \frac{f(r)}{r} \chi + \mu m \frac{f(r)}{r} \xi + \mu m \varphi'(r) \cdot (\chi + \xi)$$

$$[\xi \frac{\chi}{r} + \eta \frac{y}{r} + \zeta \frac{z}{r}] = \mu m \frac{f(r)}{r} \chi + \mu m \frac{f(r)}{r} \xi + \mu m \frac{\varphi'(r)}{r} \chi^2 \xi +$$

$$\mu m \frac{\varphi'(r)}{r} \chi y \eta + \mu m \frac{\varphi'(r)}{r} \chi z \zeta + \mu m \frac{\varphi'(r)}{r} \chi \xi^2 + \mu m \frac{\varphi'(r)}{r} y \xi \eta$$

$$+ \mu m \frac{\varphi'(r)}{r} z \xi \zeta.$$

Ostatnie trzy człony dla bardzo małéj wartości na ξ, η, ζ, można opuścić, i otrzymamy:

$$\mathfrak{X} = \mu m \frac{f(r)}{r} \chi + \mu m \frac{f(r)}{r} \xi + \mu m \frac{\varphi'(r)}{r} \chi^2 \xi + \mu m \frac{\varphi'(r)}{r} \chi y \eta +$$

$$\mu m \frac{\varphi'(r)}{r} \chi z \zeta.$$

Podobną składową dostaniemy dla każdego punktu leżącego w obrębie działania na punkt A, a że μ i ξ, η, ζ są stałe, przeto sumując te składowe otrzymamy:

$$\text{III.} \ldots\ldots \sum \mathfrak{X} = \mu \sum m \frac{f(r)}{r} \chi + \mu \xi \sum m \left\{ \frac{f(r)}{r} + \frac{\varphi'(r)}{r} \chi^2 \right\}$$

$$+ \mu \eta \sum m \frac{\varphi'(r)}{r} \chi y + \mu \zeta \sum m \frac{\varphi'(r)}{r} \chi z;$$

lecz według I. jest:

$$\sum m \frac{f(r)}{r} \chi = 0,$$

sumy zaś

$$\text{IV.} \ldots\ldots \sum m \frac{\varphi'(r)}{r} \chi y, \quad \sum m \frac{\varphi'(r)}{r} \chi z, \quad \sum m \frac{\varphi'(r)}{r} yz$$

będą = 0 tylko przy środowiskach jednorodnych t. j. w których cząstki we wszystkich kierunkach są symetrycznie ułożone. Przy takich bowiem środowiskach przychodzą w sumie IV. człony parami równe ale o przeciwnych znakach, gdyż każdemu punktowi χ, y, z, odpowiada w przeciwnej stronie leżący punkt $-\chi$, $-$ y, $-$ z. W takim razie składowe siły będą:

$$\text{V.} \ldots \quad \begin{aligned} \Sigma \mathfrak{X} &= \mu\xi \Sigma m \left\{ \frac{f(r)}{r} + \frac{\varphi'(r)}{r} \chi^2 \right\} \\ \Sigma \mathfrak{Y} &= \mu\eta \Sigma m \left\{ \frac{f(r)}{r} + \frac{\varphi'(r)}{r} y^2 \right\} \\ \Sigma \mathfrak{Z} &= \mu\zeta \Sigma m \left\{ \frac{f(r)}{r} + \frac{\varphi'(r)}{r} z^2 \right\} \end{aligned}$$

składowe te jak widzimy, są proporcyonalne ilościom ξ, η, ζ t. j. składowym przesunięcia. Jeśli zatem punkt *A* przesuniemy n. p. w kierunku osi χów, wtedy η i ζ będą $= 0$, a elastyczność wzbudzona tém przesunięciem będzie działać właśnie w kierunku przesunięcia.

Ponieważ w środowisku jednorodném położenie osi współrzędnych jest dowolne, przeto można oś χów wybrać zawsze w kierunku przesunięcia, a siła działająca w tym kierunku, wywołana tém przesunięciem, da się wyrazić przez

$$\text{VI.} \ldots \quad P = \mu k \xi,$$

gdzie

$$k = \Sigma m \left\{ \frac{f(r)}{r} + \frac{\varphi'(r)}{r} \chi^2 \right\}$$

zależne tylko od środowiska.

Jeżeli teraz w zrówn. VI. ξ będziemy powiększać, to siła *P* będzie się starała punkt sprowadzić do równowagi, chyżość przeto

$$\upsilon = \frac{d\xi}{dt}$$

będzie się zmniejszać, a przyspieszenie

$$\frac{d\upsilon}{dt} = \frac{d^2\xi}{dt^2}$$

będzie odjemne.

A ponieważ iloczyn z masy i przyspieszenia daje właśnie siłę, przeto

$$P = -\mu \frac{d\upsilon}{dt} = -\mu \frac{d^2\xi}{dt^2},$$

porównawszy to z VI. mamy

$$-\frac{d^2\xi}{dt^2}\mu = \mu k \xi$$

czyli

$$\alpha.)\qquad \frac{d^2\xi}{dt^2} = -k\xi$$

Aby wynaleść ξ, połóżmy

$$\text{VII.}\ldots\ldots\quad \xi = A.e^{bt},$$

zatem

$$\frac{d\xi}{dt} = A e^{bt} b,$$

$$\frac{d^2\xi}{dt^2} = A b^2 e^{bt}$$

zatem z $\alpha.$) mamy

$$Ab^2 e^{bt} = -kAe^{bt}, \text{ a stąd}$$

$$b^2 = -k \quad \text{czyli } b = \pm \sqrt{k}\sqrt{-1},$$

otóż dla zrówn. $\alpha.$) musi być dobre

$$\xi_1 = A_1 e^{t\sqrt{k}\sqrt{-1}}$$

$$\xi_2 = A_2 e^{-t\sqrt{k}\sqrt{-1}}.$$

dodajmy

$$\xi = \xi_1 + \xi_2 = A_1 e^{t\sqrt{k}\sqrt{-1}} + A_2 e^{-t\sqrt{k}\sqrt{-1}}; \quad \left\{\begin{array}{l}\text{jest to ogólny czynnik} \\ \text{całkowania dla zrówna-} \\ \text{nia } \sqrt{\ }.\end{array}\right.$$

A ponieważ

$$e^{\pm m\sqrt{-1}} = \cos m \pm \sqrt{-1}\sin m, \text{ przeto}$$

$$\xi = A_1 \cos t\sqrt{k} + A_1\sqrt{-1}\sin t\sqrt{k}$$
$$+ A_2\cos t\sqrt{k} - A_2\sqrt{-1}\sin t\sqrt{k}$$

$$\xi = (A_1 + A_2)\cos t\sqrt{k} + (A_1 - A_2)\sqrt{-1}\sin t\sqrt{k}$$

Aby wyznaczyć stałe A_1 i A_2 zacznijmy liczyć czas od chwili, kiedy punkt opuszcza miejsce równowagi, t. j. kiedy $t = 0$, a témsamém $\xi = 0$, wtedy mamy:

$$\sin t\sqrt{k} = 0, \quad \cos t\sqrt{k} = 1,$$

zatem

$$0 = A_1 + A_2 \text{ czyli } -A_2 = A_1,$$

a podstawiając tę wartość w zrównanie na ξ, będzie

$$\xi = 2A_1\sqrt{-1}\sin t\sqrt{k},$$

podstawiając zaś dla krótkości

$$a = 2A_1\sqrt{-1}, \text{ będzie}$$

$$\xi = a\sin t\sqrt{k}.$$

Jeśli w tém zrównaniu łuk będzie wzrastać od $t = 0$ do $t = \frac{\pi}{2\sqrt{k}}$, to sinus powiększać się będzie od 0 do 1, dla $t > \frac{\pi}{2\sqrt{k}}$ sinus znowu maleje tak, że dla $t = \frac{\pi}{2\sqrt{k}}$ otrzymuje ξ wartość maximalną $= a$.

Otóż widzimy, że ξ zmienia się peryodycznie ze zmianą t, a ponieważ ξ jest wychyleniem punktu z miejsca równowagi, przeto zrównania

$$\xi = a \sin t\sqrt{k}$$

$$\frac{d\xi}{dt} = \upsilon = a\sqrt{k} \cos t\sqrt{k}$$

wyrażają prawo ruchu punktu dla jakiegoś czasu t, t. j. określają nam dokładnie stan ruchu jakiegoś punktu.

Ruch taki zowiemy ruchem peryodycznym, gdyż ξ i υ zależne są od t i, jak zaraz zobaczymy, peryodycznie się z niem zmieniają. Przy jakiémkolwiek bowiem całkowitém n będzie dla

$$t' = \frac{2n\pi}{\sqrt{k}} + t$$

$$\sin t'\sqrt{k} = \sin(2n\pi + t\sqrt{k}) = \sin t\sqrt{k}$$

$$\cos t'\sqrt{k} = \cos(2n\pi + t\sqrt{k}) = \cos t\sqrt{k}$$

t. j. wartości na ξ i υ powtarzają się zawsze, ile razy t powiększy się o $\frac{2\pi}{\sqrt{k}}, \frac{4\pi}{\sqrt{k}}, \frac{6\pi}{\sqrt{k}} \ldots$ Czas $T = \frac{2\pi}{\sqrt{k}}$, po upływie którego znowu te same wartości na ξ i υ wracają, zowie się czasem jednego drgnieniem, dla tego ten ruch zowie się ruchem drgającym.

Z oznaczenia

$$T = \frac{2\pi}{\sqrt{k}} \text{ wypływa}$$

$$\sqrt{k} = \frac{2\pi}{T},$$

przeto prawo ruchu da się w wygodniejszéj formie napisać:

$$\text{VIII.} \ldots \quad \begin{aligned} \xi &= a \sin\frac{2\pi t}{T} \\ \upsilon &= \frac{2\pi a}{T}\cos\frac{2\pi t}{T} \end{aligned}$$

Stan ruchu punktu A (fig. 1), wyrażony temi zrównaniami, zowie się fazą tego punktu.

Kładąc w tych równaniach

$$t=\frac{T}{4},\ \text{otrzymamy}\ \xi=+a,\qquad \upsilon=0$$
$$t=\frac{T}{2}\qquad ,,\qquad \xi=\ 0,\qquad \upsilon=-\frac{2\pi a}{T}=-c$$
$$t=\frac{3T}{4}\qquad ,,\qquad \xi=-a,\qquad \upsilon=0$$
$$t=T\qquad ,,\qquad \xi=\ 0,\qquad \upsilon=+\frac{2\pi a}{T}=+c,$$

To nam mówi, jak ten punkt w czasie T drga.

Wychylenie ξ punktu A od punktu równowagi zowiemy elongacyą, największa elongacya t. j. $\xi=a$ zowie się amplitudą drgania. Jak widzimy stan ruchu, czyli fazę, określa nietylko elongacya, ale i chyżość drgania.

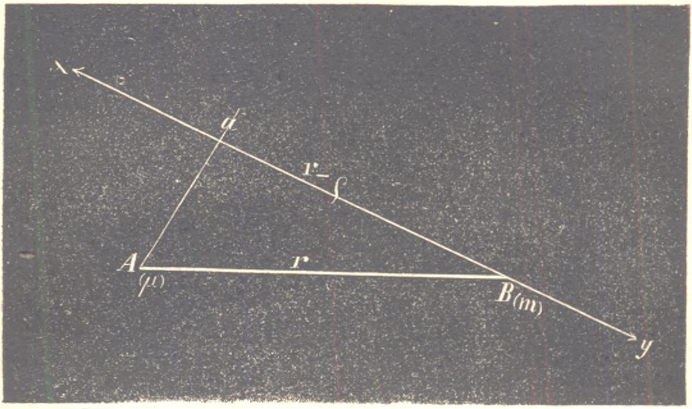
Dla t równego $t+\frac{T}{2}$ będzie

$$\sin\frac{2\pi}{T}(t+\frac{T}{2})=\sin(\frac{2\pi t}{T}+\pi)=-\sin\frac{2\pi t}{T}$$
$$\cos\frac{2\pi}{T}(t+\frac{T}{2})=\cos(\frac{2\pi t}{T}+\pi)=-\cos\frac{2\pi t}{T},$$

t. j. fazy różniące się o płowę czasu jednego drgnienia są równe, ale o przeciwnych znakach. Podobnie przeciwne są te fazy, których czasy różnią się o nieparzystą wielokrotność od $\frac{T}{2}$. Te zaś fazy, których czasy różnią się o parzystą wielokrotność od T, są sobie zupełnie równe.

Weźmy teraz dwa punkty elastycznego układu pod uwagę, A i B o masach μ i m w odległości r. Jeśli teraz punkt A (fig. 2) z równowagi wysuniemy do a, to siły elastyczności wywołane tem przesunięciem będą się starały nietylko punkt ten do równowagi sprowadzić, ale pobudzą i inne punkty n. p. B do ruchu; zatem owa siła $\mu m f(r-\rho)$ będzie nietylko działać na masę μ w kierunku $a\chi$, lecz i na masę m w kierunku $B y$. W ten sposób wysunąwszy jeden punkt układu z równowagi wprawiamy w ruch wszystkie punkty tegoż układu, leżące bezpośrednio około punktu *A*, a te wprawiają w ruch następne i t. d., tylko że ten ruch udziela się punktom otaczającym tém później,

(Fig. 2)



im więcéj oddalone są od punktu bezpośrednio z równowagi wysuniętego. Jeżeli zatem w punkcie *A* jest faza odpowiadająca czasowi t, to równocześnie w punkcie *B* będzie faza odpowiadająca czasowi $t-\tau$, gdzie τ jest czasem, jakiego potrzeba, aby ruch od punktu *A* do punktu *B* się dostał.

Mamy przeto elongacye:

$$\text{dla A} \ldots\ldots \quad \xi = a \sin \frac{2\pi t}{T}$$

$$\text{„ B} \ldots\ldots \quad \xi' = a \sin \frac{2\pi(t-\tau)}{T}$$

Naznaczywszy odległość $AB = s$, odległość zaś, do jakiej ruch, czyli jakaś faza w jednostce czasu od *A* dojdzie, czyli chyżość rozchodzenia się ruchu przez ω, mamy

$$s = \omega \tau.$$

Dla punktu *B* mamy stan ruchu:

$$\xi' = a \sin \left(\frac{2\pi t}{T} - \frac{2\pi\tau}{T}\right); \quad \upsilon' = \frac{2\pi a}{T} \cos \left(\frac{2\pi t}{T} - \frac{2\pi\tau}{T}\right),$$

mnożąc i dzieląc $\frac{2\pi\tau}{T}$ przez ω będzie

$$\xi' = a \sin \left(\frac{2\pi t}{T} - \frac{2\pi\omega\tau}{\omega T}\right); \quad \upsilon' = \frac{2\pi a}{T} \cos \left(\frac{2\pi t}{T} - \frac{2\pi\omega\tau}{T}\right).$$

czyli naznaczywszy

$$\omega \mathrm{T} = \lambda \quad \text{mamy:}$$

$$\mathrm{IX.} \ldots \quad \xi' = \mathrm{a} \sin \left(\frac{2\pi \mathrm{t}}{\mathrm{T}} - \frac{2\pi \mathrm{s}}{\lambda}\right); \quad \upsilon' = \frac{2\pi \mathrm{a}}{\mathrm{T}} \cos \left(\frac{2\pi \mathrm{t}}{\mathrm{T}} - \frac{2\pi \mathrm{s}}{\lambda}\right).$$

Z tego wzoru widzimy, że skoro $\frac{\mathrm{s}}{\lambda}$ będzie liczbą całą, ξ' i υ' otrzymują tesame wartości, co w punkcie *A*, czyli w około punktu *A* w odległości

$$\mathrm{s} = \lambda, \quad \mathrm{s} = 2\lambda, \quad \mathrm{s} = 2\lambda \ldots\ldots$$

są tesame fazy, co w *A*.

Jeśli zaś

$$\mathrm{s} = 1 \cdot \frac{\lambda}{2}, \quad 3 \cdot \frac{\lambda}{2}, \quad 5 \cdot \frac{\lambda}{2} \ldots\ldots$$

wtedy

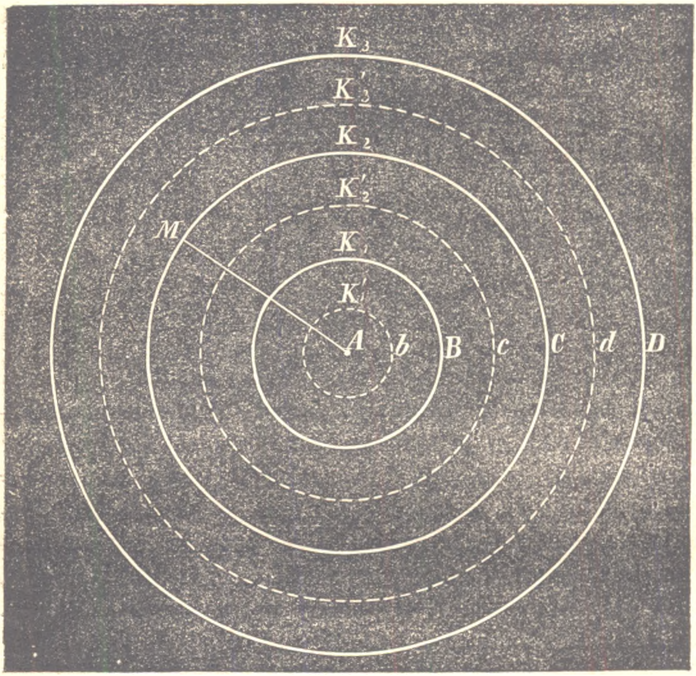
$$\xi' = \mathrm{a} \sin \left(\frac{2\pi \mathrm{t}}{\mathrm{T}} - \pi\right) = -\mathrm{a} \sin \frac{2\pi \mathrm{t}}{\mathrm{T}}$$

t. j. fazy są takie same jak w *A*, ale przeciwne.

A ponieważ w środowisku jednorodném nie ma przyczyny, aby ruch w jednym kierunku prędzéj się rozchodził niż w drugim, przeto jeśli w czasie *T* pewna faza dojdzie od *A* do *B*, (fig. 3), to zatoczywszy tym promieniem *AB* kulę, wszystkie punkty na jéj powierzchni będą w takiéj saméj fazie, mianowicie w takiéj, w jakiéj się znajdował punkt *A* przed upływem czasu *T*. Opisawszy w ten sposób około punktu *A* promieniami $AB = \lambda$, $AC = 2\lambda$, $AD = 3\lambda \ldots$ kule K_1, K_2, $K_3 \ldots$, to wszystkie punkty na ich powierzchniach będą w tym samym czasie miały taką samą fazę jak punkt *A*; punkty zaś na powierzchniach kul K'_1, K'_2, $K'_3 \ldots$ zakreślonych promieniami $Ab = {}^1/_2\lambda$, $Ac = {}^3/_2\lambda$, $Ad = {}^5/_2\lambda \ldots$ będą miały w tymsamym czasie taką samą fazę jak punkt *A'* ale przeciwną. Wogóle na powierzchniach dwóch kul odległych od siebie o λ lub o wielokrotność od λ panują równe fazy; między takiemi zaś dwoma kulami przychodzą kule, na których powierzchniach znajdują się wszystkie fazy od $t = 0$ do $t = T$. Taki peryodyczny ruch w jakiemś środowisku zowiemy ruchem falowym. Stan ruchu zaś pojawiający się na powierzchniach wszystkich kul znajdujących się między dwoma o λ oddalonemi kulami, zowiemy **fal ą**.

Powierzchnia, na której wszystkie punkty równocześnie posiadają jednakową fazę, zowie się powierzchnią fali. Odległość $AB = \lambda$ zowie się długością fali. Punkt A jest środkiem fal.

(Fig. 3)



Aby jakaś faza od punktu środkowego do punktu M. jednej z powierzchni fal doszła, to musi przechodzić przez wszystkie punkty leżące na promieniu AM; kierunek ten, w którym jakaś faza od punktu A do punktu M dochodzi, zowie się promieniem fali; stąd to mówimy, że ruch drgający postępuje w lini prostej, czyli promieniuje.

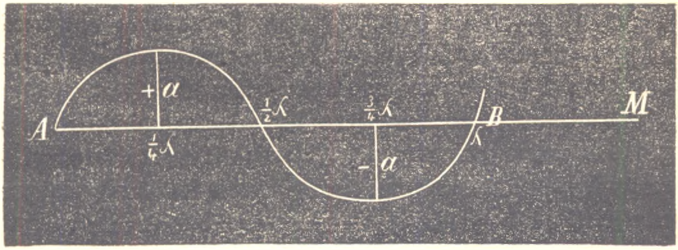
Według tego, w jakim kierunku do kierunku rozchodzenia się ruchu czyli do promienia cząstka eteru drga, rozróżniamy rozmaite fale. Wystarcza jednak rozróżnienie dwóch wypadków: gdy kierunek drgania wpada w kierunek rozchodzenia się ruchu, i gdy kinrunek drgania jest prostopadły do kierunku rozchodzenia się; wszelki inny bowiem kierunek drgania da się rozłożyć na trzy składowe, z których jeden wpada na kierunek rozchodzenia się ruchu, a dwa inne są do tegoż prostopadłe. Wpierwszym wypadku t. j. gdy kierunek drgania i kierunek rozchodzenia się leżą w jednėj prostéj, drganie zowiemy podłużném, a falę — falą podłużną, w drugim zaś wypadku, gdy kierunek drgania jest prostopadły do kierunku rozchodzenia się, drganie zowiemy poprzeczném, a falę — falą poprzeczną. — Lecz światło, a tém samém ciepło polega tylko na drganiu poprzeczném. Wykazał to najpierw Young i Fresnel przy zjawiskach polaryzacyi. Przyjąwszy bowiem, że światło jest skutkiem drgań podłużnych, a więc, że promień jest ze wszech stron jednakowy, nie możnaby sobie wytłómaczyć, dlaczego przy skręceniu płaszczyzny polaryzacyi następuje zmiana w promieniu. Później wykazał téż i Cauchy, wyprowadzając prawa dyspersyi, że światło polega tylko na drganiu poprzeczném,

W takim razie, jeśli przez środowisko przechodzi fala poprzeczna, punkty, które w czasie równowagi tworzą linię prostą, będą się znajdować na linii krzywéj. Kształt téj linii krzywéj znajdziemy w ten sposób: Niech elongacya w pewnój chwili dla punktu *A* (fig. 4) będzie

$$\eta = a \sin 2\pi \frac{t'}{T},$$

to dla punktu *M* w odległości *AM* $= \chi$ będzie

(Fig. 4)



$y = a\sin 2\pi \frac{t'-\tau}{T}$, gdzie τ jest czaszem, jakiego potrzeba, aby jakaś faza przebiegła drogę $= \chi$.

A ponieważ

$$\omega\tau = \chi, \quad \omega T = \lambda$$

przeto

$$y = a \sin 2\pi \frac{\omega t' - \omega \tau}{\omega T} = a \sin 2\pi \frac{\omega t' - \chi}{\lambda},$$

lecz $\omega t'$ jest ilością stałą, można zatem położyć

$$\omega t' = l,$$

otóż ostatecznie

$$y = a \sin 2\pi \frac{l - \chi}{\lambda}$$

jest zrównaniem swéj linii krzywéj, która, jak widzimy, jest sinussoidą. Biorąc $t' = 0$ t. j. licząc czas od początku mamy:

$$y = a \sin \frac{2\pi \chi}{\lambda}$$

kładąc teraz tutaj

$\chi = {}^1/_4\ \lambda$ będzie $y = + a$
$\chi = {}^1/_2\ \lambda$ „ $y = 0$
$\chi = {}^3/_4\ \lambda$ „ $y = - a$
$\chi = {}^4/_4\ \lambda$ „ $y = 0$

Patrząc zatem na (fig. 4) widzimy, że dla punktu A, gdzie $\chi = 0$ i dla punktu B. gdzie $\chi = \lambda$, są takie same fazy, otóż $AB = \lambda$ jest długością fali. —

Mając już przynajmniéj najważniejsze zasady z teoryi undulacyi, możemy teraz przystąpić, do obliczenia długości $AB = \lambda$.

Dwa zjawiska światła i ciepła, polegające właśnie na teoryi undulacyi, dają nam możność liczebnego obliczenia téj długości; mianowicie zjawisko interferencyi czyli przecinania się fal i zjawisko uginania się fal.

Przejdziemy zatem najpierw niektóre sposoby obliczania długości faleczek polegające na zjawiskach interferencyi, a potem obliczymy te długości na podstawie uginania się promieni światła lub ciepła.

B

Obliczenie długości faleczek na podstawie zjawisk interferencyjnych.

Interferencya jestto zjawisko wywołane w jakiémś środowisku ruchem falowym wtedy, gdy dwa rozmaite systemy fal schodzą się, czyli się krzyżują.

Otóż niech y_1 i y_2 będą wychylenia cząstki eteru odpowiednie dwom prostolinijnym promieniom, to znaczy, niech y_1 będzie wychyleniem cząstki eteru wywołane skutkiem ruchu jednego promienia dla czasu t, y_2 niech będzie wychyleniem téj saméj cząstki eteru w tym samym czasie, wywołane ruchem drugiego promienia. Przyspieszenie, jakiemuby cząstka podlegała, gdyby na nią zosobna każdy ruch działał, byłoby:

$$\frac{d^2y_1}{dt^2}, \frac{d^2y_2}{dt^2}.$$

Jeżeli weźmiemy ten szczególny wypadek, że drgania odbywają się w tym samym kierunku, to wypadkowe przyspieszenie będzie sumą z przyspieszeń ruchów składowych. Naznaczywszy więc rzeczywiste wychylenie téj cząstki, spowodowane ruchem wypadkowym, przez Y, to odpowiednie jemu przyspieszenie będzie:

$$\frac{d^2Y}{dt^2} = \frac{d^2y_1}{dt^2} + \frac{d^2y_2}{dt_2};$$

całkując to zrównanie, otrzymamy

$$\int \frac{d^2Y}{dt^2} = \int \frac{d^2y_1}{dt^2} + \int \frac{d^2y_2}{dt^2}$$

$$\frac{dY}{dt} = \frac{dy_1}{dt} + \frac{dy_2}{dt} + C,$$

całkujmy jeszcze raz

$$Y = y_1 + y_2 + C',$$

a to są wychylenia; stała zaś przy wychyleniach nic innego oznaczać nie może, jak tylko przesunięcie linii falowéj w kierunku tych wychyleń, lecz jeśli cząstki nie podlegały na początku drgania żadnéj innéj sile, jak tylko sile elastyczności eteru, to przesunięcie takie nie może mieć miejsca, przeto można położyć

$C' = 0$ i otrzymamy

$$\text{I} \ldots\ldots\ldots \quad Y = y_1 + y_2 \,.$$

Jestto pierwsze prawo interferencyi, które mówi, że wypadkowe wychylenie cząstki eteru, podlegającéj równocześnie kilku ruchom, równa się sumie wychyleń, jakieby miały miejsce, gdyby na tę cząstkę każdy ruch składowy zosobna działał.

Na te wychylenia mamy według IX. *A.*) takie zrównania:

$$\text{II} \ldots\ldots \quad \begin{aligned} y_1 &= a_1 \sin\left(\frac{2\pi t}{T} - \frac{2\pi s_1}{\lambda}\right) = a_1 \sin 2\pi \left(\frac{t}{T} - \frac{s_1}{\lambda}\right) \\ y_2 &= a_2 \operatorname{Sin}\left(\frac{2\pi t}{T} - \frac{2\pi s_2}{\lambda}\right) = a_2 \sin 2\pi \left(\frac{t}{T} - \frac{s_2}{T}\right) \end{aligned}$$

gdzie s_1 i s_2 są odległości uważanego punktu od początków drgania, z założeniem, że promienie są jednorodne.

Położywszy

$s_1 = s_2 + \delta$ mamy

$$y_1 = a_1 \sin 2\pi \left(\frac{t}{T} - \frac{s_1}{\lambda}\right)$$

$$y_2 = a_2 \sin 2\pi \left(\frac{t}{T} - \frac{s_1}{\lambda} + \frac{\delta}{\lambda}\right);$$

zatem

$$Y = y_1 + y_2 = a_1 \sin 2\pi \left(\frac{t}{T} - \frac{s_1}{\lambda}\right) + a_2 \sin 2\pi \left(\frac{t}{T} - \frac{s_1}{\lambda}\right) \cos 2\pi \frac{\delta}{\lambda} + a_2 \cos 2\pi \left(\frac{t}{T} - \frac{s_1}{\lambda}\right) \sin 2\pi \frac{\delta}{\lambda}$$

$$Y = \sin 2\pi \left(\frac{t}{T} - \frac{s_1}{\lambda}\right) \left[a_1 + a_2 \cos 2\pi \frac{\delta}{\lambda}\right] + \cos 2\pi \left(\frac{t}{T} - \frac{s_2}{\lambda}\right) . \, a_2 \sin 2\pi \frac{\delta}{\lambda}.$$

Położmy tu

$$\alpha) \ldots . \quad \begin{aligned} a_1 + a_2 \cos 2\pi \frac{\delta}{\lambda} &= A \cos 2\pi \frac{\psi}{\lambda} \\ a_2 \sin 2\pi \frac{\delta}{\lambda} &= A \sin 2\pi \frac{\psi}{\lambda}, \end{aligned}$$

w skutek czego otrzymamy:

$$Y = A \sin 2\pi \left(\frac{t}{T} - \frac{s_1}{\lambda}\right) \cos 2\pi \frac{\psi}{\lambda} + A \cos 2\pi \left(\frac{t}{T} - \frac{s_2}{\lambda}\right) \sin 2\pi \frac{\psi}{\lambda}$$

$$\text{III.} \ldots . \quad Y = A \sin 2\pi \left(\frac{t}{T} - \frac{s_1 - \psi}{\lambda}\right)$$

i to jest zrównanie ruchu wypadkowego.

Wartości A i ψ wyznaczymy ze zrównań α), kwadrując je i dodając:

$$A^2 \cos^2 2\pi \frac{\psi}{\lambda} = a_1^2 + a_2^2 \cos^2 2\pi \frac{\delta}{\lambda} + 2 a_1 a_2 \cos 2\pi \frac{\delta}{\lambda}$$

$$A^2 \sin^2 2\pi \frac{\psi}{\lambda} = a_2^2 \sin^2 2\pi \frac{\delta}{\lambda}$$

$$A^2 = a_1^2 + a_2^2 + 2 a_1 a_2 \cos 2\pi \frac{\delta}{\lambda}$$

$$\text{IV.} \ldots . \quad A = \sqrt{a_1^2 + a_2^2 + 2 a_1 a_2 \cos 2\pi \frac{\delta}{\lambda}};$$

dzieląc zaś zrównania α) otrzymamy

$$\operatorname{tang} 2\pi \frac{\psi}{\lambda} = \frac{a_2 \sin 2\pi \frac{\delta}{\lambda}}{a_1 + a_2 \cos 2\pi \frac{\delta}{\lambda}}$$

Porównując teraz zrównanie III z zrównaniami II widzimy, że ruch wypadkowy jest takimsamym t. j. prostolinijnym, jak ruchy składowe, o takiéj saméj długości fali, ale o innéj amplitudzie, czyli natężeniu i o innéj fazie. Amplituda ta, jakto nam zrównanie IV. pokazuje, zależy tylko od zmiennego δ, lecz $\delta = s_1 - s_2$ jest różnicą faz obu promieni składowych; jeśli zatem

$$\delta = 0 \cdot \frac{\lambda}{2}, 2.\frac{\lambda}{2}, 4\frac{\lambda}{2} \dots 2n\frac{\lambda}{2}, \text{ to}$$

$$A = \sqrt{a_1^2 + a_2^2 + 2a_1 a_2} = \sqrt{(a_1 + a_2)^2} = a_1 + a_2 \max:$$

jeśli zaś

$$\delta = 1.\frac{\lambda}{2}, 3.\frac{\lambda}{2}, 5\frac{\lambda}{2} \dots (2n+1)\frac{\lambda}{2}, \text{ to}$$

$$A = \sqrt{a_1^2 + a_2^2 - 2a_1 a_2} = \sqrt{(a_1 + a_2)^2} = a_1 - a_2 \min:,$$

t. j. jeśli różnica faz obu promieni składowych wynosi parzystą ilość połówek fali, to natężenie promienia wypadkowego jest maximalne; jeśli zaś różnica faz tych promieni wynosi nieparzystą ilość połówek fali, to natężenie wypadkowe jest minimalne. — Jeśli weźmiemy ten szczególny wypadek, że promienie składowe, przecinające się w jakimś punkcie, mają jednakowe natężenie, t. j. jeśli

$$a_1 = a_2, \text{ wtedy}$$

$$A = \sqrt{2a_1^2 \left(1 + \cos 2\pi\frac{\delta}{\lambda}\right)} = \sqrt{4a_1^2 \cos^2 \pi\frac{\delta}{\lambda}} = 2a_1 \cos \pi\frac{\delta}{\lambda}$$

$$\text{dla} \quad \delta = 2n\frac{\lambda}{2} \quad \text{będzie} \quad A = 2a_1$$

$$\text{„ V.... } \delta = (2n+1)\frac{\lambda}{2} \quad \text{„} \quad A = 0,$$

t. j. dla maximalnéj wartości na *A* będzie natężenie wypadkowe dwa razy tak wielkie jak natężenie promienia składowego, a dla minimalnéj wartości na *A* będzie to wypadkowe natężenie zerem. Jeżeli ta różnica faz δ rośnie od nieparzystéj ilości połówek fali do parzystéj, to i natężenie rośnie od *0* do $2a_1$. Otóż widać, że oświetlenie lub ocieplenie punktu otrzymującego światło, a względnie ciepło, od dwóch różnych źródeł, niezawsze jest silniejsze od oświetlenia lub ocieplenia, jakieby powstało skutkiem jednego tylko źródła, owszem oświetlenie to może być słabsze, lub nawet, jeśli natężenia obu promieni są równe, może zupełnie zniknąć, t. j. może powstać ciemność. Zależy to od δ, od różnicy dróg, jakie oba promienie przebiegają. Zjawiska te zowiemy właśnie interferencyą. Pierwszy spostrzegł je Grimaldi r. 1665, ale pierwsze zasady interferencyi podał dopiero Tomasz Young r. 1802, który właśnie za pomocą tych zjawisk usiłował udowodnić prawdziwość teoryi undulacyjnéj. I te zjawiska podadzą nam kilka sposobów do obliczenia długości faleczek.

Pomijając, dla przyczyn przy końcu wspomnianych, sposób obliczenia długości faleczek, polegający na podstawie interferencyi wywołanéj zwierciadłami Fresnela [1]) i na podstawie pierścieni Newtona [2]), podamy tutaj tylko dwa inne sposoby.

I.

Sposób mierzenia długości faleczek światła pozafiołkowego na podstawie prążków Talbota.

Fluorescencya przekonuje nas o tém, że światło białe składa się nietylko z promieni siedmiu barw widocznych w widmie, ale zawiera ono oprócz tego promienie większéj łamliwości niż promienie fiołkowe, że zatem widmo słoneczne rozciąga się po za światło fiołkowe. I to jest właśnie dowodem, że są promienie, które przy zwykłych okolicznościach dla oka naszego nie są widzialne, zatem, że zarzut, jakoby ciepło nie polegało na drganiu eteru — gdyż nie zawsze przy cieple występuje światło — ostać się nie może. Skutki chemiczne umożliwiają nam uczynić je widzialnymi. I tak Becquerel pierwszy odfotografował widmo słoneczne w całéj rozciągłości wraz z prążkami interferencyjnymi.

Ale nietylko za pomocą fluorescencyi widzieć można promienie pozafiołkowe; Helmholz podał sposób, za pomocą którego możemy bezpośrednio uczynić je widzialnymi.

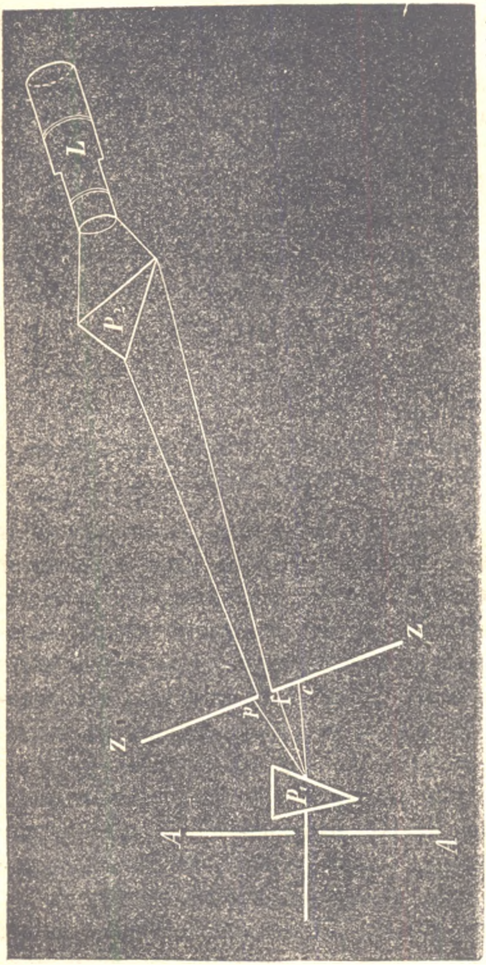
---

[1]) Wüllner Experimental-Physik II. B, 2. Abschnit, St. 356.

[2]) Wüllner Exprmtl-Physik II. B. i Lexikon Marbacha „Newtous Farbeuringe".

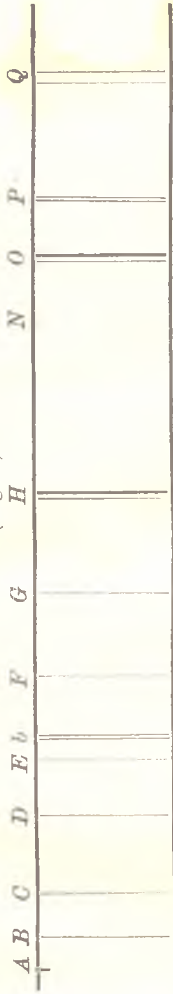
Przez otwór okiennicy *A A* (fig. 5) puszczamy za pośrednictwem heliostatu wiązkę poziomych promieni. Tuż za okiennicą znajduje się przy otworze pryzmat P_1, który rozczepia padające nań światło i daje widmo *c f p* na zasłonie *ZZ* ustawionéj od niego w odległości 6^{cm}

(Fig. 5)



Stosownym obrotem pryzmatu P_1 możemy przez tę szparę puszczać promienie każdéj części widma *c f p*. Za zasłoną *ZZ* jest drugi pryzmat P_2 umieszczony przed szkłem przedmiotowém lunety *L* i oprawiony w ciemnéj osadzie, niedopuszczającéj do niego i do szkła przedmiotowego bocznego światła. Patrząc teraz przez lunetę, widzimy widmo z wybitnemi liniami fraunhofferowskiemi.

Jeżeli zatem przez szparę w zasłonie *Z Z* przechodzą najłamliwsze promienie pozafiołkowe, pomieszane, jak to się zawsze zdarza, ze światłem dziennem, to w lunecie okaże się nam widmo przerwane (fig. 6)



(Fig. 6)

Część od A do H jest utworzona skutkiem światła dziennego, część NQ skutkiem promieni pozafiołkowych światła słonecznego. Przerwa między H i N pochodzi stąd, iż promienie światła dziennego są za słabe, aby się okazać; promienie zaś pozafiołkowe o mniejszéj łamliwości niż O, a o większéj niż Q wskutek znacznéj odległości między pryzmatem P_1 a zasłoną ZZ rozchodzą się tak, iż padają po za szparę z jednéj i drugiéj strony.

Mając tym sposobem wywołane widmo pozafiołkowe, można przystąpić do obliczania długości faleczek tychże promieni. Najodpowiedniejszy i najdokładniejszy do tego sposób dostarczają nam interferencyjne prążki Talbota.

Talbot wyciął w tekturce otwór okrągły wielkości źrenicy oka i jedne połowę tego otworu przykrył cieniutką blaszką błyszczu. Obserwując teraz przez ten otwór widmo pryzmatyczne, spostrzegł, że całe poprzerzynane było równoległymi, w równéj prawie odległości od siebie pojawiającymi się ciemnymi prążkami. Przyczyna tych prążków leży w tém, że jedne promienie przychodzą do oka przez powietrze, drugie zaś przez płytkę, doszedłszy zatem do siatkówki, przecinają się z pewną różnicą faz i wywołują te zjawiska interferencyjne. Wogóle pod tą nazwą linii Talbota rozumiemy każde zjawisko wywołane interferencyą dwóch promieni, postępujących obok siebie przez środowiska rozmaitéj grubości lub różnéj łamliwości.

Otóż obserwując widmo przez lunetę, potrzeba tylko przed szkłem przedmiotowém od strony fiołkowéj widma umieścić taką przeźroczystą płytkę i to tak, aby do połowy źrenicy sięgała, a zobaczymy na widmie linie Talbota.

Stefan[1]) wykazał, że blaszkę można gdziekolwiek między okiem a pryzmatem, lub pryzmatem a szparą od strony krawędzi łamiącéj pryzmatu umieścić; że nawet dwie płytki rozmaitéj grubości obok siebie umieszczone ale tak, aby grubsza leżała po stronie promieni czerwonych — wywołują podobne zjawiska. Ditscheiner[2]) zaś dowiódł, że prążki Talbota występują i wtedy, jeśli użyjemy blaszki podwójnie łamiącéj, z tą tylko różnicą, że teraz prążki te nie będą w równéj od siebie odległości na widmie rozmieszczone, ale owszem będą tworzyć pojedyńcze grupy pooddzielane polem jasném, i że prążki te będą wtedy o rozmaitém natężeniu. Wykazał oraz, że obojętną jest rzeczą, czy użyjemy promienia spolaryzowanego czy niespolaryzowanego. Wytłómaczenie tych prążków podaje nam właśnie sposób do obliczenia długości faleczek.

Jak wspomnieliśmy, prążki te powstają wskutek tego, że połowa tych promieni, które przecinają się na siatkówce, przychodzi do oka przez powietrze, druga zaś połowa musi przejść przez ową przeźroczystą blaszkę, różnią się zatem promienie w swoich fazach. Różnicę tę znajdziemy w ten sposób: Naznaczmy przez λ długość faleczki, przez υ chyżość w powietrzu, przez λ' zaś faleczkę, przez υ' chyżość téj saméj barwy w blaszce, wtedy, jeśli T jest czasem jednego drgnienia, mamy

$$\left.\begin{aligned}\lambda &= \upsilon \mathrm{T}\\ \lambda' &= \upsilon' \mathrm{T}\end{aligned}\right\} \text{ stąd } \frac{\lambda'}{\lambda} = \frac{\upsilon'}{\upsilon}$$

$$\lambda' = \frac{\upsilon'}{\upsilon}\lambda,$$

a ponieważ

$$\frac{\upsilon}{\upsilon'} = \mathrm{n} \text{ wykładnikowi załamania},$$

przeto

$$\lambda' = \frac{1}{\mathrm{n}}\lambda.$$

---

[1]) Posiedzenie W. A. U. T. 50. — Oddz. II. str. 138.

[2]) Posiedzenie W. A. U. T. 57. — Oddz. II. str. 709 i T. 63.— O. II. str. 529.

Naznaczywszy teraz grubość blaszki przez *d*, otrzymamy ilość faleczek na drodze $= d$, jeśli *d* podzielimy przez λ, a ponieważ różnica ta zachodzi tylko na téj przestrzeni, przeto

$$\Delta = \frac{d}{\lambda'} - \frac{d}{\lambda} = \frac{nd}{\lambda} - \frac{d}{\lambda}$$

$$\Delta = \frac{d}{\lambda}(n-1).$$

Gdzie więc ta różnica faz wynosi nieparzystą ilość połówek fali, tam pojawia się prążek ciemny;

pierwszy prążek zatem będzie tam, gdzie $\Delta = 1\frac{\lambda}{2} = {}^1/_2\,\lambda$

" " " " " " $\Delta = 3\frac{\lambda}{2} = (1 + {}^1/_2)\lambda$

" " " " " " $\Delta = 5\frac{\lambda}{2} = (2 + {}^1/_2)\lambda$

Otóż wskutek przejścia od jednego prążka ciemnego do drugiego powiększa się różnica dróg o λ. Szukając wogóle z różnicy faz jakiegoś prążka różnicę faz innego o χ prążków oddalonego, to trzeba tylko χ faleczek do różnicy prążka pierwszego dodać. Jeżeli różnica faz dla linii fraunhofferowskiéj *D* będzie

$$\Delta_D = \frac{d}{\lambda_D}(n-1) = m,$$

to dla linii fraunhofferowskiéj *E* będzie

$$\Delta_E = \frac{d}{\lambda_E}(n_E - 1) = m + r,$$

gdzie *r* oznacza ilość prążków między liniami *D* i *E*.

Odjąwszy pierwsze zrównanie od drugiego otrzymamy

$$\frac{d}{\lambda_E}(n_E - 1) - \frac{d}{\lambda_D}(n_D - 1) = r$$

$$\frac{d}{\lambda_E}(n_E - 1) = r + \frac{d}{\lambda_D}(n_D - 1)$$

a stąd

$$\lambda_E = \frac{d\,(n_E - 1)}{r + \frac{d}{\lambda_D}(n_D - 1)}$$

czyli

$$\lambda_E = \frac{n_E - 1}{\frac{r}{d} + \frac{n_D - 1}{\lambda_D}}.$$

Według tego zatem wzoru możemy obliczać długość faleczki dla dowolnéj linijki, potrzeba tylko mieć długość faleczki dla jednéj linijki. Co się tyczy innych wartości w tym wzorze, to te mogą być uważane jako dane. Nam tu chodzi przedewszystkiem o długość faleczek promieni pozafiołkowych; otóż wykładniki tych promieni podaje nam między innymi Esselbach[1]).

Obliczenie *r*, ilości prążków Talbota między dwiema liniami Fraunhoffera, sprawia nie małą trudność, raz dlatego, że przy obliczaniu nie łatwo jest rozeznać linijkę Fraunhoffera od prążków Talbota, powtóre, że linijki Fraunhoffera nie odbijają się na siatkówce jako takie, tylko zawsze jako paseczek o pewnéj szerokości, zachodzą więc na linie Talbota. Niepodobną więc jest prawie rzeczą obliczyć je bez błędu; popełniwszy błąd wynoszący tylko 0·5, to przy długości faleczki popełniamy błąd wynoszący 0·000001^{mm} Dlatego uważać należy, aby blaszka użyta do doświadczeń, ile można, była jak najcieńsza, gdyż w takim razie występują prążki w większéj ilości. Prążki te występują tém niewyraźniéj, im promień jest więcéj łamliwy tak, że między linijkami *Q* i *R* zaledwie je rozpoznać można. Esselbach obliczał je kilkakrotnie, osobliwie w świetle mniéj łamliwém, gdzie prążki te wyraźniéj występują, i przyszedł do rezultatów, jakie następna tablica zawiera. Do wywołania tych prążków Talbota używał Esselbach blaszki z kwarcu, rzniętéj prostopadle do osi krystalograficznéj o grubości 0·195^{mm}.

Grubość płytki *d* można albo wprost mikrometrycznie wymierzyć, albo, co nawet jest lepszém, obliczyć ją z powyższego wzoru, uważając tylko λ_E i λ_D jako znane z obliczeń poprzednich, i tak:

$$\lambda_E \left[\frac{r}{d} + \frac{n_D - 1}{\lambda_D}\right] = n_E - 1$$

[1]) Poggendorf. T. 98. str. 544.

$$\frac{\lambda_E r}{d} + \frac{\lambda_E (n_D - 1)}{\lambda_D} = n_E - 1$$

$$\frac{\lambda_E r}{d} = (n_E - 1) - \frac{\lambda_E}{\lambda_D}(n_D - 1)$$

$$\lambda_E r = d \left\{ (n_E - 1) - \frac{\lambda_E}{\lambda_D}(n_D - 1) \right\}$$

$$d = \frac{\lambda_E r}{(n_E - 1) - \frac{\lambda_E}{\lambda_P}(n_D - 1)}$$

a stąd

$$d = \frac{r}{\frac{n_E - 1}{\lambda_E} - \frac{n_D - 1}{\lambda_D}}$$

Podstawiając tutaj znalezione przez Esselbacha wartości $r = 22{\cdot}5$, $n_D = 1{\cdot}5446$, $n_E = 1{\cdot}5476$, na λ_D i λ_E zaś wartości Dittscheinera n. p.

$$\lambda_D = 0{\cdot}0005897^{mm}$$

$$\lambda_E = 0{\cdot}0005271^{mm}$$

otrzymamy

$$d = \frac{22{\cdot}5}{\frac{0{\cdot}5476}{0{\cdot}0005271} - \frac{0{\cdot}5446}{0{\cdot}0005897}} = \frac{22{\cdot}5}{115{\cdot}552}$$

$$d = 0{\cdot}195\ ^{mm}$$

Mając teraz wszystko dane, możemy obliczyć długość faleczki dla jakiejkolwiek linijki w świetle pozafiołkowém, n. p. dla linijki *N*, przyjmując $\lambda_E = 0{\cdot}0005897;^{mm}$ według Esselbacha mamy:

$$r = 135,\ n_N = 1{\cdot}5646,\ n_D = 1{\cdot}5446,$$

zatem

$$\lambda_N = \frac{n_N - 1}{\frac{r}{d} + \frac{n_D - 1}{\lambda_D}} = \frac{0{\cdot}5646}{\frac{135}{0{\cdot}195} + \frac{0{\cdot}5446}{0{\cdot}0005897}}$$

$$\lambda_N = \frac{0{\cdot}5646}{692{\cdot}3 + 923{\cdot}537} = \frac{0{\cdot}5646}{1615{\cdot}837}$$

czyli

$$\lambda_N = 0{\cdot}0003494^{mm}.$$

Esselbach przyjąwszy wartości Fraunhoffera na długość faleczki dla linijki *C* i *H*, obliczył grubość płytki *d*, a potem za pomocą tej długości obliczył faleczki tak dla promieni widomych jak dla pozafiołkowych. Zgodność rezultatów jego dla widma widomego z wartościami przez innych badaczy wynalezionemi jest bardzo wielka, i ta daje nam pewność, że i długości faleczek dla promieni pozafiołkowych są rzetelne.

Następujące zestawienie podaje nam rezultaty jego obliczeń wraz z wykładnikami załamania:

Linijka Fraunhofferowska	n	r	λ
B	1·5414	7·0	0·0006874
C	1·5424	19·5	
D	1·5446	22·5	5886
E	1·5476	18·5	5260
F	1·5500	31·0	4845
G	1·5546	25·0	4287
H	1·5586	11·0	
L	1·5605	11·5	3791
M	1·5621	15·0	3657
N	1·5646	14·5	3498
O	1·5674	8·0	3360
P	1·5690	7·0	3290
Q	1·5702	18·0	3232
R	1·5737		3091

II.

Nowy sposób mierzenia długości faleczek na podstawie zjawisk interferencyjnych wywołanych za pomocą prom. spolaryz. w blaszkach rzniętych równolegle do osi, podany przez Stefana [1]).

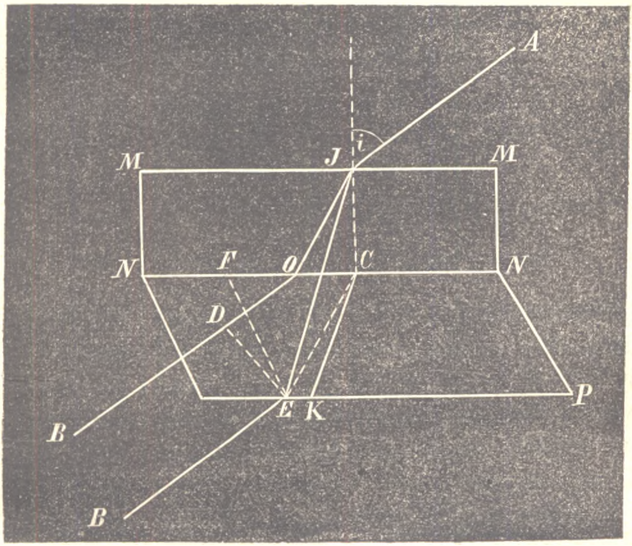
Promień spolaryzowany puszczony na płytkę kwarcową, rzniętą || do osi optycznej, dzieli się w ogóle na dwa prostopadle do siebie spolaryzowane promienie: zwyczajny *O*

[1]) Posiedzenie W. A. U. T. 53. — Oddz. II. str. 521.

i nadzwyczajny E. Oba promienie postępują w kwarcu z nierówną chyżością. zatem wyszedłszy z płytki mają pewną różnicę dróg. Takie dwa promienie sprowadzone za pomocą nikola do jednéj płaszczyzny polaryzacyjnéj, znajdują się w warunkach interferencyjnych, mogą się zatem zależnie właśnie od téj różnicy dróg wzajemnie wzmacniać lub osłabiać.

Oznaczenie natężenia i różnicy faz tych promieni posłuży nam właśnie do naszego zadania; oznaczymy je w następujący sposób: Niech MN (fig. 7.) będzie przecięciem owéj płytki z płaszczyzną wpadania, NP część dolna téj

(Fig. 7)



płytki; promień AI pada pod $\sphericalangle\, i$ i załamuje się podwójnie, zwyczajny idzie w kierunku JO, załamuje się pod $\sphericalangle\, r$, opuszcza płytkę przy O i idzie w kierunku $OB \parallel AI$; nadzwyczajny załamuje się pod $\sphericalangle\, r'$ w kierunku JE, wychodzi przy E i idzie w kierunku $EB \parallel AI$. Poprowadziwszy przez E płaszczyznę prostopadłą do promieni OB i EB otrzymamy różnicę dróg

$$JO + OD - JE.$$

Niech ruch promienia wpadającego będzie przedstawiony zrównaniem

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

jeśli natężenie tego promienia przyjmiemy = 1.

Naznaczywszy teraz przez α kąt zawarty między płaszczyzną polaryzacyjną promienia wpadającego, a płaszczyzną polaryzacyjną promienia *O*, otrzymamy zrównanie dla promienia *O* w punkcie *D*

$$y = \cos\alpha . \sin 2\pi\left(\frac{t}{T} - \frac{x}{\lambda} - \left\{\frac{JO}{\lambda_0} + \frac{OD}{\lambda}\right\}\right).$$

gdzie λ_0 jest długość faleczki promienia *O*. Jeżeli teraz α' jest kątem zawartym między płaszczyzną polaryzacyjną promienia *O*, a płaszczyzną polaryzacyjną drugiego nikola, to zrównanie tego promienia w odległości x od punktu *D* będzie:

$$y = \cos\alpha' \cos\alpha . \sin 2\pi\left(\frac{t}{T} - \frac{x + x'}{\lambda} - \left\{\frac{JO}{\lambda_0} + \frac{OD}{\lambda}\right\}\right).$$

Podobnie dla promienia *E* będzie

$$\mathfrak{y} = -\sin\alpha . \sin 2\pi\left(\frac{t}{T} - \frac{x}{\lambda} - \frac{JE}{\lambda_1}\right),$$

znak odjemny dlatego, ponieważ płaszczyzna polaryzacyjna promienia *E* z płaszczyzną polaryzacyjną pierwszego nikola tworzy kąt $90 + \alpha$, a $\cos(90 + \alpha) = -\sin\alpha$; λ_1 jest ilość odpowiedna długości fali promienia *E* mierzona na promieniu *JE*; tę według teoryi podwójnego załamania się promieni znajdziemy w ten sposób: niech chyżość rozchodzenia się ruchu w powietrzu będzie = 1, to chyżość w pewnym kierunku w krysztale będzie = promieniowi ρ elipsoidy, przypadającemu na ten kierunek; dlatego odpowiednie λ i λ' w powietrzu i krysztale muszą czynić zadość proporcyi

$$\lambda : \lambda_1 = 1 : \rho$$
$$\lambda_1 = \lambda\rho;$$

zatem

$$\mathfrak{y} = -\sin\alpha . \sin 2\pi\left(\frac{t}{T} - \frac{x}{\lambda} - \frac{JE}{\lambda\rho}\right),$$

po wyjściu zaś z drugiego nikola będzie

$$\mathfrak{y} = - \sin\alpha' \sin\alpha \sin 2\pi \left(\frac{t}{T} - \frac{x+x'}{\lambda} - \frac{JE}{\lambda_\rho}\right).$$

Oba te promienie y i $\mathfrak{y}$ są teraz spolaryzowane w téj samej płaszczyznie, muszą zatem wywołać zjawiska interferencyi. Natężenie wypadkowe według IV. *B.* będzie

$$A^2 = (\cos\alpha . \cos\alpha')^2 + (\sin\alpha . \sin\alpha')^2 - 2 \sin\alpha \sin\alpha' . \cos\alpha$$

$$\cos\alpha' . \cos 2\pi \frac{\Delta}{\lambda},$$

gdzie

$$\Delta = OD + JO \frac{\lambda}{\lambda_0} - \frac{JE}{\rho} \text{ jest różnicą faz.}$$

Wzór na A^2 możemy tak przekształcić:

$$A^2 = (\cos\alpha . \cos\alpha')^2 + (\sin\alpha . \sin\alpha')^2 - 2 \sin\alpha \sin\alpha' . \cos\alpha$$

$$\cos\alpha' + 2 \sin\alpha \sin\alpha' . \cos\alpha \cos\alpha' \left[1 - \cos 2\pi \frac{\Delta}{\lambda}\right]$$

$$A^2 = (\cos\alpha \cos\alpha' - \sin\alpha \sin\alpha')^2 + 2 \sin\alpha \cos\alpha . 2 \sin\alpha' \cos\alpha'$$

$$\sin^2 \pi \frac{\Delta}{\lambda}.$$

czyli

$$A^2 = \cos^2(\alpha + \alpha') + \sin 2\alpha . \sin 2\alpha' . \sin^2 \pi \frac{\Delta}{\lambda}$$

Naznaczywszy kąt zawarty między płaszczyzną polaryzacyjną pierwszego a drugiego nikola przez ψ mamy oczywiście

$$\alpha + \alpha' = \psi$$

$$\alpha' = \psi - \alpha,$$

zatem ostatecznie

$$1) \ldots . \quad A^2 = \cos^2\psi + \sin 2\alpha . \sin 2(\psi - \alpha) . \sin^2 \pi \frac{\Delta}{\lambda}.$$

Potrzeba nam jeszcze oznaczyć różnicę faz

$$a) \ldots . \quad \Delta = OD + JO \frac{\lambda}{\lambda_0} - \frac{JE}{\rho}$$

W tym celu prowadzimy z punktu *E* (fig. 7.) prostopadłą *EF* do *NN* i łączymy punkty wyjścia obu promieni *O* i *E* linią *OE*. Przyjąwszy *CK* za oś kryształu, naznaczmy kąt zawarty między płaszczyzną wpadania, a przecięciem głównem *JCK* kryształu przez X, kąt zaś zawarty między płaszczyzną załamania promienia *E* a przecięciem głównem przez *X'*, wtedy mamy

$$OD = EO.\cos DOE, \text{ lecz } EO = \frac{FO}{\cos EOF} = \frac{FC - OC}{\cos EOF}$$

$$FC = CE \cos ECF = CE.\cos(X - X')$$

$$CE = CJ.\,\mathrm{tag}\,r' = d.\,\mathrm{tang}\,r'$$

$$OC = CJ\,\mathrm{tag}\,r = d.\,\mathrm{tag}\,r, \quad \text{gdzie } d = CJ$$

jest grubością płytki.

Otóż

$$\beta.) \ldots OD = \frac{d.\,\mathrm{tag}\,r'.\cos(X - X') - d.\,\mathrm{tag}\,r}{\cos EOF} \cos DOE.$$

Uważając zaś punkt *O* za środek kuli, otrzymamy z łuków *EOF*, *DON* i *DOE* trójkąt sferyczny i to prostokątny, gdyż płaszczyzna *DON*, jako płaszczyzna wpadania, stoi prostopadle na płaszczyznie *EOF*. t. j. na dolnéj powierzchni kryształu, zatem *DOE* jest przeciwprostokątnia, otóż według trygonometryi sferycznéj będzie

$$\cos DOE = \cos NOD.\cos EOF, \quad \text{czyli}$$

$$\cos DOE = \sin i.\cos EOF,$$

gdyż $\sphericalangle$ NOD = AJM = 90 — i, zatem

$$\frac{\cos DOE}{\cos EOF} = \sin i.$$

Podstawmy tę wartość w $\beta)$, otrzymamy:

$$\gamma) \ldots OD = d\,[\mathrm{tang}\,r.'\cos(X - X') - \mathrm{tang}\,r]\sin i.$$

Naznaczywszy przez υ i ω chyżość rozchodzenia się ruchu w kierunku prostopadłym i równoległym do osi kryształu, otrzymamy na oznaczenie kierunku promienia załamanego *E*, t. j. na kąt r' i X' z teoryi podwójnego załamania się promieni (Wüllner II. str. 511) następujące wzory:

$$\sin X' = \frac{\upsilon^2 \sin X}{\sqrt{\upsilon^4 \sin^2 X + \omega^4 \cos^2 X}}; \cos X' = \sqrt{1 - \frac{\upsilon^4 \sin^2 X}{\upsilon^4 \sin^2 X + \omega^4 \cos^2 X}}$$

$$\delta) \ldots\ldots \quad \mathrm{taug}\,r' = \frac{\sin i \sqrt{\upsilon^4 \sin^2 + X \omega^4 \cos^2 X}}{\upsilon \sqrt{1 - \sin^2 i(\upsilon^2 \sin^2 X + \omega^2 \cos^2 X)}}$$

Jeśli teraz przyjmiemy chyżość rozchodzenia się ruchu w powietrzu = 1, to według zasady Huyghensa otrzymamy dla promienia przechodzącego z jednego środowiska do drugiego

$$\sin i : \sin r = 1 : \omega$$

$$\sin r = \omega . \sin i, \quad \text{a stąd}$$

$$\cos r = \sqrt{1-\omega^2 \sin^2 i} \quad \text{albo}$$

$$\operatorname{taug} r = \frac{\omega . \sin i}{\sqrt{1-\omega^2 \sin^2 i}}$$

Podstawmy te wartości w zrównanie γ)

$$OD = d \left[\frac{\sin i \sqrt{\upsilon^4 \sin^2 X + \omega^4 \cos^2 X}}{\upsilon \sqrt{1-\sin^2 i(\upsilon^2 \sin^2 X + \omega^2 \cos^2 X)}} \right.$$

$$\cos X . \sqrt{1 - \frac{\upsilon^4 \sin^2 X}{\upsilon^4 \sin^2 X + \omega^4 \cos^2 X}} + \frac{\sin i \sqrt{\upsilon^4 \sin^2 X + \omega^4 \cos^2 X}}{\upsilon \sqrt{1-\sin^2 i(\upsilon^2 \sin^2 X + \omega^2 \cos^2 X}}$$

$$\left. . \frac{\upsilon^2 \sin^2 X}{\sqrt{\upsilon^4 \sin^2 X + \omega^4 \cos^2 X}} - \frac{\omega \sin i}{\sqrt{1-\omega^2 \sin^2 i}} \right] \sin i.$$

$$OD = d \left[\frac{\sqrt{\upsilon^4 \sin^2 X + \omega^4 \cos^2 X}}{\upsilon \sqrt{1-\sin^2 i(\upsilon^2 \sin^2 X + \omega^2 \cos^2 X)}} . \frac{\omega^2 \cos^2 X}{\sqrt{\upsilon^4 \sin^2 X + \omega^4 \cos^2 X}} \right.$$

$$\left. + \frac{\upsilon^2 \sin^2 X}{\upsilon \sqrt{1-\sin^2 i(\upsilon^2 \sin^2 X + \omega^2 \cos^2 X)}} - \frac{\omega^2}{\omega \sqrt{1-\omega^2 \sin^2 i}} \right] \sin^2 i$$

$$\varepsilon) \ldots \quad OD = d \left[\frac{\upsilon^2 \sin^2 X + \omega^2 \cos^2 X}{\upsilon \sqrt{1-\sin^2 i(\upsilon^2 \sin^2 X + \omega^2 \cos^2 X)}} - \right.$$

$$\left. \frac{\omega^2}{\omega \sqrt{1-\omega^2 \sin^2 i}} \right] \sin^2 i.$$

Daléj mamy

$JO = \frac{d}{\cos r}$; a według teoryi Huyghensa mamy

$$\lambda : \lambda_0 = 1 : \omega = \sin i : \sin r$$

$$\frac{\lambda}{\lambda_0} = \frac{1}{\omega} = \frac{\sin i}{\sin r} = n_0 ,$$

gdzie n_0 jest wykładnikiem załamania promienia O; zatem

$$\zeta) \ldots \quad JO \frac{\lambda}{\lambda_0} = \frac{d}{\omega \cos r} = \frac{d}{\omega \sqrt{1-\omega^2 \sin^2 i}}$$

Ostatecznie

$$\frac{JE}{\varrho} = \frac{d}{\varrho \cos r'}$$

Na promień ρ mamy z Wüllnera (T. II. str. 527) taki wzór:

$$\rho = \frac{1}{\sqrt{\frac{\cos^2 t}{\omega^2} + \frac{\sin^2 t}{\upsilon^2}}},$$

gdzie t jest kątem zawartym między promieniem E, a osią kryształu. Aby ten kąt oznaczyć, szukamy rzutu promienia JE na oś, t. j. szukamy $JE.\cos t$; w tym celu rzucamy JE na płaszczyznę kryształu, w której oś leży; rzut ten jest

$$EC = JE \sin r',$$

teraz ten rzucamy na oś CK i otrzymamy:

$$JE \cos t = EC \cos X' = JE \sin r'.\cos X'$$

$$\cos t = \sin r'.\cos X' = \sin r' \sqrt{1 - \sin^2 X'}$$

$$= \sin r'.\sqrt{1 - \frac{\upsilon^4 \sin^2 X}{\upsilon^4 \sin^2 X + \omega^4 \cos^2 X}} = \sin r' \sqrt{\frac{\omega^4 \cos^2 X}{\upsilon^4 \sin^2 X + \omega^4 \cos^2 X}}$$

$$\cos t = \sin r'.\frac{\omega^2 \cos X}{\sqrt{\upsilon^4 \sin^2 X + \omega^4 \cos^2 X}}$$

Trzeba teraz za $\sin r'$ podstawić wartość z wzoru δ), tę zaś otrzymamy:

$$\frac{\sin^2 r'}{1 - \sin^2 r'} = \frac{\sin^2 i\,(\upsilon^4 \sin^2 X + \omega^4 \cos^2 X)}{\upsilon^2\,[1 - \sin^2 i\,(\upsilon^2 \sin^2 X + \omega^2 \cos^2 X)]}$$

$$\sin^2 r' = \frac{\sin^2 i(\upsilon^4 \sin^2 X + \omega^4 \cos^2 X) - \sin^2 r'.\sin^2 i(\upsilon^4 \sin^2 X + \omega^4 \cos^2 X)}{\upsilon^2[1 - \sin^2 i(\upsilon^2 \sin^2 X + \omega^2 \cos^2 X)]}$$

$$\sin^2 r' \left\{ \upsilon^2\,[1 - \sin^2 i\,(\upsilon^2 \sin^2 X + \omega^2 \cos^2 X)] + \sin^2 i\,(\upsilon^4 \sin^2 X + \omega^4 \cos^2 X) \right\} = \sin^2 i(\upsilon^4 \sin^2 X + \omega^4 \cos^2 X)$$

$$\sin r' = \frac{\sin i.\sqrt{\upsilon^4 \sin^2 X + \omega^4 \cos^2 X}}{\sqrt{\upsilon^2\,[1 - \sin^2 i\,(\upsilon^2 \sin^2 X + \omega^2 \cos^2 X)] + \sin^2 i(\upsilon^4 \sin^2 X + \omega^4 \cos^2 X)}}$$

$$= \frac{\sin i.\sqrt{\upsilon^4 \sin^2 X + \omega^4 \cos^2 X}}{\sqrt{\upsilon^2 - \upsilon^4 \sin^2 i \sin^2 X - \upsilon^2 \omega^2 \sin^2 i.\cos^2 X + \upsilon^4 \sin^2 i.\sin^2 X + \omega^4 \sin^2 i.\cos^2 X}}$$

$$\eta) \ldots \quad \sin r' = \frac{\sin i \sqrt{\upsilon^4 \sin^2 X + \omega^4 \cos^2 X}}{\sqrt{\upsilon^2 - \omega^2\,\upsilon^2.\sin^2 i.\cos^2 X + \omega^4.\sin^2 i.\cos^2 X}}$$

zatem

$$\cos t = \frac{\omega^2 \sin i.\cos X}{\sqrt{\upsilon^2 - \omega^2(\upsilon^2 - \omega^2)\sin^2 i.\cos^2 X}}$$

stąd

$$\sin t = \sqrt{1 - \frac{\omega^4 \sin^2 i.\cos^2 X}{\upsilon^2 - \omega^2(\upsilon^2 - \omega^2)\sin^2 i \cos^2 X}} = \sqrt{\frac{\upsilon^2 - \omega^2 \upsilon^2 \sin^2 i.\cos^2 X}{\upsilon^2 - \omega^2(\upsilon^2 - \omega^2)\sin^2 i.\cos^2 X}}$$

$$= \frac{\upsilon \sqrt{1 - \omega^2 \sin^2 i.\cos^2 X}}{\sqrt{\upsilon^2 - \omega^2(\upsilon^2 - \omega^2)\sin^2 i.\cos^2 X}}$$

a teraz

$$\rho = \frac{1}{\sqrt{\dfrac{\omega^2 \sin^2 i.\cos^2 X + 1 - \omega^2 \sin^2 i.\cos^2 X}{\upsilon^2 - \omega^2(\upsilon^2 - \omega^2)\sin^2 i.\cos^2 X}}}$$

$$\rho = \sqrt{\upsilon^2 - \omega^2(\upsilon^2 - \omega^2)\sin^2 i.\cos^2 X}$$

Potrzeba nam jeszcze $\cos r'$, to znajdziemy z η)

$$\cos r' = \sqrt{1 - \frac{\sin^2 i(\upsilon^4 \sin^2 X + \omega^4 \cos^2 X)}{\upsilon^2 - \omega^2 \upsilon^2 \sin^2 i.\cos^2 X + \omega^4 \sin^2 i \cos^2 X}}$$

$$= \sqrt{\frac{\upsilon^2 - \omega^2 \upsilon^2 \sin^2 i.\cos^2 X + \omega^4 \sin^2 i.\cos^2 X - \upsilon^4 \sin^2 i \sin^2 X - \omega^4 \sin^2 i \cos^2 X}{\upsilon^2 - \omega^2(\upsilon^2 - \omega^2)\sin^2 i.\cos^2 X}}$$

$$\cos r' = \sqrt{\frac{\upsilon^2(1 - \sin^2 i[\upsilon^2 \sin^2 X + \omega^2 \cos^2 X])}{\upsilon^2 - \omega^2(\upsilon^2 - \omega^2)\sin^2 i.\cos^2 X}};$$

otóż

$$\vartheta) \ldots \frac{JE}{\rho} = \frac{d}{\rho \cdot \cos r'} = \frac{d}{\upsilon \sqrt{1 - \sin^2 i(\upsilon^2 \sin^2 X + \omega^2 \cos^2 X)}}$$

Podstawiwszy teraz w zrównanie α) wartości z wzorów ε.), ζ) i ϑ) otrzymamy na różnicę faz taki wyraz:

$$\Delta = d \left\{ \frac{\sin^2 i(\upsilon^2 \sin^2 X + \omega^2 \cos^2 X)}{\upsilon \sqrt{1 - \sin^2 i(\upsilon^2 \sin^2 X + \omega^2 \cos^2 X)}} - \frac{\omega^2 \sin^2 i}{\omega \sqrt{1 - \omega^2 \sin^2 i}} + \right.$$

$$\left. \frac{1}{\omega \sqrt{1 - \omega^2 \sin^2 i}} - \frac{1}{\omega \sqrt{1 - \sin^2 i(\upsilon^2 \sin^2 X + \omega^2 \cos^2 X)}} \right\}$$

$$\Delta = d \left\{ \frac{1}{\omega} \cdot \frac{1 - \omega^2 \sin^2 i}{\sqrt{1 - \omega^2 \sin^2 i}} - \frac{1}{\upsilon} \cdot \frac{1 - \sin^2 i(\upsilon^2 \sin^2 X + \omega^2 \cos^2 X)}{\sqrt{1 - \sin^2 i(\upsilon^2 \sin^2 X + \omega^2 \cos X)}} \right\}$$

$$\text{k)} \ldots \Delta = d \left\{ \frac{1}{\omega} \cdot \sqrt{1 - \omega^2 \sin^2 i} - \frac{1}{\upsilon} \cdot \sqrt{1 - \sin i^2(\upsilon^2 \sin^2 X + \omega^2 \cos^2 X)} \right\}$$

Jeśli zaś promień puścimy prostopadle na płytkę t. j. jeśli i = 0, to

$$\Delta = d\left\{\frac{1}{\omega} - \frac{1}{v}\right\} = d\left\{n_0 - n_e\right\}$$

Pamiętajmy jednak o tém, że my tu robimy doświadczenie z kwarcem, z kryształem dodatnim, dla którego chyżość rozchodzenia się ruchu, jakto Biot r. 1814 odkrył, jest w kierunku osi największa, a temsamém

$$n_0 < n_e ,$$

przeto musimy położyć

$$2)\ldots.\ \Delta = -d(n_0 - n_e) = d(n_e - n_0).$$

Otóż jeśli my teraz pierwszy nikol czyli polaryzator, z którego promień pada na płytkę, obrócimy tak, aby jego przecięcie główne z osią kryształu tworzyło 45° i gdy to samo z nikolem drugim, czyli analizatorem uczynimy, albo, co na jedno wychodzi, położymy:

$\psi = 0$, $\alpha = 45^\circ$, wtedy z wzoru 1) otrzymamy

$$A^2 = 1 - \sin^2 \pi \frac{\Delta}{\lambda}.$$

Z tego wzoru zaś widzimy, że jeżeli Δ wynosi nieparzystą ilość połówek fal, to $A^2 = 0$, czyli promienie niszczą się zupełnie i na widmie okazują się ciemne prążki. Warunek zatem, aby na jakiémś miejscu widma powstał prążek ciemny, jest

$$d(n_e - n^0) = (2v + 1)\frac{\lambda}{2} \text{ czyli}$$

$$3)\ldots.\ \frac{2d(n_e - n_0)}{\lambda} = 2V + 1,$$

gdzie V jest liczbą całkowitą, λ długością faleczki odpowiednią temu miejscu, gdzie się prążek ciemny znajduje. Ale według obliczeń Rudberga[1]) podanych w Beerze „Einleitung in die höhere Optik“ str. 286. różnica $n_e - n_0$ idąc od promieni czerwonych ku fiołkowym coraz się zwiększa, a λ zmniejsza, więc prążkom leżącym w widmie więcéj na lewo, odpowiadać muszą w zrównaniu 3) coraz większe liczby nie-

---

[1]) Brechung des farbigen Lichtes in Kalkspath und Bergkrystall. Rocz. Poggdrf XIV.

parzyste; zatem ν od prążka do prążka zwiększa się zawsze o 1. Dlatego dla następnego prążka będzie

$$\frac{2d(n_{1e}-n_{1o})}{\lambda_1}=2(\nu+1)+1$$

dla trzeciego

$$\frac{2d(n_{2e}-n_{2o})}{\lambda_2}=2(\nu+2)+1;$$

w ogóle dla miejsca oddalonego o χ prążków będzie zrównanie

$$4) \ldots . \quad \frac{2d(n'_e-n'_o)}{\lambda'}=2(\nu+\chi)+1$$

Porównawszy zaś zrównania 3) i 4) otrzymamy:

$$\left.\begin{aligned} 2\nu &= \frac{2d(n_e-n_o)}{\lambda}-1 \\ 2\nu &= \frac{2d(n'_e-n'_o)}{\lambda'}-2\chi-1 \end{aligned}\right\} \text{ stąd}$$

$$\frac{2\,d\,(n_e-n_o)}{\lambda}=\frac{2\,d\,(n'_e-n'_o)}{\lambda'}-2\chi$$

$$5.) \ldots . \quad \chi=\frac{d\,(n'_e-n'_o)}{\lambda'}-\frac{d\,(n_e-n_o)}{\lambda}.$$

Już z tego zrównania moglibyśmy obliczyć długość faleczki, ale potrzeba oprócz d, χ i wykładników załamania znać jeszcze długość jakiéjś pewnéj faleczki. Lecz my możemy ze zrównania 3.) znaleść bezpośrednio długość faleczki λ, byleby tylko dla jakiegoś miejsca znane było ν: ta zaś wartość da się w następujący sposób wyeliminować.

Pomyślmy sobie, że grubość płytki nieco się zmniejszyła, wtedy, jeśli zrównanie 3.) dlatego samego ν ma się ostać, iloraz

$$\frac{n_e-n_o}{\lambda}$$

musi się zwiększyć. To się zaś zwiększyć może tylko wtedy, jeśli pójdziemy w widmie na prawo, gdyż według poprzedniego zwiększa się w tym razie różnica n_e-r_o, a zmniejsza się λ. A jeśli tak, to przy zmniejszeniu grubości płytki każdy prążek interferencyjny musi się posunąć w prawą stronę widma. Zmniejszywszy zatem grubość d na d' tak, aby następujące zrównanie miało miejsce

$$\frac{2d'(n_e - n_o)}{\lambda} = 2\nu - 1,$$

wtedy znowu na pierwotném miejscu w widmie będzie prążek ciemny. Nastawiwszy teraz na to miejsce lunetę z rozpiętą niteczką, zmniejszajmy ustawicznie grubość płytki, a zobaczymy przesuwanie się prążków niterferencyjnych ku fioletowemu końcowi widma. Ile razy prążek interferencyjny przejdzie przez nitkę, tyle razy iloraz

$$\frac{2d(n_e - n_o)}{\lambda}$$

zmniejszy się o dwa.

Jeżeli przy zmianie grubości d na d' przeszło przez nitkę z takich prążków, to iloraz musi się zmniejszyć o $2z$, zatem

$$6.) \ldots . \quad \frac{2d'(n_e - n_o)}{\lambda} = 2(\nu - z) + 1.$$

Odjąwszy to zrównanie od zrównania 3.) otrzymamy

$$\frac{2d(n_e - n_o)}{\lambda} - \frac{2d'(n_e - n_o)}{\lambda} = 2z$$

a stąd

$$7.) \ldots . \quad \lambda = \frac{(d - d')(n_e - n_o)}{z}$$

Jeżelibyśmy zaś grubość płytki d powiększali do d', to wtedy prążki przesuwać się będą w przeciwną stronę. Zrównanie 7.) zmieni się tylko o tyle, że zamiast $d - d'$ będzie $d' - d$.

Nasuwa się teraz tylko pytanie, z jaką dokładnością możemy długość faleczek za pomocą téj metody mierzyć. Otóż niech błąd wynikły z pomiaru ilości $d - d'$, $n_e - n_o$, z wyrazi się przez różniczki tych ilości, również wskutek tego wynikły błąd z λ przez $\delta\lambda$, a otrzymamy różniczkując tylko równanie 7.):

$$\delta\lambda = \frac{z.\delta\{(d-d')(n_e - n_o)\} - (d-d')(n_e - n_o)\delta z}{z^2}$$

$$= \frac{z(n_e - n_o)(d-d')}{z^2} + \frac{z(d-d').\delta(n_e - n_o)}{z^2} - \frac{(d-d')(n_e - n_o)\delta z}{z^2}$$

$$\delta\lambda.z = (n_e - n_o).\delta(d-d') + (d-d').\delta(n_e - n_o) - (d-d')(n_e - n_o)\frac{\delta z}{z}$$

$$\frac{\delta\lambda . z}{(d-d')(n_e-n_o)}=\frac{\delta\lambda}{\lambda}=\frac{\delta(d-d')}{d-d'}+\frac{\delta(n_e-n_o)}{n_e-n_o}-\frac{\delta z}{z}.$$

Kładąc teraz n. p.

$$d-d'=20^{mm} \qquad \delta(d-d')=0\cdot005^{mm}$$

a według Rudberga $n_e-n_o=0\cdot0091$ $\delta(n_e-n_o)=0\cdot000002$

$$z=300 \qquad \delta z=0\cdot1,$$

to

$$\frac{\delta(d-d')}{d-d'}=\frac{0\cdot005}{20}=0\cdot00025$$

$$\frac{\delta(n_e-n_o)}{n_e-n_o}=\frac{0\cdot000002}{0\cdot0091}=\frac{0\cdot00022}{0\cdot00047}$$

$$\frac{\delta z}{z}=\frac{0\cdot1}{300}=\ldots\ldots\frac{0\cdot00033}{0\cdot00014},$$

zatem

$$\frac{\delta\lambda}{\lambda}=0\cdot00014^{mm}$$

Jeżeli teraz za λ weźmiemy długość faleczki dla linijki *D* obliczonéj według Fraunhoffera $0\cdot0005888,^{mm}$ to

$$\frac{\delta\lambda}{0\cdot0005888}=0\cdot00014$$

$$\delta\lambda=0\cdot000000082432.^{mm}$$

Z tego widzimy, że błąd w obliczeniu długości faleczki według wzoru 7.) okazuje się dopiero na siódmém miéjscu dziesiętném.

Możemy zatem według wzoru 7.) z wielką dokładnością obliczać długości faleczek; potrzebny tylko jest aparat tak zwany klinowy, wynaleziony przez Fizeau i Foucaulta, ażeby można dowolnie zmieniać grubość kwarcu i tym sposobem oznaczyć różnicę $d-d'$.

Aby jednak i tę niedogodność usunąć i być w stanie bez tego aparatu długość λ oznaczyć, podał Stefan następujący sposób:

Chcąc za pomocą zjawisk interferencyjnych obliczyć długość faleczki, to potrzeba różnicę dróg promienia *O* i *E*, jakto zaraz zobaczymy, powiększać lub pomniejszać. To da się uskutecznić samą płytką kwarcową w ten sposób, iż będziemy ją tak obracać, aby promień padał na nią coraz pod innym kątem. Otóż na płytkę kwarcową o grubości *d* puszczamy promień pod kątem podania i tak, aby płaszczyzna podania była prostopadła do przecięcia głównego kryształu, wtedy kąt $X=90^o$, i na różnicę faz obu promieni spolaryzowanych po wyjściu z kryształu otrzymamy według wzoru *k)*

$$\Delta = d\left\{\frac{1}{\omega}\sqrt{1-\omega^2\sin^2 i}-\frac{1}{\upsilon}\sqrt{1-\upsilon^2\sin^2 i}\right\},$$

czyli ze względu na to, że mamy z kwarcem do czynienia

$$\Delta = d\left\{\sqrt{\frac{1}{\upsilon^2}-\sin^2 i}-\sqrt{\frac{1}{\omega^2}-\sin^2 i}\right\} \text{ albo}$$

$$\Delta = d\left\{\sqrt{n_e{}^2-\sin^2 i}-\sqrt{n^2{}_0-\sin^2 i}\right\}$$

Na każdém miejscu w widmie, dla którego ten wzór wynosi nieparzystą ilość połówek fali, okazuje się ciemny prążek. Jeżeli kąt i nieco się powiększy, to i Δ będzie większe, gdyż zwiększając kąt i powiększamy n, a w takim razie według Rudberga i różnica musi się powiększyć, zatem będzie nieparzystą ilością faleczki większéj. Z tego zaś wypływa, że przy zwiększaniu kąta i prążek interferencyjny posuwa się ku barwie czerwonéj na widmie, przy zmniejszaniu ku fioletowéj. Zmniejszając więc kąt i na i' zmieniamy różnicę faz na

$$\Delta' = d\sqrt{n_e{}^2-\sin^2 i'} - d\sqrt{n^2{}_0-\sin^2 i'}.$$

Lecz według wzorów 3) i 6) mamy w obu wypadkach

$$\left.\begin{aligned}\Delta &= (2n+1)\frac{\lambda}{2}\\ \Delta' &= \left\{2(n-z)\pm 1\right\}\frac{\lambda}{2}\end{aligned}\right\}\text{ odejmmy}$$

$$\Delta-\Delta' = z\,\lambda \qquad \text{a stąd}$$

$$\lambda = \frac{\Delta-\Delta'}{z}, \quad \text{czyli}$$

$$\lambda = \left\{d\sqrt{n^2{}_e-\sin^2 i}-d\sqrt{n^2{}_0-\sin^2 i}-d\sqrt{n^2{}_e-\sin^2 i'}+\right.$$
$$\left.+\,d\sqrt{n^2{}_e-\sin^2 i'}\right\}\frac{1}{z}$$

$$\lambda = \frac{d}{z}\left\{\sqrt{n_e^2 - \sin^2 i} - \sqrt{n_0^2 - \sin^2 i} - (\sqrt{n_e^2 - \sin^2 i'} - \right.$$

$$\left. - \sqrt{n_0^2 - \sin^2 i'})\right\}.$$

Chcąc teraz doświadczenia robić, przyjmijmy dla uproszczenia rachunku $i' = 0^\circ$, wtedy długość faleczki będziemy obliczać według wzoru

$$8) \ldots \quad \lambda = \frac{d}{z}\left\{\sqrt{n_e^2 - \sin^2 i} - \sqrt{n_0^2 - \sin^2 i} - (n_e - n_0)\right\}.$$

Przy doświadczeniu postępuje się w ten sposób, iż ustawia się płytkę kwarcową tak, aby promienie padały pod kątem prostym, następnie obraca się płytkę kryształu, opatrzoną w podziałkę i osadzoną w nasadzie, tak długo, dopóki przez nitkę lunety nie przesunie się *z* prążków, i odczytuje się kąt obrotu. Następnie obraca się płytkę w przeciwną stronę ku pierwotnemu położeniu, a nawet i dalej, aż dopóki znowu *z* prążków nie przejdzie, i odczytuje się też kąt obrotu. Te dwa kąty odczytane dają podwójny kąt wpadania $2i$ dla *z* prążków. Stefan robił doświadczenie dla linii fraunhofferowskiej *D* i znalazł:

dla z =	$10^1/_3$,	i =	$19^\circ\ 46'$
„	$16^1/_3$,		$24^\circ\ 51'$
„	$20^1/_3$,		$27^\circ\ 50'$
„	$30^1/_3$,		$34^\circ\ 2'$.

Z tych liczb i z przytoczonej już raz wartości Rudberga $n_e = 1{\cdot}5563$, $n^0 = 1{\cdot}5472$, $n_e - n_0 = 0{\cdot}0091$ wynajdziemy według wzoru 8) następujące liczby na długość faleczki.

$$\lambda = \frac{3d}{31}\left[\sqrt{1{\cdot}5563^2 - \sin^2 19^\circ 46'} - \sqrt{1{\cdot}5472^2 - \sin^2 19^\circ 46'} - 0{\cdot}0091\right]$$

po wykonaniu naznaczonych działań otrzymamy dla coraz innego kąta obrotu

$$\begin{array}{r} \lambda = 0{\cdot}0005893^{mm} \\ 5882 \\ 5909 \\ 5887 \\ \hline 0{\cdot}0023571 \end{array}$$

średnia zaś wartość będzie $\frac{0{\cdot}0023571}{4}$, zatem

$$\lambda = 0{\cdot}0005893^{mm},$$

wartość zgodna prawie zupełnie, jakto późniéj z zestawienia zobaczymy, z wartościami obliczonemi przez innych badaczy.

Mając tak obliczoną długość faleczki dla jednéj linii widma, możemy za pomocą wzoru 5) znaleść długość fa dla innych głównych linij Fraunhoffera, trzeba tylko iloś innych linijek interferencyjnych między niemi oznaczyć, cc rzeczywiście Stefan uskutecznił, mianowicie znalazł:

między linijką	B a C	$17\frac{1}{2}$	prążków interfr.
„ „	C a D	46	„ „
„ „	D a E	$54\frac{1}{2}$	„ „
„ „	E a F	44	„ „
„ „	F a G	$76\frac{1}{2}$	„ „
„ „	G a H	60	„ „

wstawiwszy te wartości w zrównanie 5) zamiast χ otrzymamy dla

linijki B	$\lambda = 0{\cdot}0006873^{mm}$	
„ C „	$\lambda = 0{\cdot}0006578$ „	
„ D „	$\lambda = 0{\cdot}0005893$ „	według poprzedniego obliczenia.
„ E „	$\lambda = 0{\cdot}0005271$ „	
„ F „	$\lambda = 0{\cdot}0004869$ „	
„ G „	$\lambda = 0{\cdot}0004291$ „	
„ H „	$\lambda = 0{\cdot}0003959$ „	

Zgodność, jaka zachodzi między temi liczbami, a liczbami wyprowadzonemi na podstawie innych zjawisk, świadczy jak najlepiéj o rzetelności téj metody.

C

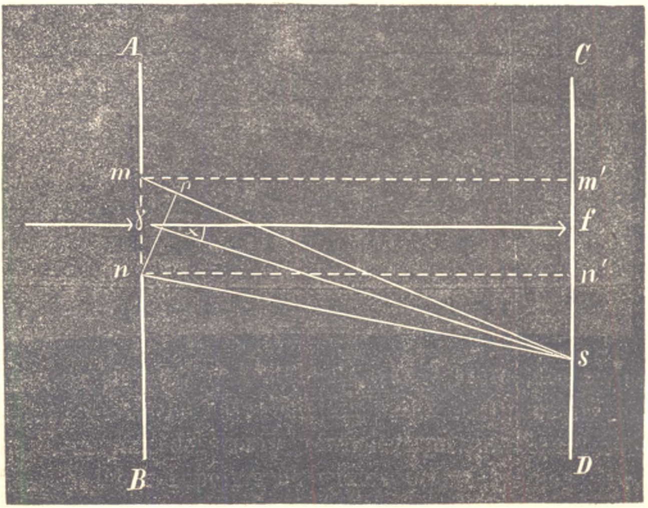
Obliczanie długości faleczek na podstawie uginania się promieni światła i ciepła.

Najodpowiedniejszy i najbardziej zalecający się sposób obliczania długości faleczek podaje nam zjawisko uginania się promieni. Tak bowiem dla dogodności w obliczaniu, jakoteż dla dokładności otrzymanych w ten sposób rezultatów zjawisko uginania się promieni ma pod tym względem pierwszeństwo przed zjawiskami interferencyi. Że tak jest w istocie, okazuje się to już z tego, że największa część badaczy, zajmujących się obliczaniem długości faleczek, jak Fraunhoffer, Ditscheiner, Angström, van der Willigen, Mascart, Eisenlohr, Wilde i Schwerd, wyprowadzali swe pomiary na podstawie zjawisk uginania się światła.

Nim jednak przystąpimy do rzeczywistego obliczania długości faleczek, zastanówmy się najpierw nad głównemi przynajmniej zasadami uginania się promieni światła, a temsamem i ciepła.

Gdy przez wąską szparę *mn* (fig. 8) w zasłonie *AB* puścimy promienie prostopadle do płaszczyzny szpary, to one poza zasłoną rozchodzą się nietylko prostolinijnie w kierunku *rt*, ale we wszystkich innych kierunkach n. p. *rs*; i tak każdy punkt między *m* i *n* staje się początkiem ruchu, rozchodzącego się we wszystkich kierunkach poza zasłoną. Rozpiąwszy zatem drugą zasłonę *CD* bez otworu, prostopadle do kierunku *rt*, zobaczymy, że nietylko część jej *m'n'* jest oświetlona, jakto na podstawie prostolinijnego rozchodzenia się ruchu być powinno, ale i po obu stronach n. p. w punkcie *s* będzie zasłona też oświetlona; i to właśnie zjawisko zowiemy uginaniem się promieni. Oświetlenie to na zasłonie

(Fig. 8)



przedstawia się nam w kształcie paska o szerokości = długości szpary; ale co najważniejsza pasek ten poprzerzynany będzie ciemnymi, do szpary równoległymi prążkami, zatem zjawisko podobne zupełnie do widma pryzmatycznego. Przyczyną pojawienia się tych ciemnych prążków jest oczywiście interferencya promieni, schodzących się razem na zasłonie *CD*. Co się tyczy położenia tych prążków, to przypuśćmy, że n. p. na punkt *s* pada taka wiąska promieni, iż skrajne *ms* i *ns* mają różnicę dróg wynoszącą połowę długości fali, czyli że mp $= \frac{\lambda}{2}$, wtedy działania tych dwóch promieni wpunkcie *s* skutkiem interferencyi niszczą się wprawdzie nawzajem, ale pozostają działania promieni środkowych, których oczywiście różnica dróg wynosi $< \frac{\lambda}{2}$, zatem w punkcie *s* nie ma w takim razie prążka ciemnego. Jeśli zaś na punkt *s* pada taka wiązka promieni, iż skrajne z nich mają różnicę dróg $= \lambda$, to rzecz się ma inaczéj. Pomyślmy sobie bowiem tę wiązkę podzieloną na dwie równe części, to ruch wypadkowy wywołany w punkcie *s* pierwszą połową wiązki zostanie zneutralizowany ruchem wypadkowym, wywołanym w punkcie *s* drugą połową wiązki, i w punkcie *s* powstanie prążek ciemny. Postępując w ten sposób daléj zobaczymy, że na zasłonie *CD* pojawi się tam prążek ciemny, gdzie różnica dróg promieni skrajnych wynosi parzystą ilość połówek fali. Na tém głównie opierając się, mamy wytłómaczone widmo uginania się. Są to zatem pola jasne, poprzerzynane ciemnymi prążkami. Robiąc to doświadczenie z rozmaitymi promieniami, spostrzeżemy, że pola te są najszersze przy świetle czerwoném, najwęższe zaś przy fiołkowém; zatem i owe ciemne prążki pojawiają się u jednych promieni bliżéj, u innych daléj od promienia nieugiętego rt. I ta to właśnie okoliczność podaje nam najlepszy sposób obliczenia długości faleczek.

I.

Sposób obliczania długości faleczek na podstawie uginania się promieni, wychodzących z jednéj szpary.

Patrząc na fig. 8 i mając na względzie, że szerokość szpary *mn* w porównaniu do odległości jéj od ściany przyjmującéj *CD* jest nader małą, śmiało przyjąć możemy promienie skrajne za równoległe, a tém samém położyć kąt $mnp = \chi$, a wtedy mamy z trójkąta *mnp*

$$mp = mn.\sin\chi.$$

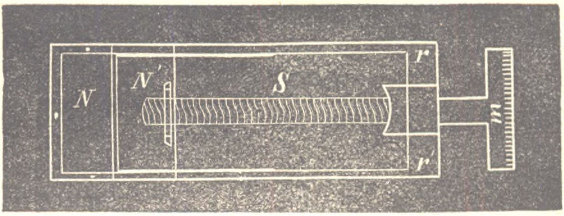
Jeżeli więc promień *m s* pada na pierwszy prążek ciemny, to *mp* musi być równe długości fali użytego promienia, $mn = b$ jest szerokością szpary, zatem

$$\lambda = b.\sin\chi.$$

Otóż do obliczenia długości λ potrzeba nam tylko dwóch ilości: *b* szerokości szpary i kąta χ, t. j. kąta zawartego między promieniem nieugiętym, a odpowiednim promieniem ugiętym.

Co się tyczy szerokości szpary, to ta sprawia, jak to później jeszcze zobaczymy, największe trudności przy obliczaniu faleczek. Aby ją jednak z możliwą przynajmniéj dokładnością zmierzyć, tworzymy szparę (fig. 9) z dwóch blaszek stalowych *N* i *N'*, z których pierwsza przymocowana jest do ram *r r'*, druga zaś za pomocą śruby mikrometrycznéj *S* może się na ramach posuwać. Tym sposobem możemy szparze nadać dowolną szerokość. Na głowie śruby

(Fig. 9)



znajduje się tarcza *m* z podziałką, z któréj możemy odczytać, jaką część obrotu śruba zrobiła.

Jeżeli n. p. wysokość kroku śruby wynosi 0·5^{mm}, a tarcza śruby podzielona jest na 50 równych części, to możemy szerokość szpary z dokładnością 0·01^{mm} obliczyć.

Łatwiejszą już jest rzeczą obliczenie kąta nachylenia promienia ugiętego. Przed szkłem przedmiotowém lunety u teodolitu albo spektrometru umieszczamy szparę i tak lunetę ustawiamy, aby nitka na niéj rozpięta padała na sam środek widma, następnie obracamy lunetę tak, aby nitka padła na pierwszy ciemny prążek widma, i na tarczy teodolitu odczytujemy obrót, potem ustawiamy nitkę lunety na drugi, trzeci i t. d. prążek ciemny i każdą razą odczytujemy obrót. Obroty te są właśnie kątem χ.

Schwerd robiąc doświadczenia z promieniami światła czerwonego, przepuszczał je przez szparę, któréj szerokość b = 1·274^{mm}, i otrzymał następujące wartości dla kąta odchylenia:

dla prążka ciemnego	1	2	3	4
było χ =	1'47''	3 33''	5'17 '	6'55'',

a stąd wartość średnia na odchylenie promieni dwóch sąsiednich prążków jest

$$x = 1'43{\cdot}75'',$$

zatem według poprzedniego wzoru

$$\lambda = 1{\cdot}274 .\ \sin 1'43{\cdot}75''$$

$$\log \sin 1'43{\cdot}75'' = 6{\cdot}6855748 - 10$$

$$\underline{\quad 155223}$$

$$6{\cdot}7010971 - 10$$

$$\sin 1'43{\cdot}75'' = 0{\cdot}00050245$$

$$\lambda = 1{\cdot}274 \cdot 0{\cdot}00050245$$

$$\lambda = 0{\cdot}000640^{mm}$$

Według tego obliczenia otrzymał Nobert następujące długości faleczek dla każdéj barwy światła:

dla najskrajniejszego

	promienia	czerwonego	jest	$\lambda = 0{\cdot}000741^{mm}$
dla	„	czerwonego	„	719 „
„	„	pomarańczowego	„	616 „
„	„	pomarańczowo-żółtego	„	566 „
„	„	zielonego	„	513 „
„	„	błękitno-zielonego	„	489 „
„	„	błękitnego	„	463 „
„	„	niebieskiego	„	436 „
„	„	fiołkowego	„	410 „
„	„	skrajnego fiołkowego	„	386 „

II.

Sposób obliczenia długości faleczek na podstawie uginania się promieni, przechodzących przez siatkę optyczną.

Jeżeli w zasłonie *AB* fig. 8. znajduje się więcéj równych i w równych odstępach od siebie oddalonych otworów, czyli jeżeli promienie padają na tak zwaną siatkę optyczną, to wtedy każdy otwór dla siebie daje osobne widmo; widma te po części się nakrywają, ale prócz tego promienie z różnych wychodzące otworów działają też na siebie i osłabiając się w jednych, a wzmacniając w drugich miejscach, dają nowe widma. Otóż, jeśli przed lunetą, skierowaną na szparę, w której umieszczone jest szkło czerwone, umieścimy taką siatkę, to na widmie zobaczymy szereg czerwonych obrazów szpary w równéj od siebie odległości.

Jeśli zaś szparę zatkamy szkłem fioletowém, to obrazy szpary będą téż fioletowe w równych, ale mniejszych od siebie odstępach jak $f_1\ f_1$, $f_2\ f_2 \ldots$

(Fig. 10.)

Puszczając teraz przez szparę światło innych barw, otrzymamy obrazy leżące między f_1 a c_1, zatem między f_1 a c_1 jest całkowite widmo; drugie widmo zaczyna się od f_2, a kończy się przy c_2, trzecie rozciąga się od f_3 do $c_3 \ldots$, lecz widzimy, że drugie i trzecie widmo przykrywają się na przestrzeni $f_3\ c_2$.

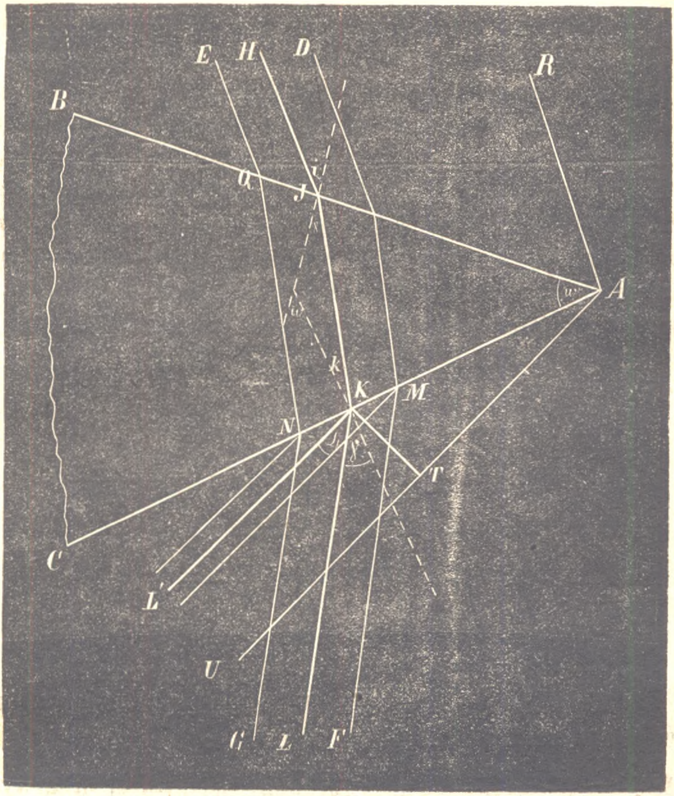
Jasną więc będzie teraz rzeczą, dla czego puszczając przez szparę światło białe, otrzymamy obraz przedstawiony na fig. 10.

Z tego wszystkiego widzimy, że owe ciemne prążki, które zależą od różnicy dróg promieni skrajnych, pojawiają się w każdém świetle na inném miejscu widma, licząc od promienia nieugiętego *rt* fig. 8. I ta właśnie okoliczność podaje nam najlepszy środek do obliczenia długości faleczek.

Nim jednak przystąpimy do właściwego obliczenia, wyprowadźmy najpierw niektóre wzory, które nam właśnie do oznaczenia téj długości faleczek potrzebne będą.

Pryzmat *ABC* fig. 11. ma na przedniéj ścianie *AC* wąski otwór *MN*, równoległy do krawędzi pryzmatu, któréj rzut jest w punkcie *A*. Na tylną zaś ścianę pryzmatu *AB* puszczamy wiązkę równoległych promieni *DPQE*. Promienie te załamują się w pryzmacie i wychodząc przez otwór *MN*, wywołują zjawisko uginania się światła. Weźmy pod uwagę jeden tylko promień $HJKL$, wychodzący przez szparę MN. Promień ten pada na tylną ścianę pryzmatu pod

(Fig. 11)



kątem i i załamuje się pod kątem r, otóż jeśli n oznacza nam wykładnik załamania, to musi

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

czyli

$$a) \ldots \quad n.\sin r = \sin i.$$

Promień ten pada na drugą ścianę pryzmatu pod kątem $k = \omega - r$, gdzie ω jest kątem łamiącem pryzmatu, wychodząc zaś z pryzmatu załamuje się pod kątem γ, zatem prawo załamania da się wyrazić przez zrównanie

$$\frac{1}{n}=\frac{\sin k}{\sin \gamma}=\frac{\sin (\omega - r)}{\sin \gamma},$$

czyli

$$b)\ldots \qquad \sin \gamma = n.\sin (\omega - r).$$

Wskutek wąskiej szpary następuje uginanie się promieni, otóż niech z K wychodzi promień KL', nachylony do promienia nieugiętego KL pod kątem δ_1. Pomyślmy sobie jeszcze jeden promień $RA \parallel HJ$ przechodzący przez krawędź łamiącą A i idący następnie równolegle do KL'. Różnicą faz tych dwóch promieni $HJKL'$ i RAU będzie różnica, jaka zachodzi między drogą $SA + AT$, przebytą przez promień RAU w powietrzu, a drogą JK promienia pierwszego, przebytą w szkle. Aby tę różnicę oznaczyć, przyjmijmy, że $AK = \chi$, wtedy z trójkąta JAK otrzymamy:

$$JK : \chi = \sin \omega : \sin (90 - r)$$

czyli

$$JK : \chi = \sin \omega : \cos r, \quad \text{a stąd}$$

$$c)\ldots \qquad JK = \chi . \frac{\sin \omega}{\cos r}; \quad \text{zaś } AJ = \chi \frac{\cos (\omega - r)}{\cos r}$$

Następnie z trójkąta ASJ mamy:

$$d)\ldots \qquad AS = AJ.\sin i = \chi \frac{\cos (\omega - r)}{\cos r}.\sin i,$$

z trójkąta zaś ATK mamy:

$$f)\ldots \qquad AT = \chi.\sin AKT = \chi.\sin (\gamma + \delta_1)$$

Wyraziwszy teraz długość faleczki i chyżość ruchu w powietrzu i w szkle przez λ i λ_1, v i v_1, i pamiętając, że $\frac{\lambda}{\lambda_1} = \frac{v}{v_1} = \frac{\sin i}{\sin r} = n$, otrzymamy na różnicę, dróg wyrażoną w faleczkach, taki wyraz:

$$\frac{AS + AT}{\lambda} - \frac{JK}{\lambda_1} = \frac{AS + AT - nJK}{\lambda},$$

zatem różnica faz będzie

$$\Delta = AS + AT - nJK$$

Wstawiwszy w to zrównanie wartości ze zrównań *c)*, *d)* i *f)* otrzymamy

$$\left\{ \frac{\cos (\omega - r)}{\cos r}.\sin i + \sin (\gamma + \delta_1) - \frac{\sin \omega}{\cos r}.\frac{\sin i}{\sin r} \right\}$$

$$\Delta = \chi \left\{ \sin(\gamma + \delta_1) + \frac{(\cos\omega.\cos r + \sin\omega \sin r)\sin i \sin r - \sin\omega.\sin i}{\cos r.\sin r} \right\}$$

$$\Delta = \chi \left\{ \sin(\gamma + \delta_1) + \frac{(\cos\omega.\cos r + \sin\omega.\sin r)\sin r - \sin\omega}{\cos r} . \frac{\sin i}{\sin r} \right\}$$

$$\Delta = \chi \left\{ \sin(\gamma + \delta_1) + \frac{\cos\omega.\sin r.\cos r + \sin\omega.\sin^2 r - \sin\omega}{\cos r} . \frac{\sin i}{\sin r} \right\}$$

$$\Delta = \chi \left\{ \sin(\gamma + \delta_1) + \frac{\cos\omega.\sin r.\cos r + \sin\omega(\sin^2 r - 1)}{\cos r} . \frac{\sin i}{\sin r} \right\}$$

$$\Delta = \chi \left\{ \sin(\gamma + \delta_1) + \frac{\cos\omega \sin r.\cos r - \sin\omega \cos^2 r}{\cos r} . \frac{\sin i}{\sin r} \right\}$$

$$\Delta = \chi \left\{ \sin(\gamma + \delta_1) + (\cos\omega.\sin r - \sin\omega \cos r) . \frac{\sin i}{\sin r} \right\}$$

$$\Delta = \chi \left\{ \sin(\gamma + \delta_1) - \sin(\omega - r) . \frac{\sin i}{\sin r} \right\},$$

ze względu zaś na równanie *b)* będzie

$$\Delta = \chi \{ \sin(\gamma + \delta_1) - \sin\gamma \} = u\chi,$$

gdzie *g)*... $u = \sin(\gamma + \delta_1) - \sin\gamma.$

Jeśli więc teraz ruch cząstek eteru promienia *AU* wyrazimy według teoryi undulacyi zrównaniem

$$\mathfrak{y} = a.\sin\frac{2\pi}{\lambda}\upsilon t,$$

to równanie ruchu dla promienia *KL'* będzie

$$y = a \sin\frac{2\pi}{\lambda}(\upsilon t - u\chi).$$

Ruch zaś wychodzący od elementu $d\chi$, położonego przy *K*, będzie:

$$y_1 = a.\sin\frac{2\pi}{\lambda}(\upsilon t - u\chi).d\chi.$$

Wypadkowy zatem ruch, wychodzący od wszystkich punktów szpary *MN* w kierunku *KL'*, przedstawi się nam jako całka z poprzedniego zrównania, wzięta w granicach od $AM = \varrho$ do $AM + MN = \varrho + \sigma$:

$$\mathrm{Y} = a.\int_{\varrho}^{\varrho+\sigma} \sin\frac{2\pi}{\lambda}(\upsilon t - u\chi).d\chi$$

Całkując to zrównanie otrzymamy:

$$Y = a.\int_{\rho}^{\rho+\sigma}\left\{\sin\frac{2\pi}{\lambda}\upsilon t.\cos\frac{2\pi}{\lambda}u\chi - \cos\frac{2\pi}{\lambda}\upsilon t.\sin\frac{2\pi}{\lambda}u\chi\right\}d\chi.$$

$$Y = a.\left\{\sin\frac{2\pi}{\lambda}\upsilon t\int_{\rho}^{\rho+\sigma}\cos\frac{2\pi}{\lambda}u\chi.d\chi - \cos\frac{2\pi}{\lambda}\upsilon t\int_{\rho}^{\rho+\sigma}\sin\frac{2\pi}{\lambda}u\chi.d\chi\right\}$$

$$Y = a\left\{\sin\frac{2\pi}{\lambda}\upsilon t\left|\frac{\sin\frac{2\pi}{\lambda}u\chi}{\frac{2u\pi}{\lambda}}\right|_{\rho}^{\rho+\sigma} - \cos\frac{2\pi}{\lambda}\left|\frac{-\cos\frac{2\pi}{\lambda}u\chi}{\frac{2u\pi}{\lambda}}\right|_{\rho}^{\rho+\sigma}\right\}$$

$$Y = a\frac{\pi}{2\pi u}\left\{\sin\frac{2\pi}{\lambda}\upsilon t\left[\sin\frac{2\pi}{\lambda}u(\rho+\sigma) - \sin\frac{2\pi}{\lambda}u\rho\right]\right.$$
$$\left. + \cos\frac{2\pi}{\lambda}\upsilon t\left[\cos\frac{2\pi}{\lambda}u(\rho+\sigma) - \cos\frac{2\pi}{\lambda}u\rho\right]\right\}$$

$$Y = a\frac{\lambda}{2\pi u}\left\{\sin\frac{2\pi}{\lambda}\upsilon t.\sin\frac{2\pi}{\lambda}(u\rho+u\sigma) + \cos\frac{2\pi}{\lambda}\upsilon t.\cos\frac{2\pi}{\lambda}(u\rho+u\sigma) - \right.$$
$$\left. -\left(\sin\frac{2\pi}{\lambda}\upsilon t.\sin\frac{2\pi}{\lambda}u\rho + \cos\frac{2\pi}{\lambda}\upsilon t.\cos\frac{2\pi}{\lambda}u\rho\right)\right\}$$

$$Y = a\frac{\lambda}{2\pi u}\left[\cos\frac{2\pi}{\lambda}(\upsilon t - u\rho - u\sigma) - \cos\frac{2\pi}{\lambda}(\upsilon t - u\rho)\right].$$

W nawiasie jest różnica dostaw dwóch kątów; można ją według następującéj formułki trygonometrycznéj:

$$\cos\alpha - \cos\beta = 2\sin{}^1/_2(\alpha+\beta).\sin{}^1/_2(\beta-\alpha)$$

przeistoczyć, zatem

$$\begin{array}{l} \upsilon t - u\rho - u\sigma \\ \upsilon t - u\rho \\ \hline 2\upsilon t - 2u\rho - u\sigma \end{array} \qquad \begin{array}{l} \upsilon t - u\rho \\ -\upsilon t \mp u\rho \mp u\sigma \\ \hline u\sigma \end{array}$$

i otrzymamy

$$Y = a\frac{2\lambda}{2\pi u}.\sin\frac{2\pi}{\lambda}.{}^1/_2u\sigma.\sin{}^1/_2\frac{2\pi}{\lambda}2(\upsilon t - u\rho - {}^1/_2u\sigma)$$

$$h)\ldots Y = a\frac{\lambda}{\pi u}\sin\frac{\pi\sigma u}{\lambda}.\sin\frac{2\pi}{\lambda}(\upsilon t - u\rho - {}^1/_2u\sigma).$$

Natężenie zaś spowodowane tym ruchem wypadkowym będzie:

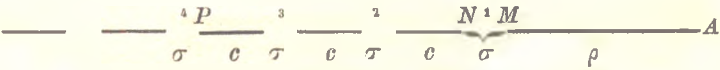
$$J = a^2 \frac{\lambda^2}{\pi^2 u^2} \sin^2\frac{\pi\sigma u}{\lambda} = a^2 \frac{\sin^2\frac{\pi\sigma u}{\lambda}}{\frac{\pi^2 u^2}{\lambda^2}}$$

czyli

$$J = a^2\sigma^2 \left[\frac{\sin\frac{\pi\sigma u}{\lambda}}{\frac{\pi\sigma u}{\lambda}}\right]^2.$$

Jeżeli zaś w pryzmacie mamy kilka takich szpar, któreby co do szerokości były jednakowe, zatem o szerokości $=\sigma$, i jeśli odległość tych szpar będzie wszędzie jednakowa n. p. $= c$, to ruch wypadkowy każdéj takiéj szpary da się przedstawić równaniem *h)* z tą tylko różnicą, że ρ się zmieni. Szukając bowiem odległości n. p. szpary czwartéj od *A* znajdziemy, jak to z fig 12 widać:

(Fig. 12)



$$AP = \rho + (4-1)(\sigma+c)$$

Ruch zatem wypadkowy, pochodzący od wszystkich szpar, których niech będzie *z*, otrzymamy sumując równanie *h)* od $z=1$ do $z=z$, otóż

$$Y = a\frac{\lambda}{\pi u}\sin\frac{\pi\sigma u}{\lambda}\sum_{Z=1}^{Z=Z}\sin\frac{2\pi}{\lambda}(vt-[\rho+(z-1(\sigma+c)]u-{}^1/_2\sigma u);$$

lecz naznaczywszy

$$\begin{aligned} g &= vt-[\rho+(z-1)(\sigma+c)]u-{}^1/_2\sigma u \\ &= vt-\rho u-z\sigma u-zcu+\sigma u+cu-{}^1/_2\sigma u \\ &= vt-(\rho u-cu-{}^1/_2\sigma u)-z(\sigma+c)u \end{aligned}$$

dalej

$$\begin{gathered} \rho u-cu-{}^1/_2\sigma u=p \\ (\sigma+c)u=q, \end{gathered}$$

otrzymamy

$$i)\ldots\quad Y = a\frac{\lambda}{\pi u}\sin\frac{\pi\sigma u}{\lambda}\sum_{Z=1}^{Z=Z}\sin\frac{2\pi}{\lambda}(\upsilon t - p - zq).$$

Naznaczywszy jeszcze dla skrócenia

$$\frac{2\pi}{\lambda}(\upsilon t - p) = \alpha$$

$$\frac{2\pi q}{\lambda} = \beta$$

mamy

$$k)\ldots\quad \sum_{Z=1}^{Z=Z}\sin\frac{2\pi}{\lambda}(\upsilon t - p - zq) = \sum_{Z=1}^{Z=Z}\sin(\alpha - z\beta) = \sin(\alpha-\beta) + \sin(\alpha-2\beta) + \sin(\alpha-3\beta) + \ldots$$

$$= \left.\begin{array}{l} \sin\alpha.\cos\beta - \cos\alpha.\sin\beta \\ + \sin\alpha.\cos2\beta - \cos\alpha.\sin2\beta \\ + \sin\alpha.\cos3\beta - \cos\alpha.\sin3\beta \\ \quad\vdots \qquad\qquad\quad \vdots \end{array}\right\} =$$

$$= \sin\alpha\overbrace{[\cos\beta + \cos2\beta + \cos3\beta + \ldots + \cos z\beta]}^{A}$$
$$- \cos\alpha\underbrace{[\sin\beta + \sin2\beta + \sin3\beta + \ldots + \sin z\beta]}_{B}.$$

Sumę zaś tego szeregu periodycznego znajdziemy, biorąc tylko do pomocy wzór trygonometryczny, na podstawie którego można różnicę wstaw i dostaw dwóch kątów wyrazić iloczynem tych funkcyj, i tak:

$\sin(\beta - {}^1/_2\zeta) - \sin(\beta + {}^1/_2\zeta) = -2\cos\beta\sin{}^1/_2\zeta$, kładąc zaś $\beta + \zeta$ zamiast β

będzie

$\sin(\beta + {}^1/_2\zeta) - \sin(\beta + {}^3/_2\zeta) = -2\cos(\beta+\zeta)\sin{}^1/_2\zeta$, kładąc zaś $\beta + \zeta$ zamiast β

$\sin(\beta + {}^3/_2\zeta) - \sin(\beta + {}^5/_2\zeta) = -2\cos(\beta + 2\zeta)\sin{}^1/_2\zeta$ i t.d.

$$\underline{\sin(\beta + {}^1/_2\{2z-3\}\zeta) - \sin(\zeta + {}^1/_2\{2z-1\}\zeta) = -2\cos(\beta + \{z-1\}\zeta)}$$
$$\underline{\sin{}^1/_2\zeta}$$

k')... $\sin(\beta-{}^1/_2\zeta)-\sin(\beta+{}^1/_2\{2z-1\}\zeta)=-2\sin{}^1/_2\zeta\{\cos\beta+\cos(\beta+\zeta)+\cos(\beta+2\zeta)+\ldots+\cos(\beta+\{z-1\}\zeta]$;

kładąc teraz $\zeta=\beta$ otrzymamy:

$$\sin{}^1/_2\beta-\sin(z+{}^1/_2)\beta=-2\sin{}^1/_2\beta\,\underbrace{[\cos\beta+\cos2\beta+\cos3\beta+\ldots+\cos z\beta)}_{A}$$

zatem

$$A=-\frac{\sin{}^1/_2\beta}{2\sin{}^1/_2\beta}+\frac{\sin(z+{}^1/_2)\beta}{2\sin{}^1/_2\beta}=-{}^1/_2+\frac{\sin(z+{}^1/_2)\beta}{2\sin{}^1/_2\beta}.$$

Aby zaś B wynaleść bierzemy

$\cos(\beta-{}^1/_2\zeta)-\cos(\beta+{}^1/_2\zeta)=2\sin\beta.\sin{}^1/_2\zeta$, kładąc zaś $\beta+\zeta$ zamiast β,

będzie $\cos(\beta+{}^1/_2\zeta)-\cos(\beta+{}^3/_2\zeta)=2\sin(\beta+\zeta).\sin{}^1/_2\zeta$, kładąc zaś znowu $\beta+\zeta$ zamiast β,

„ $\cos(\beta+{}^3/_2\zeta)-\cos(\beta+{}^5/_2\zeta)=2\sin(\beta+2\zeta).\sin{}^1/_2\zeta$ i t. d.

„ $\cos(\beta+{}^1/_2\{2z-3\}\zeta)-\cos(\beta+{}^1/_2(2z-1)\zeta)=2\sin(\beta+(z-1)\zeta)\sin{}^1/_2\zeta$

dodając i pisząc $\zeta=\beta$ otrzymamy:

$$k'')\ldots\ \cos{}^1/_2\beta-\cos(z+{}^1/_2)\beta=2\sin{}^1/_2\beta\,\underbrace{[\sin\beta+\sin2\beta+\sin3\beta+\ldots+\sin z\beta]}_{B}$$

$$B=\frac{\cos{}^1/_2\beta-\cos(z+{}^1/_2)\beta}{2\sin{}^1/_2\beta}$$

Zatem wzór k') przeistoczy się na

$$\sum_{Z=1}^{Z=Z}\sin\frac{2\pi}{\lambda}(vt-p-zg)=\sin\alpha\cdot\frac{\sin(z\beta+{}^1/_2\beta)-\sin{}^1/_2\beta}{2\sin{}^1/_2\beta}$$

$$-\cos\alpha\cdot\frac{\cos{}^1/_2\beta-\cos(z\beta+{}^1/_2\beta)}{2\sin{}^1/_2\beta}$$

$$=\frac{1}{2\sin{}^1/_2\beta}\cdot\left\{\begin{matrix}\sin\alpha.\sin(z\beta+{}^1/_2\beta)-\sin\alpha.\sin{}^1/_2\beta\\ \cos\alpha.\cos(z\beta+{}^1/_2\beta)-\cos\alpha.\cos{}^1/_2\beta\end{matrix}\right\}$$

$$=\frac{1}{2\sin{}^1/_2\beta}\left\{\begin{matrix}\sin\alpha.\sin z\beta.\cos{}^1/_2\beta+\sin\alpha.\cos z\beta.\sin{}^1/_2\beta\\ +\cos\alpha.\cos z\beta.\cos{}^1/_2\beta-\cos\alpha.\sin z\beta.\sin{}^1/_2\beta\\ -(\cos\alpha.\cos{}^1/_2\beta+\sin\alpha.\sin{}^1/_2\beta)\end{matrix}\right\}$$

$$=\frac{1}{2\sin{}^1/_2\beta}[\sin z\beta\{\sin\alpha.\cos{}^1/_2\beta-\cos\alpha.\sin{}^1/_2\beta\}+$$
$$+\cos z\beta\{\cos\alpha.\cos{}^1/_2\beta+\sin\alpha.\sin{}^1/_2\beta\}$$
$$-\cos(\alpha-{}^1/_2\beta)]\cdot$$

$$=\frac{1}{2\sin{}^1/_2\beta}[\sin z\beta.\sin(\alpha-{}^1/_2\beta)+\cos z\beta.\cos(\alpha-{}^1/_2\beta)-\cos(\alpha-{}^1/_2\beta)]$$

$$=\frac{1}{2\sin{}^1/_2\beta}[\cos(z\beta-\alpha+{}^1/_2\beta)-\cos(\alpha-{}^1/_2\beta)]$$

$$=\frac{1}{2\sin{}^1/_2\beta}\cdot\sin{}^1/_2 z\beta.\sin{}^1/_2(\alpha-{}^1/_2\beta-z\beta+\alpha-{}^1/_2\beta)$$

$$=\frac{\sin\frac{z\beta}{2}.\sin(\alpha-\frac{z+1}{2}\beta)}{\sin{}^1/_2\beta};$$

przewróciwszy teraz wartości za α i β otrzymamy

$$\sum_{Z=1}^{Z=Z}\sin\frac{2\pi}{\lambda}(\upsilon t-p-zq)=\frac{\sin\frac{\pi qz}{\lambda}.\sin\frac{2\pi}{\lambda}(\upsilon t-p-\frac{z+1}{2}q)}{\sin\frac{\pi q}{\lambda}}$$

Wstawiwszy tę wartość w zrównanie *i*), otrzymamy zrównanie ruchu wypadkowego wychodzącego ze wszystkich *z* szpar:

$$Y=a.\frac{\lambda}{\pi u}.\sin\frac{\pi\sigma u}{\lambda}.\frac{\sin\frac{\pi zq}{\lambda}}{\sin\frac{\pi q}{\lambda}}.\sin\frac{2\pi}{\lambda}(\upsilon t-p-\frac{z+1}{2}q)$$

wstawiwszy zaś wartość za p i q, będzie:

$$Y=a.\frac{\lambda}{\pi u}.\sin\frac{\sigma\pi u}{\lambda}.\frac{\sin\frac{\pi z(\sigma+c)u}{\lambda}}{\sin\frac{\pi(\sigma+c)}{\lambda}}.\sin\frac{2\pi}{\lambda}.$$

$$\underbrace{(\upsilon t-\rho u+cu+\frac{\sigma u}{2}-\frac{z+1}{2}(\sigma+c)u)}_{g'}$$

lecz

$$g'=\upsilon t-\rho u+cu+\frac{\sigma u}{2}-\frac{\sigma u}{2}-\frac{cu}{2}-\frac{z(\sigma+c)u}{2}$$
$$=\upsilon t-\rho u+\frac{cu}{2}-\frac{z(\sigma+c)u}{2}$$

$$=\upsilon t-\left[\rho u-\frac{cu}{2}+\frac{z(\sigma+c)u}{2}\right],$$

naznaczywszy zaś

$$\rho u-\frac{cu}{2}+\frac{z(\sigma+c)u}{2}=m,$$

otrzymamy

$$Y=a.\frac{\lambda}{\pi u}.\sin\frac{\pi\sigma u}{\lambda}.\frac{\sin\frac{\pi z(\sigma+c)u}{\lambda}}{\sin\frac{\pi(\sigma+c)}{\lambda}}.\sin\frac{2\pi}{\lambda}(\upsilon t-m).$$

Stąd natężenie światła wypadkowego będzie

$$I=a^2\sigma^2\left(\frac{\sin\frac{\pi\sigma u}{\lambda}}{\frac{\pi\sigma u}{\lambda}}\right)^2\cdot\left[\frac{\sin\frac{z\pi(\sigma+c)u}{\lambda}}{\sin\frac{\pi(\sigma+c)}{\lambda}}\right]^2$$

Podstawiwszy w tem zrównaniu

$$\frac{z\pi(\sigma+c)u}{\lambda}=\pi,2\pi,3\pi,\ldots,\text{ lub } u=\frac{\lambda}{z(\sigma+c)},\frac{2\lambda}{z(\sigma+c)},\ldots\frac{(z-1)\lambda}{z(\sigma+c)}$$

otrzymamy

$$I=0.$$

Inaczéj się rzecz będzie miała, jeśli postawimy

$$\frac{z\pi(\sigma+c)u}{\lambda}=z\pi,\text{ zatem } u=\frac{\lambda}{\sigma+c},$$

wtedy bowiem

$$I=\frac{0}{0}$$

t. j. otrzymaliśmy na natężenie formę nieoznaczoną. Aby jednak znaleść prawdziwą wartość, połóżmy

$$\varphi(u)=\sin\frac{z\pi(\sigma+c)u}{\lambda}$$

$$\psi(u)=\sin\frac{\pi(\sigma+c)u}{\lambda}.$$

Szukajmy teraz pochodnych tych funkcyi względem *u*;

$$\varphi'=\frac{z\pi(\sigma+c)}{\lambda}\cos\frac{z\pi(\sigma+c)u}{\lambda}$$

$$\psi' = \frac{\pi(\sigma+c)}{\lambda} \cdot \cos\frac{\pi(\sigma+c)u}{\lambda},$$

podzieliwszy φ' przez ψ' i podstawiwszy za u powyższą wartość znajdziemy

$$\frac{\varphi'(u)}{\psi'(u)} = z . \frac{\cos z\pi}{\cos\pi} = \pm z,$$

zatem

$$Y = a^2 \sigma^2 z^2 \left[\frac{\sin\dfrac{\pi\sigma}{\sigma+c}}{\dfrac{\pi\sigma}{\sigma+c}}\right]^2;$$

i to jest pierwsze maximum jasności.

Kładąc teraz

$$u = \frac{2\lambda}{\sigma+c}, \frac{3\lambda}{\sigma+c}, \frac{4\lambda}{\sigma+c} \dots \frac{n\lambda}{\sigma+c}$$

otrzymamy drugie, trzecie,... n^{te} maximum jasności.

Dla wartości zaś leżącej między któremikolwiek dwoma powyższemi otrzymamy odpowiedne minimum.

Przez δ_l oznaczyliśmy kąt odchylenia promienia w lewą stronę odchylonego, naznaczywszy teraz przez δ_p kąt odchylenia premienia w prawą stronę odchylonego, otrzymamy wzór nieco odmienny od wzoru *g*), (fig. 11) przemieni się bowiem na (fig. 13) i na różnicę dróg promieni *HJKL'* i *RAU* otrzymamy *JK* + *KT* — *SA*, zatem według poprzedniego przeprowadzenia różnica faz będzie

$$\Delta = nJK + KT - SA.$$

Lecz ze zrównań *c)* i *d)* mamy

$$JK = \chi . \frac{\sin\omega}{\cos r}; \; SA = \chi\frac{\cos(\omega - r)}{\cos r} . \sin i,$$

z trójkąta zaś AKT (fig. 13) mamy
$KT = \chi \cos AKT$, a ponieważ $\sphericalangle AKT = 90^\circ - (\delta_p - \gamma) = 90^\circ + (\gamma - \delta_p)$, $\cos AKT = \cos[90^\circ + (\gamma - \delta_p)] = -\sin(\gamma - \delta_p)$ przeto

$$KT = -\chi \sin(\gamma - \delta_p).$$

Wstawiwszy te wartości otrzymamy

$$\Delta = \chi\left\{\frac{\sin\omega}{\cos r} . \frac{\sin i}{\sin r} - \sin(\gamma - \delta_p) - \frac{\cos(\omega - r)}{\cos r} . \sin i\right\}$$

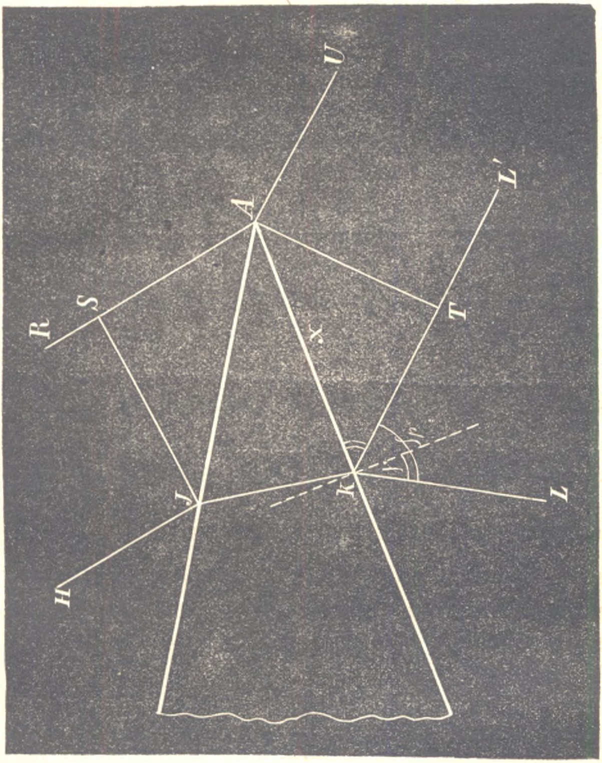
$$=\chi\left\{\frac{\sin\omega\sin i - \cos\omega.\cos r.\sin i.\sin r - \sin\omega.\sin^2 r.\sin i}{\cos r.\sin r} - \sin(\gamma - \delta_p)\right\}$$

$$=\chi\left\{\frac{\sin\omega(1-\sin^2 r)-\cos\omega.\cos r.\sin r}{\cos r.}\cdot\frac{\sin i}{\sin r} - \sin(\gamma-\delta_p)\right\}$$

$$=\chi\left\{[\sin\omega.\cos r-\cos\omega.\sin r]\frac{\sin i}{\sin r} - \sin(\gamma-\delta_p)\right\}$$

$$=\chi\left\{n.\sin(\omega-r)-\sin(\gamma-d_p)\right\},$$

(Fig. 13)



biorąc zaś wzgląd na równanie *b)* otrzymamy

$$1)\ldots\quad \Delta=\chi\{\sin\gamma-\sin(\gamma-\delta_p)\}=u\chi$$

gdzie

$$u=\sin\gamma-\sin(\gamma-\delta_p)$$

Podstawiwszy w obu wypadkach t. j. w zrównaniu *g)* i *l)* wartość $\frac{\lambda n}{\sigma+c}$ zamiast *u* będziemy mieli dwa zrównanai:

$$
\text{ł)} \ldots \begin{cases} \sin(\gamma+\delta_l) - \sin\gamma = \dfrac{\nu\lambda}{\sigma+c} \\ \sin\gamma - \sin(\gamma-\delta_p) = \dfrac{\nu\lambda}{\sigma+c} \end{cases}
$$

W tych dwóch zrównaniach wszystkie wartości prócz λ mogą być uważane za znane; kąt γ bowiem zależy tylko od położenia pryzmatu, a raczéj kraty względem promienia wpadającego i od odpowiedniego wykładnika załamania, jak to nam zrównanie *b)* pokazuje; liczba ν mówi tylko, które maximum jasności począwszy od środka uważamy, z czém téż kąty δ_l i δ_p mają związek; nareszcie ilość $\sigma+c$ jest znana, gdyż ta zależy tylko od konstrukcyi siatki. Zatem zrównania te przydają się zupełnie do obliczenia ilości λ, mamy bowiem

$$\lambda = \frac{\sigma+c}{\nu} \left[\sin(\gamma+\delta_l) - \sin\gamma\right]$$

$$\lambda = \frac{\sigma+c}{\nu} \left[\sin\gamma - \sin(\gamma-\delta_p)\right]'$$

czyli

m)....$\lambda = 2.\dfrac{\sigma+c}{\nu}\cos(\gamma+\dfrac{\delta_l}{2}).\sin\dfrac{\delta_l}{2}$ dla lewéj | strony pro-

n)....$\lambda = 2.\dfrac{\sigma+c}{\nu}\cos(\gamma-\dfrac{\delta_p}{2}).\sin\dfrac{\delta_p}{2}$ „ prawéj | mienia nieugiętego.

formę wygodniejszą do obliczania logarytmami.

Robiąc doświadczenie nie z pryzmatem lecz z płytką o równoległych ścianach ograniczających, zaopatrzoną kilkoma szparami, musimy położyć $\omega = o$, a wtedy według zrównania *b*) mamy

$$\sin\gamma = n \sin(-r) = -\frac{\sin i}{\sin r} \sin r = -\sin i$$

zatem

$$\sphericalangle\, \gamma = -i.$$

Jeśli w tym wypadku i $\sphericalangle\,\gamma$ czyli $\sphericalangle\, i = o$, t. j. jeśli promień pada prostopadle na taką siatkę, albo jeśli promień z pryzmatu występuje prostopadle do powierzchni *A C* (fig. 13, wtedy z wzorów *m)* i *n)* otrzymamy:

$$\lambda = 2\frac{\sigma+c}{\nu}.\cos\frac{\delta_l}{2}.\sin\frac{\delta_l}{2} = 2\frac{\sigma+c}{\nu}\ {}^1/_2\sin\delta_l$$

$$\lambda = 2\frac{\sigma+c}{\nu}.\cos(-\frac{\delta_p}{2}).\sin\frac{\delta_p}{2} = 2\frac{\sigma+c}{\nu}\ {}^1/_2\sin\delta_p$$

czyli

$$0) \ldots\ \lambda = \frac{\sigma+c}{\nu}\sin\delta_l = \frac{\sigma+c}{\nu}\sin\delta_p$$

Z tego zrównania wypływa, że δ_l i δ_p co do bezwzględnéj swéj wartości są sobie w tym wypadku równe, zatem widmo jest po obu stronach promienia nieugiętego *KL* symetrycznie ułożone; dla innéj zaś wartości na γ, jakto ze zrównań *m)* i *n)* wypływa, rzecz się ma inaczéj, tam δ_l i δ_p nie są równe, widmo zatem nie jest symetryczne. Przy użyciu światła białego, w wypadku gdy $\gamma = o$, widzimy kolory symetrycznie po obu stronach rozmieszczone, jeśli robimy doświadczenie płytką, jeśli zaś pryzmatem, to tylko te barwy są symetrycznie ułożone, dla których promień *KL* występuje prostopadle do ściany *AC*.

Chcąc jednak według wzoru *m)* i *n)* obliczać długości faleczek, to potrzeba znać kąt γ. Przy wielu jednakże instrumentach mierzenie nachylenia promienia nieugiętego lub wpadającego do pryzmatu nie jest możliwém; w takim więc razie obliczamy to nachylenie za pomocą dewiacyi tych samych promieni po obu stronach promienia nieugiętego, i tak:

Nazwawszy dewiacyą jakiegoś promienia ugiętego wtedy, gdy promień nieugięty występuje z pryzmatu prostopadle, przez $\mathfrak{D}$, to według zrównań *l)* mamy

$$\sin\mathfrak{D} = \frac{\nu\lambda}{\sigma+c},$$

zatem

$$0') \ldots \begin{cases} \sin(\gamma+\delta_l) - \sin\gamma = \sin\mathfrak{D} \\ \sin\gamma - \sin(\gamma-\delta_p) = \sin\mathfrak{D}, \end{cases}$$

z tych otrzymujemy jedno zrównanie

$$\sin(\gamma+\delta_l) - \sin\gamma = \sin\gamma - \sin(\gamma-\delta_p), \quad \text{czyli}$$

$$\sin(\gamma+\delta_l) + \sin(\gamma-\delta_p) = 2\sin\gamma$$

$$\sin\gamma.\cos\delta_l + \cos\gamma\sin\delta_l + \sin\gamma\cos\delta_p - \cos\gamma\sin\delta_p = 2\sin\gamma$$

$$\sin\gamma\,\{\cos\delta_l + \cos\delta_p\} + \cos\gamma\,\{\sin\delta_l - \sin\delta_p\} = 2\sin\gamma$$

$$\cos\gamma\,\{\sin\delta_l - \sin\delta_p\} = \sin\gamma\,\{2 - \cos\delta_l - \cos\delta_p\}$$

$$p)\ldots\quad \sin\delta_l - \sin\delta_p = \frac{\sin\gamma}{\cos\gamma}\{2-\cos\delta_l-\cos\delta_p\}$$

a stąd

$$\operatorname{tang}\gamma = \frac{\sin\delta_l - \sin\delta_p}{2-\cos\delta_l-\cos\delta_p}.$$

Aby jednak przy obliczaniu γ można było użyć logarytmów, przemieniamy ten wzór na inną formę, i tak: Pomnóżmy zrównanie $p)$ obustronnie przez $[1+\cos(\delta_l+\delta_p)]$, zatem

$$[1+\cos(\delta_l+\delta_p)]\{\sin\delta_l-\sin\delta_p\} = \frac{\sin\gamma}{\cos\gamma}[1+\cos(\delta_l+\delta_p)]\{2-\cos\delta_l-\cos\delta_p\}$$

a z tego po wykonaniu odpowiednich działań dojdziemy do:

$$\cos\gamma\{\sin\delta_l+\sin\delta_l\cos\delta_l\cos\delta_p-\sin^2\delta_l\sin\delta_p-\sin\delta_p\cos\delta_l\cos\delta_p+\sin\delta_l\sin^2\delta_p-\sin\delta_p\}$$
$$=\sin\gamma\{\cos^2\delta_l+\sin^2\delta_l+\cos^2\delta_p+\sin^2\delta_p+2\cos\delta_l\cos\delta_p-2\sin\delta_l\sin\delta_p-\cos\delta_l-\cos^2\delta_l\cos\delta_p+\cos\delta_l\sin\delta_l\sin\delta_p-\cos\delta_p-\cos\delta_l\cos^2\delta_p+\cos\delta_p\sin\delta_l\sin\delta_p\}.$$

Dodawszy i odjąwszy od lewéj strony tesame wyrazy, możemy to zrównanie tak napisać:

$$\cos\gamma\{\sin\delta_l\cos\delta_l+\sin\delta_l\cos\delta_p+\cos\delta_l\sin\delta_p+\cos\delta_p\sin\delta_p-\sin\delta_l\cos\delta_l-\sin\delta_l\cos\delta_p-\cos\delta_l\sin\delta_p-\cos\delta_p\sin\delta_p+\sin\delta_l+\sin\delta_l\cos\delta_l\cos\delta_p-\sin^2\delta_l\sin\delta_p-\sin\delta_p\cos\delta_l\cos\delta_p+\sin\delta_l\sin^2\delta_p-\sin\delta_p\}.$$
$$=\sin\gamma\{\cos^2\delta_l+\cos^2\delta_p+2\cos\delta_l\cos\delta_p-\operatorname{coc}\delta_l-\cos^2\delta_l\cos\delta_p+\cos\delta_l\sin\delta_l\sin\delta_p-\cos\delta_p-\cos\delta_l\cos^2\delta_p+\cos\delta_p\sin\delta_l\sin\delta_p\}+\sin\gamma\{\sin^2\delta_l+\sin^2\delta_p-2\sin\delta_l\sin\delta_p\},$$

skąd po łatwych przeróbkach dostaniemy

$$[\sin\gamma(\cos\delta_l+\cos\delta_p)+\cos\gamma(\sin\delta_l-\sin\delta_p)]\{[\cos\delta_l+\cos\delta_p]-[1+\cos(\delta_l+\delta_p)]\} = \{\sin\delta_l-\sin\delta_p\}[\cos\gamma(\cos\delta_l+\cos\delta_p)-\sin\gamma(\sin\delta_l-\sin\delta_p)].$$

Wprowadzając teraz za pomocą znanych wzorów trygonometrycznych funkcye połówek kątów, otrzymamy:

$$\left[2\cos\frac{\delta_l+\delta_p}{2}.\cos\frac{\delta_l-\delta_p}{2}.\sin\gamma+2\cos\frac{\delta_l+\delta_p}{2}\sin\frac{\delta_l-\delta_p}{2}\cos\gamma\right]$$
$$\left\{2\cos\frac{\delta_l+\delta_p}{2}.\cos\frac{\delta_l-\delta_p}{2}-2\cos^2\frac{\delta_l+\delta_p}{2}\right\}=2\cos\frac{\delta_l+\delta_p}{2}.\sin\frac{\delta_l-\delta_p}{2}$$

$$\left[2\cos\frac{\delta_l+\delta_p}{2}\cos\frac{\delta_l-\delta_p}{2}.\cos\gamma-2\cos\frac{\delta_l+\delta_p}{2}\sin\frac{\delta_l-\delta_p}{2}\sin\gamma\right],$$

$$4\cos^2\frac{\delta_l+\delta_p}{2}\left[\sin\gamma.\cos\frac{\delta_l-\delta_p}{2}+\cos\gamma\sin\frac{\delta_l-\delta_p}{2}\right]\left\{\cos\frac{\delta_l-\delta_p}{2}-\right.$$

$$\left.\cos\frac{\delta_l+\delta_p}{2}\right\}=4\cos^2\frac{\delta_l+\delta_p}{2}\left[\cos\gamma.\cos\frac{\delta_l-\delta_p}{2}-\sin\gamma\sin\frac{\delta_l-\delta_p}{2}\right]$$

$$\sin\frac{\delta_l-\delta_p}{2}$$

a stąd

$$\sin\left(\gamma+\frac{\delta_l-\delta_p}{2}\right).\left\{\cos\frac{\delta_l-\delta_p}{2}-\cos\frac{\delta_l+\delta_p}{2}\right\}=$$

$$=\sin\frac{\delta_l-\delta_p}{2}.\cos\left(\gamma+\frac{\delta_l-\delta_p}{2}\right)$$

czyli

$$\frac{\sin\left(\gamma+\frac{\delta_l-\delta_p}{2}\right)}{\cos\left(\gamma+\frac{\delta_l-\delta_p}{2}\right)}=\frac{\sin\frac{\delta_l-\delta_p}{2}}{\cos\frac{\delta_l-\delta_p}{2}-\cos\frac{\delta_l+\delta_p}{2}}$$

albo ostatecznie

$$q)\ldots\quad \operatorname{tang}\left(\gamma+\frac{\delta_l-\delta_p}{2}\right)=\frac{\sin\frac{\delta_l-\delta_p}{2}}{2\sin\frac{\delta_l}{2}\cdot\sin\frac{\delta_p}{2}}$$

z zastrzeżeniem, że dewiacya po lewéj stronie promienia nieugiętego jest większa niż po prawéj.

Jeżeli zaś dewiacya przy prostopadłém wyjściu promienia niezłamanego, t. j. $\mathfrak{D}$, jest raz oznaczona, to do oznaczenia kąta γ wystarczy jedna wartość na δ, z poprzedniego bowiem mamy:

$$\sin(\gamma+\delta_l)-\sin\gamma=\sin\mathfrak{D}$$
$$\sin\gamma\cos\delta_l+\cos\gamma\sin\delta_l-\sin\gamma=\sin\mathfrak{D}$$
$$\sin\gamma(\cos\delta_l-1)+\cos\gamma\sin\delta_l=\sin\mathfrak{D}$$

zastąpiwszy zaś funkcye kąta δ_l przez funkcye połówki tego kąta otrzymamy

$$2\cos\gamma.\sin\frac{\delta_l}{2}.\cos\frac{\delta_l}{2}-2\sin\gamma.\sin^2\frac{\delta_l}{2}=\sin\mathfrak{D}$$

$$2\sin\frac{\delta_l}{2}(\cos\gamma\cdot\cos\frac{\delta_l}{2}-\sin\gamma.\sin\frac{\delta_l}{2})=\sin\mathfrak{D}$$

$$2\sin\frac{\delta_l}{2}.\text{sos}\ (\gamma+\frac{\delta_l}{2})=\sin\mathfrak{D},$$

a stąd

$$\cos(\gamma+\frac{\delta_l}{2})=\frac{\sin\mathfrak{D}}{2\sin\frac{\delta_l}{2}}.$$

Z drugiego zaś zrównania pod 0') mamy

$$\sin\gamma-\sin\gamma\cos\delta_p+\cos\gamma\sin\delta_p=\sin\mathfrak{D}$$

$$\sin\gamma(1-\cos\delta_p)+\cos\gamma.\sin\delta_p=\sin\mathfrak{D}$$

$$2\sin\gamma.\sin^2\frac{\delta_p}{2}+2\cos\gamma.\sin\frac{\delta_p}{2}.\cos\frac{\delta_p}{2}=\sin\mathfrak{D}$$

$$2\sin\frac{\delta_p}{2}(\sin\gamma.\sin\frac{\delta_p}{2}+\cos\gamma.\cos\frac{\delta_p}{2})=\sin\mathfrak{D}$$

$$2\sin\frac{\delta_p}{2}.\cos(\gamma-\frac{\delta_p}{2}=\sin\mathfrak{D},$$

a stąd

$$\cos(\gamma-\frac{\delta_p}{2})=\frac{\sin\mathfrak{D}}{2\sin\frac{\delta_p}{2}},\quad \text{dla}\ \gamma>\frac{\delta_p}{2}$$

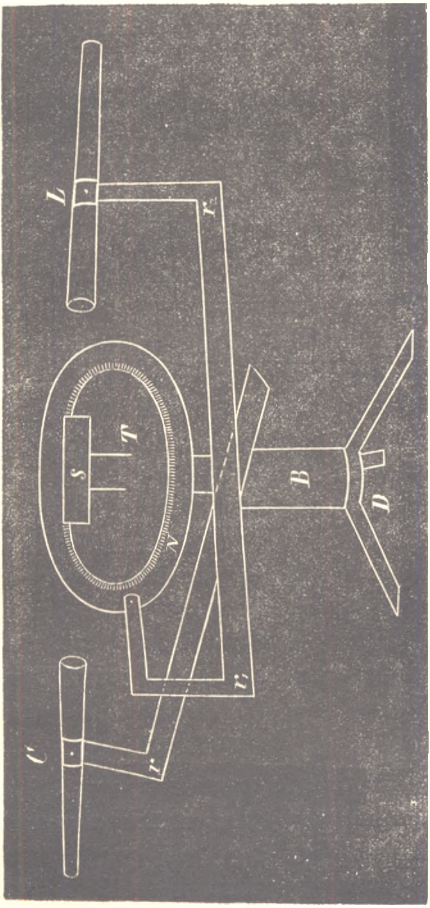
zas

$$\cos(\frac{\delta_p}{2}-\gamma)=\frac{\sin\mathfrak{D}}{2\sin\frac{\delta_p}{2}}\quad \text{dla}\ \gamma<\frac{\delta_p}{2}.$$

Z tych dwóch ostatnich wzorów widzimy, że chcąc użyć do obliczenia kąta γ wartości δ_p, to musimy się wprzód przekonać, czy γ jest większe, czy mniejsze niż $\frac{\delta_p}{2}$. Przekonać się o tém możemy w ten sposób: jeśli $\gamma<\frac{\delta_p}{2}$, to obracając siatkę, promień ugięty zbliżać się będzie do promienia nieugietego, jeśli zas $\gamma>\frac{\delta_p}{2}$, to promień ugięty będzie się oddalał od promienia nieugiętego; w pierwszym zatem razie nie osięgnął minimum, w drugim zaś razie już przeszedł.

Mając te wzory, przypatrzmy się jeszcze wprzód, nim przystąpimy do właściwego obliczania, jakimito instrumentami posługiwać się i w jaki sposób postępywać należy.

Najodpowiedniejszym w tym celu jest spektrometr Meyersteina, opisany dokładnie według dawniejszej konstrukcyi w rocznikach Poggendrf. t. XCVIII., zmieniony nieco w Wüllnerze t. II. — Otóż na trójnogu D (fig. 14) osadzony jest na jednym walcu drugi wydrążony, ściśle do pierwszego przylegający walec B, który utrzymuje trzy ramiona r, r_1, r_2. Na ramieniu r osadzony jest kollimator C; drugie ramię r_1 dzierzy noniusz N, który naokoło tarczy T, umieszczonej na osi walca B, obracać się może; ramię r_2 utrzymuje lunetę L.



(Fig. 14)

Heliostat znajdujący się przed kollimatorem wysyła do niego światło, które jako wiąska równoległych promieni przeszedłszy przez kollimator, pada na siatkę lub pryzmat s. Powstałe wskutek tego widmo uginania się promieni obserwujemy za pomocą lunety L. Jeżeli jeszcze ta opatrzona jest szkłami Meyersteina, to łatwo jest siatkę uginającą ustawić prostopadle do osi lunety, lub do promienia padającego z kollimatora; aparat bowiem jest tak urządzony, iż lunetę i siatkę równocześnie obracać można, a zatem wszelkie możliwe położenie siatce względem promienia wpadającego nadać. Aby siatkę łatwiej na stoliku ustawić, potrzeba najpierw temu za pomocą libelli nadać poziome położenie. Siatkę potem ustawia się tak, aby jéj szpary były równoległe do szpary w kollimatorze, uskutecznia się to w ten sposób, iż nadajemy jej rozmaite położenie za pośrednictwem śrubek. Aby jednak poznać, czy położenie jest rzeczywiście dobre, przytwierdza się wpoprzek szpary kollimatora nitkę, która wywoła na widmie ciemną linijkę; luneta obserwacyjna ma téż krzyżek z rozpiętych nitek. Otóż, jeśli położenie siatki jest dobre, to obracając lunetę, środkowy punkt krzyżyka musi się ślizgać po owéj linijce ciemnéj na widmie.

Widmo to okazuje się po większéj części słabo oświetlone i niewyraźne, osobliwie część jego czerwona i fiołkowa. Otóż żeby temu zapobiec, ustawia się przed szparę kollimatora soczewkę zbierającą tak, aby jéj ognisko przypadało właśnie na płaszczyznę szpary w kollimatorze, przez co na szparę poda w jedno miejsce światło silniejsze. Przez takie urządzenie widmo wprawdzie okaże się węższe, ale bez porównania wyraźniejsze. Części zaś widma, jak pomarańczowa, żółta zielona i początek niebieskiéj, które i bez tego urządzenia są wyraźne, zyskują przez nie to, iż można szparę zwęzić, a témsamém wyraźniejsze linijki Fraunhoferowskie na nich otrzymać. Przy obserwacyi części czerwonéj i fiołkowéj widma, jest téż rzeczą dobrą ustawić przed szparą kollimatora szkło czerwone a względnie fiołkowe, te bowiem, jakkolwiek nie same jednorodne promienie przepuszczają, to jednak wstrzymują wielką część promieni innych.

Mając to wszystko na względzie, ustawiamy siatkę pod jakimkolwiek kątem i obserwujemy dewiacyą téj saméj linijki po obu stronach promienia nieugiętego. Za pomocą tych na podstawie zrównania pod *q)* obliczamy kąt γ. Mając kąt γ, potrzeba nam tylko do wzorów *m)* i *n)* szerokości szpary $\sigma + c$, rozumiejąc pod tém odległość środków dwóch po sobie następujących szpar. Tę Ångström miał przy swoje siatce podaną przez mechanika Noberta, Ditscheiner zaś musiał ją sam oznaczyć. Postępywał on przy tém w ten sposób: najpierw oznaczył odległość pierwszéj i ostatniéj szpary na siatce, posługując się przy tém nader dokładnym komparatorem Stampfera, na którym można było tysiączną część millimetra dokładnie oznaczyć. Z dziesięciu pomiarów wziął średnią arytmetyczną i otrzymał 13·8765^{mm}. Następnie obliczył ilość wszystkich szpar na téj długości się znajdujących, przesuwając pod mikroskopem siatkę za pomocą śrubki mikrometrycznéj. I na tém właśnie największa prawie trudność polega, gdyż szpary te a raczéj rysy są tak gęsto obok siebie na siatce umieszczone, iż niepodobném jest prawie przy liczeniu jakiéjś nie pominąć. Na przestrzeni 13·8765^{mm} było 3001 szpar. Podzieliwszy zatem 13·8765^{mm} przez 3000 tylko, otrzymamy to, cośmy szerokością szpary nazwali, czyli

$$\sigma + c = 0{\cdot}0046255^{mm}.$$

Mając teraz wszystko, przystąpić możemy do rzeczywistego obliczania. Szukajmy n. p. długości faleczki λ dla linijki Fraunhofferowskiéj D_a.

Ustawiamy siatkę pod jakimkolwiekbądź kątem i obserwujemy w trzeciém n. p. widmie po prawéj i lewéj stronie promienia nieugiętego dewiacyą téj linijki, i niech

$$\left.\begin{aligned}\delta_l &= 23^0\ 1'\ 2''\\ \delta_p &= 22^0\ 8'\ 42''\end{aligned}\right\}\text{, stąd}\quad \begin{aligned}\frac{\delta_l}{2} &= 11^0\ 30'\ 31''\\ \frac{\delta_p}{2} &= 11^0\ 4'\ 21''\end{aligned}$$

$$\delta_l - \delta_p = 0^0\ 52'\ 20''$$

$$\frac{\delta_l - \delta_p}{2} = 0^0\ 26'\ 10'',$$

a teraz według wzoru *q)* mamy

$$\operatorname{tang}(\gamma + 26' + 10'') = \frac{\sin 26'10''}{2 \sin 11^0 4'21'' . \sin 11^0 30'31''}$$

$$\log\operatorname{tang}(\gamma + 26' + 10'') = \log\sin 26'10'' - \left\{\begin{array}{l}\log 2\\ +\log\sin 11^0 4'21''\\ +\log\sin 11^0 30'31''\end{array}\right\}$$

$$\log\sin 26'10''=7{\cdot}8814703-10\,,\quad \log 2=0.3010300$$

$$\begin{aligned}\log\sin\,11^\circ\;4'\;21''&=9{\cdot}2834164-10\\ \log\sin\,10^\circ 30'\;31''&=9{\cdot}2999759-10\\ \hline &\;10{\cdot}8844223-20\\ &=\;0{\cdot}8844223-10,\end{aligned}$$

zatem

$$\begin{array}{r}\log\operatorname{tang}(\gamma+26'10'')=7{\cdot}8814703-10\\ 0{\cdot}8844223-\;\;2\\ -\qquad\qquad+\\ \hline 6{\cdot}9970480-\;\;8\\ \text{czyli}\;\;8{\cdot}9970480-10\end{array}$$

otóż

$$\log\operatorname{tang}(\gamma+26'10'')=8{\cdot}9970480-10,$$

stąd

$$\gamma+26'10''=5^\circ 40'20'',$$

zatem

$$\gamma=5^\circ 14'10''.$$

Teraz według wzoru *n)* mamy

$$\lambda=2\frac{\sigma+c}{\nu}\cos\left(\gamma-\frac{\delta_p}{2}\right)\sin\frac{\delta_p}{2},\ \text{tutaj}\,\nu=3,\ \text{zaś}\,\gamma-\frac{\delta_p}{2}=\begin{array}{r}-11^\circ\;4'21''\\ 5^\circ 14'10''\\ \hline -\,5^\circ 50'11''\end{array}$$

zatem

$$\lambda=2\cdot\frac{4625{\cdot}5}{3}.\cos 5^\circ 50'11''.\sin 11^\circ 4'21'',$$ gdzie $\sigma+c$ wyrażone jest w milion. częściach mm.

stąd

$$\begin{array}{lll}\log\lambda=\log 2 & = & 0{\cdot}3010300\\ \quad+\log 4625.5 & = & 3{\cdot}6651587\\ \quad+\log\cos\;5^\circ 50'11'' & = & 9{\cdot}9977429-10\\ \quad+\log\sin\;11^\circ 4'21'' & = & 9{\cdot}2834164-10\\ \hline & & 3{\cdot}2473480\\ \quad-\log 3= & - & 0{\cdot}4771213\\ \log\lambda=2{\cdot}7702267, & & \end{array}$$

zatem

$$\lambda=589{\cdot}15\ \text{milionowych części millimetra,}$$

czyli

$$\lambda = 0{\cdot}00058915^{mm}$$

Podobnie możemy obliczyć długość faleczki dla linijki leżęcej między dwiema głównemi liniami Fraunhoferowskiemi, co właśnie Ditscheiner, wprowadzając tę metodę, miał na celu, gdyż z poprzednich badaczy, pracujących w tym kierunku, żaden tych linijek nie uwzględniał. I tak n. p. dla linijki leżącej między linią *F* i *G*, oznaczoną według sposobu Kirchhoffa liczbą 2670, znalazł on $\gamma = 14^\circ 56' 24''$, $\delta_p = 11^\circ 6' 33''$ w drugiém widmie na prawo, stąd

$$\begin{array}{rr} \gamma - \frac{\delta_p}{2} = & 14^\circ 56' 24'' \\ & 5^\circ 33' 16'' \\ \hline & 9^\circ 23' \ 8'' \end{array}$$

zatem

$$\lambda = 2\frac{\sigma + c}{2} \cos 9^\circ 23' 8'' . \sin 5^\circ 33' 16''$$

$$\lambda = 0{\cdot}004625{\cdot}5 . \cos 9^\circ 23' 8'' . \sin 5^\circ 33{,}16''$$

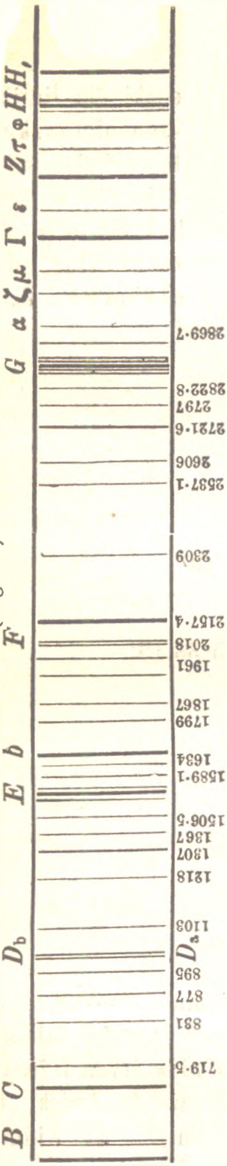
$$\begin{array}{rl} \log \lambda = & 3.6651587 \\ & +9{\cdot}9941470 - 10 \\ & +8{\cdot}9858375 - 10 \\ \hline \log \lambda = & 2{\cdot}6451432 \\ \lambda = & 441{\cdot}71 \end{array}$$

czyli

$$\lambda = 0{\cdot}00044171^{mm.}$$

Tak obliczając dla każdéj linijki ciemnéj zosobna otrzymamy następujące zestawienie, zawierające długości faleczek dla linijek interferencyjnych głównych i niektórych leżących między głównemi, (fig. 15) sięgających aż do linijki *H'*. Pierwsza kolumna wskazuje miejsce linijki na widmie, oznaczone według Kirchhoffa, druga długości faleczek odpowiednich linijek wyrażone w milionowych częściach millimetra:

(Fig. 15).



Dla	linijki	B	będzie λ =	687·41
„	„	C	„	656·23
„	„	719·5	„	649·67
„	„	831·	„	623·24
„	„	877	„	613·88
„	„	895	„	610·46
„	„	D_b	„	589·74
„	„	D_a	„	589·15
„	„	1103	„	575·44
„	„	1218	„	560·44
„	„	1307	„	550·37
„	„	1367	„	543·10
„	„	1506·5	„	528·39
„	„	E	„	527·12
„	„	1589·1	„	521·69
„	„	1634	„	518·43
„	„	b	„	517·40
„	„	1799	„	506·61
„	„	1867	„	501·97
„	„	1961	„	495·87
„	„	2018	„	491.12
„	„	F	„	486·22
„	„	2157·4	„	479·27
„	„	2309	„	466·80
„	„	2537·1	„	450·29
„	„	2606	„	445·74
„	„	2721·6	„	438·50
„	„	2797	„	434·08
„	„	2822·8	„	432·56
„	„	G	„	431·12
„	„	2869·7	„	430·13
„	„	α	„	428·96
„	„	ζ	„	421·80
„	„	μ	„	415·70
„	„	Γ	„	413·37
Dla	linijki	ε	będzie λ =	410·22
„	„	Z	„	404·52
„	„	τ	„	403·38

dla linijki φ będzie $\lambda = 400{\cdot}63$
„ „ H „ $396{\cdot}89$
„ „ H′ „ $393{\cdot}53$.

III.

Sposób obliczenia długości faleczek promieni pozafiołkowych na podstawie uginania się tychże.

Przez heliostat umieszczony w okiennicy *M M* (fig. 16) ciemnego pokoju pada na szparę *s*, o jeden metr odległą, promień poziomy. Za szparą *s* w odległości = *A* umieszczona jest w otworze deski *D D* soczewka achromatyczna *S*. Przed tą soczewką umieścić można siatkę *a b* rozmaitego rodzaju. Za soczewką znajduje się przeźroczysta zasłona *mm*, prostopadła do promienia *s r*, której odległość od soczewki *S* niech się równa *B*. Przed umieszczeniem siatki *a b* tworzy się na zasłonie *m m* obraz szpary *s* w punkcie *r*; umieściwszy zaś siatkę o wąziutkich i licznych otworach, otrzymamy na zasłonie *mm* widmo uginania się światła. Puszczając promienie nie przez szparę ale przez okrągły otwór, umieściwszy poprzednio przed soczewką dwie

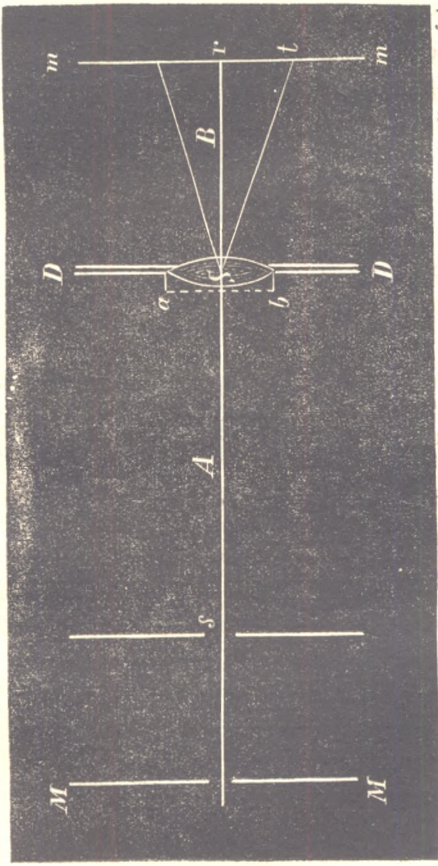


Fig. 16.

krzyżujące się siatki, muszlin, papier z trójkątnymi otworkami lub siatką Herschla, otrzymamy na zasłonie bardzo piękne zjawisko, które Schwerd w swem dziele „über Beugungserscheinungen" opisał i matematycznie wyprowadził.

Widmo jednak takie rozciąga się tylko do promieni fiołkowych. Umieściwszy zaś na zasłonie *m m* papier napuszczony cieczą, wywołującą fluorescencyą, zobaczymy widmo sięgające po za kolor fiołkowy. Jak wiadomo z nauki o uginaniu się promieni, widm takich tworzy się kilka po obu stronach promienia nieugiętego *s r*, linie Fraunhofferowskie jednak występują wyraźnie tylko w pierwszém i drugiém widmie od środka począwszy.

Naznaczywszy teraz przez *e* odległość środków dwóch sąsiednich szpar, a przez ψ kąt nachylenia odpowiedniego promienia ugiętego do nieugiętego, mamy na długość faleczki tegoż promienia wzór

$$\lambda = \mathrm{e} \sin \psi .$$

Formułka ta znana nam jest z obliczeń Ditscheinera; wyprowadził ją też Schwerd w wspomnianém dziele. Lecz możemy ją i w inny sposób wyprowadzić. Idąc tylko za Beerem, uważajmy wiązkę równoległych promieni *p a b q* (fig. 17) padającą na szparę *a b*. W takim razie ruch jakiéjkolwiek cząstki eteru, znajdującéj się w otworze *a b*, przedstawi się równaniem

$$\mathrm{Y} = \mathrm{p} \sin \frac{2\pi}{\lambda} (\upsilon \mathrm{t} - \chi) ,$$

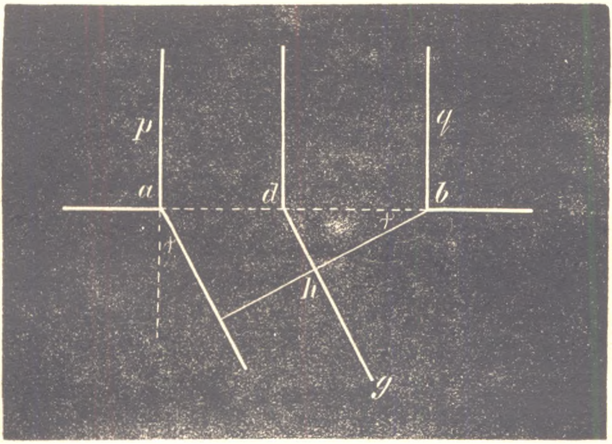
gdzie *p* oznacza amplitudę, υ chyżość, *t* czas począwszy od chwili, w któréj cząstki eteru przy punkcie świecącym drgać zaczęły, χ odległość punktu świecącego od szpary. Skutkiem szpary promienie się ugną i pójdą w kierunku *d g*, który z pierwotnym kierunkiem *a p* tworzy kąt ψ. — Chcąc teraz znaleść równanie ruchu dla cząstki *h*, prowadzimy z punktu *b* prostopadłą do *d g*, a ponieważ cząstka *h* później zaczyna drgać niż cząstka *d*, i to o drogę *dh*, przeto ruch jej będzie:

$$\mathrm{y} = \mathrm{p} \sin \frac{2\pi}{\lambda} (\upsilon \mathrm{t} - \chi - \mathrm{dh}) ,$$

czyli dla $dh = db \sin \psi$ mamy

$$y = p \sin \frac{2\pi}{\lambda} (vt - \chi - db \sin \psi).$$

Fig. 17.



Przypuściwszy, że w szparze ab, która jest prostokątem, cząstki eteru w równéj od siebie są odległości, i że takich cząstek na kierunku szerokości szpary jest $n+1$, na kierunku zaś długości jest $m+1$, i że szerokość $ab = a$, wtedy odległość pierwszéj cząstki eteru od b jest $\frac{1}{2} \frac{a}{n+1}$, odległość drugiej cząstki $\frac{3}{2} \frac{a}{n+1}$, odległość trzeciéj cząstki $\frac{5}{2} \frac{a}{n+1} \ldots$, jest zatem d z^{ta} cząstką, to

$$db = \frac{2z-1}{2} \cdot \frac{a}{n+1};$$

wstawiwszy tę wartość w powyższe zrównanie, otrzymamy dla cząstki h takie zrównanie ruchu

$$y = p \sin \frac{2\pi}{\lambda} (vt - \chi - \frac{2z-1}{2} \cdot \frac{a}{n+1} \cdot \sin \psi).$$

Dla każdéj zaś cząstki zosobna na linii ba począwszy od pierwszéj mamy równania:

$$y_1 = p \sin \frac{2\pi}{\lambda} (vt - \chi - \frac{1}{2} \cdot \frac{a}{n+1} \sin \psi)$$

$$y_2 = p \sin \frac{2\pi}{\lambda}\left(vt - \chi - \frac{3}{2} \cdot \frac{a}{n+1} \sin\psi\right)$$
$$\vdots$$
$$y_{n+1} = p \sin \frac{2\pi}{\lambda}\left(vt - \chi - \frac{2n+1}{2} \cdot \frac{a}{n+1} \sin\psi\right).$$

Jeżeli teraz te drgania pochodzące od wszystkich cząstek linii *a b* połączą się razem w jakiémś oddaleniu n. p. $hg = \delta$, to ruch cząstki g będzie wypadkowym ruchem i da się przedstawić sumą ze zrównań:

$$\alpha)\ldots \quad \begin{aligned} y_1 &= p \sin \frac{2\pi}{\lambda}\left(vt - \chi - \delta - \frac{1}{2}\frac{a}{n+1}\sin\psi\right) \\ y_2 &= p \sin \frac{2\pi}{\lambda}\left(vt - \chi - \delta - \frac{3}{2}\frac{a}{n+1}\sin\psi\right) \\ &\vdots \\ y_{n+1} &= p \sin \frac{2\pi}{\lambda}\left(vt - \chi - \delta - \frac{2n+1}{2}\frac{a}{n+1}\sin\psi\right). \end{aligned}$$

Lecz każdy taki ruch da się rozłożyć na dwa składowe o równych amplitudach, ale których różnica faz wynosi $\frac{\lambda}{4}$ n. p.

$$\beta)\ldots \quad \left\{ \begin{aligned} \mathfrak{y} &= a \sin \frac{2\pi}{\lambda} vt \\ \mathfrak{y} &= \frac{2a}{(\sqrt{2})^2} \sin \frac{2\pi}{\lambda} vt = \frac{2a}{\sqrt{2}} \sin \frac{2\pi}{\lambda} vt . \cos\frac{\pi}{4} \\ \mathfrak{y} &= \frac{a}{\sqrt{2}} \left\{ \begin{aligned} \sin\frac{2\pi}{\lambda} vt . \cos\frac{\pi}{4} + \cos\frac{2\pi}{\lambda} vt . \cos\frac{\pi}{4} \\ \sin\frac{2\pi}{\lambda} vt . \cos\frac{\pi}{4} - \cos\frac{2\pi}{\lambda} vt . \cos\frac{\pi}{4} \end{aligned} \right\} \\ \mathfrak{y} &= \frac{a}{\sqrt{2}} \left\{ \sin\left(\frac{2\pi}{\lambda} vt + \frac{\pi}{4}\right) + \sin\left(\frac{2\pi}{\lambda} vt - \frac{\pi}{4}\right) \right\} \\ \mathfrak{y} &= \underbrace{\frac{a}{\sqrt{2}} \sin\frac{2\pi}{\lambda}\left(vt + \frac{\lambda}{8}\right)}_{\omega} + \underbrace{\frac{a}{\sqrt{2}} \sin\frac{2\pi}{\lambda}\left(vt - \frac{\lambda}{8}\right)}_{s} \end{aligned} \right.$$

czyli

$$\mathfrak{y} = \omega + s.$$

Rozłożywszy w podobny sposób jedno z poprzednich zrównań n. p. y_m, otrzymamy

$$y_m = \omega_m + s_m,$$

gdzie

$$\omega_m = \frac{p}{\sqrt{2}} \sin \frac{2\pi}{\lambda} \left(vt - \chi - \delta - \frac{2m-1}{2} \cdot \frac{a}{n+1} \sin \psi + \frac{\lambda}{8}\right)$$

$$s_m = \frac{p}{\sqrt{2}} \sin \frac{2\pi}{\lambda} \left(vt - \chi - \delta - \frac{2m-1}{2} \cdot \frac{a}{n+1} \sin \psi - \frac{\lambda}{8}\right).$$

Naznaczywszy teraz dla krótkości

$$\frac{2\pi}{\lambda}\left(vt - \chi - \delta + \frac{\lambda}{8}\right) = V_1$$

$$\frac{2\pi}{\lambda}\left(vt - \chi - \delta - \frac{\lambda}{8}\right) = V_2$$

$$\frac{2\pi}{\lambda} \frac{1}{2} \frac{a}{n+1} \sin \psi = i$$

$$\frac{2\pi}{\lambda} \cdot \frac{a}{n+1} \sin \psi = u,$$

zamienią się zrównania pod α) na następujące:

$$y_1 = \frac{p}{\sqrt{2}} \sin (V_1 - i) + \frac{p}{\sqrt{2}} \sin (V_2 - i)$$

$$y_2 = \frac{p}{\sqrt{2}} \sin (V_1 - i - u) + \frac{p}{\sqrt{2}} \sin (V_2 - i - u)$$

$$y_3 = \frac{p}{\sqrt{2}} \sin (V_1 - i - 2u) + \frac{p}{\sqrt{2}} \sin (V_2 - i - 2u)$$

$$\vdots$$

$$y_{n+1} = \frac{p}{\sqrt{2}} \sin (V_1 - i - nu) + \frac{p}{\sqrt{2}} \sin (V_2 - i - nu),$$

czyli

$$y_1 = \frac{p}{\sqrt{2}} [\sin V_1 \cos i - \cos V_1 \sin i + \sin V_2 \cos i - \cos V_2 \sin i]$$

$$y_2 = \frac{p}{\sqrt{2}} [\sin V_1 \cos(i+u) - \cos V_1 \sin(i+u) + \sin V_2 \cos(i+u) - \cos V_2 \sin(i+u)]$$

$$\vdots$$

$$y_{n+1} = \frac{p}{\sqrt{2}} [\sin V_1 \cos(i+nu) - \cos V_1 \sin(i+nu) + \sin V_2 \cos(i+nu) - \cos V_2 \sin(i+nu)]$$

Ruch zatem wypadkowy przedstawi się równaniem:

$$\sum (y_{n+1}) = \frac{p}{\sqrt{2}} [\sin V_1 \{\cos i + \cos (i+u) + \cos (i+2u) + \ldots + \cos(i+nu)\} - \cos V_1 \{\sin i + \sin(i+u) + \sin(i+2u) + \ldots + \sin(i+nu)\} +$$

$$+\sin V_2\{\cos i+\cos(i+u)+\cos(i+2u)+\ldots+\cos(i+nu)\}-$$
$$-\cos V_2\{\sin i+\sin(i+u)+\sin(i+2u)+\ldots+\sin(i+nu)\}];$$

a ponieważ według C. II. k' i k''

$$\cos i+\cos(i+u)+\cos(i+2u)+\ldots+\cos(i+nu)=$$
$$\frac{\sin(i+{}^1/_2[2n+1]u)-\sin(i-\frac{u}{2})}{2\sin\frac{u}{2}}=\frac{\sin\frac{n+1}{2}u\,.\cos\,(i+\frac{nu}{2})}{\sin\frac{u}{2}},$$

zaś

$$\sin i+\sin(i+u)+\sin(i+2u)+\ldots+\sin(i+nu)=$$
$$\frac{\cos(i-\frac{u}{2})-\cos\,(i+{}^1/_2[2n+1]u)}{2\sin\frac{u}{2}}=\frac{\sin\frac{n+1}{2}u.\sin(i+\frac{nu}{2})}{\sin\frac{u}{2}},$$

przeto

$$\sum(y_{n+1})=\frac{p}{\sqrt{2}}\Big[\sin V_1\frac{\sin\frac{n+1}{2}u.\cos(i+\frac{nu}{2})}{\sin\frac{u}{2}}-$$
$$-\cos V_1\frac{\sin\frac{n+1}{2}u.\sin(i+\frac{nu}{2})}{\sin\frac{u}{2}}+\sin V_2\frac{\sin\frac{n+1}{2}u.\cos(i+\frac{nu}{2})}{\sin\frac{u}{2}}-$$
$$-\cos V_2\frac{\sin\frac{n+1}{2}u.\sin(i+\frac{nu}{2})}{\sin\frac{u}{2}}\Big],$$

czyli

$$\sum(y_{n+1})=\frac{p}{\sqrt{2}}\frac{\sin\frac{n+1}{2}u}{\sin\frac{u}{2}}\Big[\sin V_1\cos(i+\frac{nu}{2})-\cos V_1\sin(i+\frac{nu}{2})$$
$$+\sin V_2\cos\,(i+\frac{nu}{2})-\cos V_2\sin(i+\frac{nu}{2})\Big]'$$

a stąd:

$$\gamma)\ldots\ \sum(y_{n+1}) = \frac{\sin\frac{n+1}{2}u}{\sin\frac{u}{2}}\left[\frac{p}{\sqrt{2}}\sin\left(V_1 - i - \frac{nu}{2}\right) + \right.$$

$$\left. + \frac{p}{\sqrt{2}}\sin\left(V_2 - i - \frac{nu}{2}\right)\right].$$

Wprowadziwszy tu napowrót wartości za V_1, V_2, i, u, otrzymamy

$$\sum(y_{n+1} = \frac{\sin(\frac{\pi}{\lambda}\, a \sin\psi}{\sin(\frac{\pi}{\lambda}\cdot\frac{a}{n+1} a\sin\psi}\left[\frac{p}{\sqrt{2}}\sin(\frac{2\pi}{\lambda}\{\upsilon t - \chi - \delta + \frac{\lambda}{8}\} - \right.$$

$$- \frac{2\pi}{\lambda}\,\frac{1}{2}\,\frac{a}{n+1}\sin\psi - \frac{\pi}{\lambda}\,\frac{an}{n+1}\sin\psi) + \frac{p}{\sqrt{2}}\sin(\frac{2\pi}{\lambda}\{\upsilon t - \chi - \delta - \frac{\lambda}{8}\}$$

$$\left. - \frac{2\pi}{\lambda}\,\frac{1}{2}\,\frac{a}{n+1}\sin\psi - \frac{\pi}{\lambda}\,\frac{a}{n+1}\sin\psi)\right].$$

Nawias graniasty da się tak uprościć:

$$\frac{p}{\sqrt{2}}\left[\sin\frac{2\pi}{\lambda}\left(\upsilon t - \chi - \delta - \frac{1}{2}\,\frac{a}{n+1}\sin\psi[1+n] + \frac{\lambda}{8}\right)\right.$$

$$\left. + \sin\frac{2\pi}{\lambda}\left(\upsilon t - \chi - \delta - \frac{1}{2}\,\frac{a}{n+1}\sin\psi[1+n] - \frac{\lambda}{8}\right)\right] =$$

$$= \frac{p}{\sqrt{2}}\left[\sin\frac{2\pi}{\lambda}\left(\upsilon t - \chi - \delta - \frac{a}{2}\sin\psi + \frac{\lambda}{8}\right) + \sin\frac{2\pi}{\lambda}\left(\upsilon t - \chi - \right.\right.$$

$$\left.\left. - \delta - \frac{a}{2}\sin\psi - \frac{\lambda}{8}\right)\right],$$

zatem

$$\sum(y_{n+1}) = \frac{p}{\sqrt{2}}\cdot\frac{\sin\left(\frac{\pi}{\lambda} a\sin\psi\right)}{\sin\left(\frac{\pi}{\lambda}\cdot\frac{a}{n+1}\sin\psi\right)}\left[\sin\frac{2\pi}{\lambda}\left(\upsilon t - \chi - \delta - \frac{a}{2}\sin\psi + \frac{\lambda}{8}\right)\right.$$

$$\left. + \sin\frac{2\pi}{\lambda}\left(\upsilon t - \chi - \delta - \frac{a}{2}\sin\psi - \frac{\lambda}{8}\right)\right],$$

te dwie zaś części w nawiasie dadzą się według wzoru β) złożyć w jedno, i otrzymamy

$$\sum(y_{n+1}) = p \cdot \frac{\sin\left(\frac{\pi}{\lambda} a \sin\psi\right)}{\sin\left(\frac{\pi}{\lambda} \cdot \frac{a}{n+1} \sin\psi\right)} \cdot \sin\frac{2\pi}{\lambda}\left(vt - \chi - \delta - \frac{a}{2}\sin\psi\right).$$

Ponieważ jednak mianownik jest bardzo mały, przeto możemy zamiast sinus położyć sam łuk, zatem

$$\sum(y_{n+1}) = (n+1)\, p \frac{\sin\left(\frac{\pi}{\lambda} a \sin\psi\right)}{\frac{\pi}{\lambda} a \sin\psi} \cdot \sin\frac{2\pi}{\lambda}\left(vt - \chi - \delta - \frac{a}{2}\sin\psi\right).$$

To jest wychylenie wywołane w punkcie g przez jeden szereg cząstek eteru w otworze prostokątnym, a ponieważ rządków takich jest $m+1$, przeto ruch wypadkowy będzie

$$\sum(y_{n+1,\, m+1}) = (m+1)(n+1)\, p \frac{\sin\left(\frac{\pi}{\lambda} a \sin\psi\right)}{\frac{\pi}{\lambda} a \sin\psi} \cdot$$

$$\sin\frac{2\pi}{\lambda}\left(vt - \chi - \delta - \frac{a}{2}\sin\psi\right).$$

Amplitudą tego ruchu wypadkowego jest

$$(m+1)(n+1)\, p \frac{\sin\left(\frac{\pi}{\lambda} a \sin\psi\right)}{\frac{\pi}{\lambda} a \sin\psi}$$

Jeżeli teraz przyjmiemy, że natężenie światła na obrazie utworzonym przez promień padający prostopadle z otworu na zasłonę równa się jednostce, to natężenie na obrazie utworzonym przez promień padający pod kątem ψ na zasłonę będzie

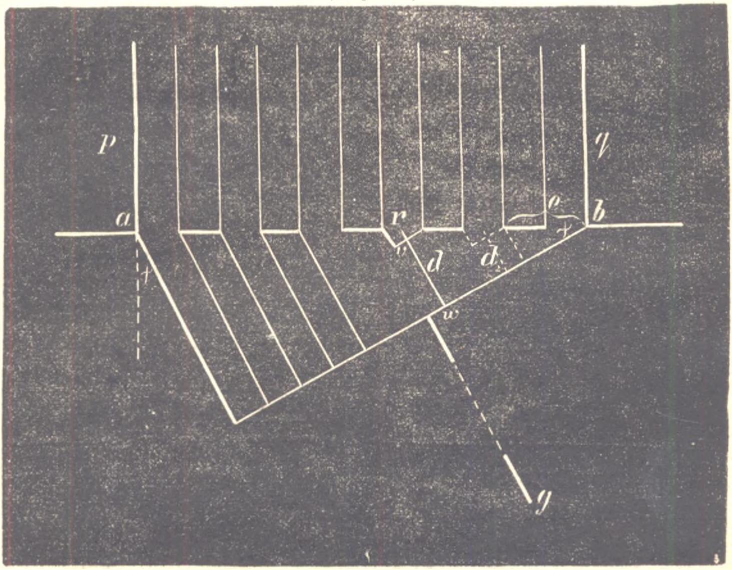
$$\delta) \ldots \quad A^2 = \left[\frac{\sin\left(\frac{\pi}{\lambda} a \sin\psi\right)}{\frac{\pi}{\lambda} a \sin\psi}\right]^2,$$

ruch zaś w takim razie będzie wyrażony równaniem

$$\varepsilon) \ldots \quad u = A \sin\frac{2\pi}{\lambda}\left(vt - \chi - \delta - \frac{a}{2}\sin\psi\right).$$

Jeżeli teraz wiązka promieni pada na siatkę o $z+1$ otworach (fig. 18), wtedy wszystkie promienie ugięte równolegle do kierunku *a c* pod kątem ψ skupią się za pomocą soczewki w jednym punkcie *g*. Ruch wypadkowy w tym punkcie będzie sumą z ruchów pojedyńczych otworów, utworzonych podług wzoru ε). W tym wzorze dla pojedyńczych otworów zachodzić będzie zmiana tylko pod względem δ.

(Fig. 18)



Otóż naznaczając jak poprzednio przez *a* szerokość szpary przez ψ kąt między promieniem ugiętym a wpadającym, prowadzimy z punktu *b* prostopadłą *b c* do promienia ugiętego *a c*; wtedy odległość punktu *r*, t. j. środka jakiegoś otworu od linii *b c* będzie:

$$rw = rv + vw$$

$$= \frac{a}{2} . \sin \psi + d.$$

Lecz *d* dla pierwszego otworu jest

$$d_1 = 0;$$

dla cząstki eteru leżącéj w środku drugiego otworu jest odpowiednia wartość na $v\,w$

$$d_2 = e \sin \psi;$$

dla trzeciego otworu jest

$$d_3 = 2\,e \sin \psi;$$

dla cząstki leżącej w środku (z+1)go otworu jest

$$d_{z+1} = z\,e \sin \psi.$$

Ponieważ punkt *g* od linii *bc* jest dość oddalony, przeto odległość każdego punktu linii *bc* od punktu *g* uważać można za równą; naznaczywszy ją zatem przez *s* mamy na δ dla 1, 2, 3,... otworu takie wartości:

$$d_1 + s,\quad d_2 + s,\quad d_3 + s,\ \ldots\ldots\ d_{z+1} + s,$$

czyli

$$s,\quad e\sin\psi + s,\quad 2e\sin\psi + s\ \ldots\ldots\ z e.\sin\psi + s.$$

Wprowadziwszy te wartości za δ w zrównanie ε) otrzymamy równania ruchów dla pojedyńczych otwyrów

$$\zeta)\ldots\ldots\quad \left\{\begin{aligned} u_1 &= A \sin \frac{2\pi}{\lambda}\left(\upsilon t - \chi - s - \frac{a}{2}\sin\psi\right)\\ u_2 &= A \sin \frac{2\pi}{\lambda}\left(\upsilon t - \chi - s - \frac{a}{2}\sin\psi - e\sin\psi\right)\\ u_3 &= A \sin \frac{2\pi}{\lambda}\left(\upsilon t - \chi - s - \frac{a}{2}\sin\psi - 2e\sin\psi\right)\\ &\vdots\\ u_{z+1} &= A \sin \frac{2\pi}{\lambda}\left(\upsilon t - \chi - s - \frac{a}{2}\sin\psi - ze\sin\psi\right). \end{aligned}\right.$$

Te pojedyńcze ruchy możemy znowu rozłożyć według wzoru β) na dwa i otrzymamy n. p.

$$u_{z+1} = \left\{\begin{aligned} r_{z+1} &= \frac{A}{\sqrt{2}} \sin \frac{2\pi}{\lambda}\left(\upsilon t - \chi - s - \frac{a}{2}\sin\psi - ze\sin\psi + \frac{\lambda}{8}\right)\\ t_{z+1} &= \frac{A}{\sqrt{2}} \sin \frac{2\pi}{\lambda}\left(\upsilon t - \chi - s - \frac{a}{2}\sin\psi - ze\sin\psi - \frac{\lambda}{8}\right) \end{aligned}\right\};$$

podobnie rozkładamy każde zrównanie pod ζ). Ruch wypadkowy będzie przedstawiony sumą tych zrównań, a sumowanie odbywa się podobnie jak poprzednio przy wyprowadzeniu sumy pod γ), trzeba tylko wszędzie kłaść

$p = A$	$V_1 = \frac{2\pi}{\lambda}\left(\upsilon t - \chi - s + \frac{\lambda}{8}\right)$
$i = \frac{2\pi}{\lambda}\,\frac{a}{2}\sin\psi$	$V_2 = \frac{2\pi}{\lambda}\left(\upsilon t - \chi - s - \frac{\lambda}{8}\right)$
$n = \frac{2\pi}{\lambda} e \sin\psi$	$n = z,$

a otrzymamy ze wzoru γ) zrównanie:

$$\sum(u_{z+1}) = \frac{\sin\left(\frac{z+1}{2}\cdot\frac{2\pi}{\lambda}e\sin\psi\right)}{\sin\left(\frac{\pi}{\lambda}e\sin\psi\right)}\cdot\Bigg[\frac{A}{\sqrt{2}}\sin\left(\frac{2\pi}{\lambda}\{vt-\chi-s+\frac{\lambda}{8}\}-\right.$$

$$\left.-\frac{2\pi}{\lambda}\,\frac{a}{2}\sin\psi-\frac{z\pi}{\lambda}e\sin\psi\right)+\frac{A}{\sqrt{2}}\sin\left(\frac{2\pi}{\lambda}\{vt-\chi-s-\frac{\lambda}{8}\}-\right.$$

$$\left.-\frac{2\pi}{\lambda}\,\frac{a}{2}\sin\psi-\frac{z\pi}{\lambda}e\sin\psi\right)\Bigg],$$

czyli

$$\sum(u_{z+1}) = \frac{\sin\left(\frac{z+1}{2}\cdot\frac{2\pi}{\lambda}e\sin\psi\right)}{\sin\left(\frac{\pi}{\lambda}e\sin\psi\right)}\cdot\Bigg[\frac{A}{\sqrt{2}}\sin\frac{2\pi}{\lambda}\left(vt-\chi-s-\frac{a}{2}\sin\psi-\right.$$

$$\left.\frac{ze}{2}\sin\psi+\frac{\lambda}{8}\right)+\frac{A}{\sqrt{2}}\sin\frac{2\pi}{\lambda}\left(vt-\chi-s-\frac{a}{2}\sin\psi-\frac{ze}{2}\sin\psi-\frac{\lambda}{8}\right)\Bigg];$$

obie części w nawiasie dadzą się złożyć w jedno i otrzymamy

$$\sum(u_{z+1}) = A\frac{\sin\left(\frac{z+1}{2}\cdot\frac{2\pi}{\lambda}e\sin\psi\right)}{\sin\left(\frac{\pi e}{\lambda}\sin\psi\right)}\cdot\sin\frac{2\pi}{\lambda}\left(vt-\chi-s-\frac{a+ze}{2}\sin\psi\right),$$

albo

$$\sum(u_{z+1}) = A(z+1)\frac{\sin\left\{(z+1)\frac{\pi e}{\lambda}\sin\psi\right\}}{(z+1)\sin\left(\frac{\pi e}{\lambda}\sin\psi\right)}\cdot\sin\frac{2\pi}{\lambda}\left(vt-\chi-s-\frac{a+ze}{2}\sin\psi\right),$$

i to jest ruch wypadkowy w jakimś punkcie pochodzący od $z+1$ otworów. Wstawiwszy w to zrównanie wartość za *A*, otrzymamy na natężenie światła zrównanie

$$J^2 = (z+1)^2\left\{\frac{\sin\left(\frac{\pi a}{\lambda}\sin\psi\right)}{\frac{\pi a}{\lambda}\sin\psi}\right\}^2\cdot\left\{\frac{\sin\left[(z+1)\frac{\pi e}{\lambda}\sin\psi\right]}{(z+1)\sin\left(\frac{\pi e}{\lambda}\sin\psi\right)}\right\}^2\cdot$$

Natężenie, jak widzimy, zawisło od dwóch czynników. Maximum drugiego czynnika będzie wtedy, gdy będzie $=1$, w takim razie jednak musi

$$\sin\left[(z+1)\frac{\pi e}{\lambda}\sin\psi\right]=(z+1)\sin\left(\frac{\pi e}{\lambda}\sin\psi\right),$$

t. j. sinus łuku musi się równać samemu łukowi, a to nastąpi wtedy, gdy

$$\frac{\pi e}{\lambda}\sin\psi=0,\ \pi,\ 2\pi,\ 3\pi,\ \ldots,$$

wtedy bowiem przybiera drugi czynnik formę $\frac{0}{0}$. Prawdziwą zaś wartość tego czynnika znajdzie się szukając pochodnych licznika i mianownika. Niech zatem

$$\varphi(\psi)=\sin\left[(z+1)\frac{\pi e}{\lambda}\sin\psi\right]$$

$$\chi(\psi)=(z+1)\sin\left(\frac{\pi e}{\lambda}\sin\psi\right),$$

stąd

$$\varphi'(\psi)=\cos\left[(z+1)\frac{\pi e}{\lambda}\sin\psi\right].\cos\psi.(z+1)\frac{\pi e}{\lambda}$$

$$\chi'(\psi)=(z+1)\cos\left(\frac{\pi e}{\lambda}\sin\psi\right).\frac{\pi e}{\lambda}.\cos\psi,$$

a stąd

$$\frac{\varphi'(\psi)}{\chi'(\psi)}=\frac{\cos\left[(z+1)\frac{\pi e}{\lambda}\sin\psi\right]}{\cos\left(\frac{\pi e}{\lambda}\sin\psi\right)},$$

zaś dla $\psi=0$ będzie

$$\frac{\varphi'(\psi)}{\chi'(\psi)}=1.$$

Lecz dla $\psi=0$ i pierwszy czynnik staje się podobnie $=\frac{0}{0}=1$.

Otóż dla widma środkowego jest

$$J^2=(z+1)^2,$$

przy czém za jednostkę natężenia uważać należy, według poprzedniego założenia, natężenie widma środkowego spowodowane jednym otworem.

Następne maximum, dla którego

$$\frac{\pi e}{\lambda} \sin \psi = \pi,$$

mamy

$$J^2 = (z+1)^2 \left[\frac{\sin\left(\frac{\pi a}{\lambda} \sin\psi\right)}{\frac{\pi a}{\lambda} \sin\psi} \right]^2,$$

a ponieważ

$$e = \frac{\lambda}{\sin\psi}; \quad \frac{1}{e} = \frac{\sin\psi}{\lambda}$$

przeto

$$J^2 = (z+1)^2 \left\{ \frac{\sin\frac{\pi a}{e}}{\frac{\pi a}{e}} \right\}^2,$$

a to, jak widzimy, zależy od stosunku, jaki zachodzi między a i e. Według Eisenlohra stosunek ten wynosił mniéj więcéj $^1/_3$; robił on bowiem doświadczenia z siatką, u któréj szerokość szpary, $a = 0{\cdot}0116$, odległość zaś środków dwóch sąsiednich szpar, $e = 0{\cdot}0375$, a w takim razie

$$J^2 = (z+1)^2 \left(\frac{\sin\frac{\pi}{3}}{\frac{\pi}{3}} \right)^2.$$

Nie szukając już natężenia dla dalszych widm, mamy już w dotychczasowém przeprowadzeniu wzór służący do naszego celu; mianowicie tam, gdzie powstaje pierwsze widmo, mamy dla maximum

$$\frac{\pi e}{\lambda} \sin\psi = \pi$$

a stąd

$$\lambda = e \sin\psi.$$

Ponieważ jednak kąt ψ, jak to widzieliśmy przy wyprowadzeniach Ditscheinera, nie łatwą jest rzeczą mierzyć, przeto możemy go zastąpić innemi wartościami.

Odległość zasłony mm (fig. 16) od soczewki S nazwaliśmy przez B, naznaczywszy teraz odległość punktu t, na który promień o długości faleczki λ pada, od punktu środkowego *r* przez *d*, mamy z trójkąta prostokątnego *S r t*

$$d = B \operatorname{tang} \psi$$

$$\operatorname{tang} \psi = \frac{d}{B},$$

a ponieważ kąt ψ można uważać za tak mały, iż

$$\operatorname{tang} \psi = \sin \psi,$$

jakto przy obliczeniach Eisenlohra rzeczywiście miało miejsce, przeto poprzedni wzór przemienia się na

$$\lambda = e \frac{d}{B}.$$

Jestto bardzo łatwy i dogodny sposób mierzenia długości faleczek każdéj barwy, wartość zaś *d* można na widmie bezpośrednio cyrklem wymierzyć. Dla pewności mierzy się *d* na widmach po obu stronach promienia nieugiętego się znajdujących i z tych bierze się dopiero średnią artymetyczną.

Przykład. Według Eisenlohra dla linii *F* było

$d = 93^{mm}$, $B = 7220^{mm}$, $e = 0{\cdot}03749^{mm}$, zatem

$$\lambda_F = 0{\cdot}03749 . \frac{93}{7220} = 0{\cdot}03749 . 0{\cdot}01288$$

$$\lambda_F = 0{\cdot}000483^{mm}.$$

Porównawszy tę wartość z pomiarami innych badaczy, zobaczymy jak wielka zachodzi zgodność.

Wywołując widmo na papierze napuszczonym chininą, kurkumą, lub wogóle na substancyi wywołującéj fluoryscencyą, zobaczymy, że widmo rozciąga się po za kolor fiołkowy, mniéj więcéj do linii *N*.

Eisenlohr mierzył długość faleczki najskrajniejszych promieni w takiém widmie; najpierw za pomocą stosunku, stawiając λ_F jako znane, a eliminując ilość *B*, i tak:

$$\left.\begin{array}{l} \lambda_p = e \dfrac{d_p}{B} \\ \lambda_F = e \dfrac{d_F}{B} \end{array}\right\}$$

λ_p długość faleczki promienia pozafiołkowego.

$$\frac{\lambda_p}{\lambda_F} = \frac{d_p}{d_F}, \text{ a stąd}$$

$$\lambda_p = \lambda_F . \frac{d_p}{d.}$$

otóż on tutaj przy rozmaitéj wielkości na *B* mierzył d_p i d_F i z tych obliczał λ_p. Za λ_F przyjął wartość Fraunhoferowską 0·000485^{mm}, mało różniącą się od powyższéj jego wartości, i doszedł do takich rezultatów:

przy d_p =	70·0^{mm}	i d_F =	93^m	znalazł λ_p =	0·0003570^{mm}
„	50·5	„	70	„	3505
„	55·5	„	76	„	3507
„	63·5	„	87	„	3544
„	62·5	„	86·2	„	3522
„	61·5	„	85	„	3513

biorąc wartość średnią mamy

$$\lambda_p = 0{\cdot}0003527^{mm}.$$

Następnie obliczał on λ_p mierząc rozmaite wartości na *B* i nadając rozmaitą szerokość szparze *s* (fig. 16), i znalazł, że

przy d_p =	55·5^{mm}	i B =	5920^{mm}	okazało się λ_p =	0·0003514^{mm}
„	50·5	„	5250	„	3606
„	47·5	„	5080	„	3505
„	70·0	„	7220	„	3631
„	50·5	„	5290	„	3578
„	55·5	„	5960	„	3491
„	50·0	„	5270	„	3556
„	61·5	„	6660	„	3462
„	49·0	„	5270	„	3485
„	50·75	„	5270	„	3535
„	50·25	„	5275	„	3574
„	49·5	„	5275	„	3518
„	50·0	„	5275	„	3575
„	49·75	„	5275	„	3532,

średnia zaś wartość z tego jest

$$\lambda_p = 0{\cdot}0003540^{mm}.$$

W ten sam sposób obliczył on téż długość faleczki najskrajniejszych promieni czerwonych, które bezpośrednio dla oka naszego są wprawdzie niewidzialne, ale zawsze wywołują zjawisko jeśli nie światła to ciepła, i znalazł

$$\lambda_e = 0{\cdot}0007064^{mm}.$$

Robił potem te same doświadczenia z papierem napuszczonym odwarem kurkumy, kasztana, wywoływał téż widmo na wanience napełnionéj chininą, na linijce i kostce ze szkła uranowego i wszędzie otrzymał zgodne rezultaty. Tylko na linijce ze szkła uranowego nie rozciągało się widmo tak daleko jak na innych, sięgało tylko do promieni o długości faleczki

$$\lambda = 0{\cdot}0003856^{mm}.$$

Pomiary jego ustępują o tyle liczbom Esselbacha, wyprowadzonym w ustępie pod *B* I., iż nie mogą być tak dokładne, gdyż mierzenie cyrklem odległości *d* pociąga za sobą zawsze błąd, jakkolwiek mały, wpływający jednak wiele na rezultat, powtóre, że nie sięgają tak daleko w świetle pozafiołkowém jak Esselbacha; mają jednak tę dobrą stronę, iż łatwo i prędko wykonać się dają.

Zestawiwszy teraz rezultaty przeprowadzonych tu pomiarów, otrzymamy następujący szemat, który nam pokaże, o ile liczby uzyskane jedną metodą różnią się od liczb wyprowadzonych na podstawie innych metod; następnie zgodność tych liczb przekona nas o ich rzetelności, i będzie dowodem, do jakiego stopnia doszła umiejętność na tém polu, że tak subtelne zjawiska w naturze jest w stanie odkryć, zbadać i za pomocą formułek matematycznych do realnéj sprowadzić wartości.

Długości faleczek odniesione do pojedyńczych barw.

Miejsce na widmie	Fresnel		Nobert
	za pomocą zwierciadeł	na podstawie pierścieni Newtonowskich	
Najskrajniejsze czerwone	.	.	0·000741^{mm}
skrajne czerwone	.	0·000644^{mm}	.
czerwone	0·000638^{mm}	620	719
czerwono-pomarańczowe	.	596	.
pomarańczowe	.	583	616
pomarańczowo-żółte	.	571	566
żółte	.	551	.
żółto-zielone	.	532	.
zielone	.	512	513
zielono-błękitne	.	492	489
błękitne	.	475	463
błękitno-niebieskie	.	459	.
niebieskie	.	449	436
niebiesko-fiołkowe	.	439	.
fiołkowe	.	423	410
skrajne fiołkowe	.	406	386

Długości faleczek odniesione do linij Fraunhofferowskich.

Linijka	Esselbach	Stefan	Ditscheiner	Eisenlohr
A	.	.	.	0·0007064^{mm}
B	0·0006874^{mm}	0·0006873^{mm}	0·0006874^{mm}	.
C	.	6578	6562	.
D_b	5886	5893	5897	.
D_a			5891	
E	5260	5271	5271	.
F	4845	4869	4862	4830
G	4287	4291	4311	.
H	.	3959	3968	.
H′	.	.	3935	.
L	3791	.	.	0·0003540
M	3657	.	.	
N	3498	.	.	
O	3360	.	.	
P	3290	.	.	
Q	3232	.	.	
R	3091	.	.	

Rzuciwszy zaś okiem na przebieg każdéj metody zosobna i porównawszy je między sobą, zobaczymy, że obliczenie długości faleczek polega wogóle przy wszystkich metodach na oznaczeniu różnicy faz dwóch lub więcéj przecinających się promieni po odbyciu różnych dróg lub po przejściu przez rozmaite środowiska. Przy zjawiskach interferencyi dochodzi do téj różnicy faz każda metoda inną, sobie właściwą drogą; podczas gdy przy zjawiskach uginania się promieni, każda metoda oznacza tę różnicę faz w jeden i ten sam sposób: szuka natężenia światła na tém miejscu, gdzie owe promienie się przecinają, i z warunku dopiero, pod jakim owe natężenie przybiera wartość maximalną, wyprowadza wzór na długość faleczki. Dlatego właściwie jest tylko jedna metoda obliczania faleczek, polegająca na zjawisku uginania się promieni, a tylko przeprowadzenie jej różni się u rozmaitych badaczy.

Metoda ta, jak to już wyżej wspomnieliśmy, daje niezaprzeczenie do wykonania łatwiejszy, w rezultatach zaś pewniejszy sposób obliczania długości faleczek, aniżeli metoda polegająca na zjawisku interferencyi. Obliczając bowiem owe długości za pomocą źwierciadeł Fresnela lub na podstawie pierścieni Newtonowskich przychodzimy do wzorów, zawierających w sobie ilości, które mierzyć potrzeba, i to mierzyć cyrklem, a pomiar taki przy największéj nawet staranności całkiem dokładnie wykonać, jest rzeczą prawie niemożliwą, najmniejsza zaś niedokładność pociąga za sobą w ostatecznym rezultacie błąd dość znaczny. Przy téj niedogodności przychodzi jeszcze i druga, ustawienie źwierciadeł pod bardzo małym kątem nachylenia. Są to wszystko rzeczy, które w praktyce są nader trudne do wykonania, gdzie chodzi o wielką dokładność.

Metody polegające na uginaniu się promieni prowadzą téż do wzorów zawierających w sobie ilości, które mierzyć potrzeba, ale to są kąty, są to nachylenia promieni ugiętych, a te możemy z nader wielką dokładnością mierzyć, mamy bowiem przyrządy: jak spoktrometr Meyersteina opisany na stronie 65, które nam pozwalają najmniejsze nawet nachylenie łatwo i dokładnie oznaczyć.

Z tego wszystkiego jednak nie wynika, aby przy obliczaniu długości faleczek pominąć zupełnie zjawiska interferencyi, a trzymać się tylko uginania się promieni. Jakiż bowiem mamy łatwiejszy i dokładniejszy sposób obliczenia faleczek promieni pozafiołkowych, jak nie metoda Esselbacha przeprowadzona na podstawie prążków Talbota, zjawisk interferencyjnych? Wprawdzie Eisenlohr obliczał je na podstawie uginania się światła, jednakże mierzenie na widmie cyrklem odległości promienia ugiętego od nieugiętego, a potem zbyt małe rozciąganie się widma poza kolor fiołkowy nie pozwalały mu osięgnąć takich rezultatów, jakie otrzymał Esselbach. Powtóre metoda Stefana, polegająca téż na zjawiskach interferencyi, mianowicie na prążkach Talbota, dla swéj dokładności w osiągniętych rezultatach stoi zupełnie na równi z którąkolwiek metoda, wyprowadzoną na podstawie zjawisk uginania się światła. Nie przychodzą tam wcale ilości, któreby sprawiały trudność przy obliczaniu; znajomość wykładników załamania, kąt obrotu płytki, który jest zarazem kątem wpadania i ilość prążków między dwiema liniami Fraunhofferowskiemi wystarczają nam do obliczenia długości faleczek. I rzeczywiście metodę tę można uważać za jednę z najlepszych.

Władysław Wasilkowski

Grono profesorskie

przy końcu roku szkolnego 1883.

1. **Kurowski Mateusz,** dyrektor, członek Rady szkol. okręg., Towarz. pedagog. i Bursy w Brzeżanach;. uczył fizyki w IV. i VII. kl., 6 godzin tygodniowo.

Profesorowie.

2. ks. **Neuburg Erazm,** uczył religii obrz. łać. I.—VIII. 16 godź. tyg.
3. ks. **Soniewicki Michał,** zawiadowca biblioteki dla biednych uczniów, uczył rel. obrz. gr. kat. I.—VIII., 16 godzin tygod.
4. **Dutkiewicz Piotr,** zawiadowca gabinetu historyi naturalnej, uczył nat. I., II. ab, III., V., VI.; mat. w II. ab. kl. 18 godź. tygod.
5. **Spitzer Roman,** uczył geogr. w I., hist. w II. a, III., V., VI., VII. klasie, 20 godzin tygodniowo.
6. **Flach Ignacy,** gosp. VII. klasy, uczył greki w III., niem. w V., VI. i VII. klasie, 17 godzin tygodniowo.
7. **Dr. Maciszewski Maurycy,** zawiadowca biblioteki nauczycielskiej, uczył hist. w II. b, IV. ab i w VIII. klasie; propedeutyki w VII. i VIII. klasie, 19 godzin tygodniowo.
8. **Steiner Alojzy,** uczył greki w IV. a, pol. V.—VIII. 16 godź. tyg.
9. **Brandt Jan,** gosp. VIII. kl., uczył łać. w I., VIII., greki w VIII. klasie, 18 godzin tygodniowo.
10. **Chorąży Ferdynand,** gosp. II. a. klasie, uczył łać. w II. ab. 16 godzin tygodniowo.

Nauczyciele.

11. **Garlicki Tomasz,** gosp. VI. kl., uczył łać. w VI.; greki w VI. VII.; jęz. pol. w III. klasie, 18 godzin tygodniowo.
12. **Nasalski Julian,** gosp. III. kl., uczył łać. w III. i VII.; polskiego w IV. ab. klasie, 17 godzin tygodniowo.
13. **Jelowicki Artur,** gosp. V. kl., uczył greki i łać. w V.; rus. w III. i V. klasie, 17 godzin tygodniowo.
14. **Jeziorski Franciszek,** zawiadowca gabinetu fizyki, uczył mat. w III., IV. b, VI., VII. i VIII.; fiz. w IV. b. i w VIII. klasie, 20 godzin tygodniowo.

Zastępcy nauczycieli.

15. **Wasilkowski Władysław,** (exam.), gosp. I. kl., uczył pol. w I. i II. ab., mat. w I., IV. a. i V. klasie, 19 godzin tygodniowo.
16. **Nowak Jan,** (exam.), gosp. VI. a. kl., uczył niem. w III., IV. ab. i w VIII. klasie, 16 godzin tygodniowo.
17. **Paszczyński Adam,** (exam.), gosp. IV. b. kl., uczył łać. w IV. ab., greki w IV. b. klasie, 16 godzin tygodniowo.
18. **Wołczuk Jan**, uczył rus. w I., II., IV., VI., VII. i VIII. kl., 18 godzin tygodniowo.
19. **Warchoł Dominik**, gosp. II. b. kl., uczył niem. w I. II. ab. klasie, 16 godzin tygodniowo.

Nadobowiązkowych przedmiotów uczyli:

20. **Kostecki Stanisław** rysunków, 5 godzin tygodniowo, w trzech oddziałach za roczną remuneracyą 180 złr. w. a.
21. **Matejczyk Józef** śpiewu, 4 godziny tygodniowo, w trzech oddziałach za roczną remuneracyą 120 złr.

    Spitzer Roman hist. kraj. w III., VI. i w VII. kl., 3 godź. tyg.
    Dr. Maciszewski Maurycy hist. kraj. w IV. kl., 1 godzinę tygod. Roczna remuneracya za ten przedmiot 180 złr. w. a.
    Flach Ignacy kaligrafii w I. i II. kl., 2 godziny tygodniowo, za roczną remuneracyą 84 złr. w. a.
22. **Salater Hersch** uczył religii mojżeszowej od I. do VIII. klasy, 3 godziny tygodniowo. — Za naukę tego przedmiotu płacili sami uczniowie rocznie po 10 złr., biedniejsi po 5 złr.

    Wasilkowski Władysław uczył gimnastyki w trzech oddziałach, 6 godzin tygodniowo za roczną remuneracyą 200 złr. w. a.

Zmiany w gronie profesorskiém.

1. Pan *Franciszek Jeziorski*, zast. naucz. w gimnazym św. Anny, został rozp. Wys. c. kr. Ministeryum Oświaty z dnia 18. lipca 1882. l. 9677. mianowany rzeczywistym nauczycielem tutejszego gimn.
2. Zast. naucz. pan *Medard Kawecki*, został wskutek powyższéj nominacyi przeniesiony do gimnazyum w Tarnopolu.
3. Rozp. Wys. Rady Szk. z dnia 10. września 1882 l. 9074. otrzymał profesor, p. *Jan Brandt* stabilizacyą, zaś rozp. Wys. c. kr. Min. Ośw. z dnia 28. marca 1883. l. 5924. został przeniesiony do c. kr. gimnazyum w Kołomyi.
4. Profesor dr. *Maurycy Maciszewski* został rozp. Wys. c. kr. Min. Ośw. z dnia 9. lutego 1883. l. 2239. mianowany profesorem c. kr. gimnazyum IV. we Lwowie.
5. Dnia 1. sierpnia 1883. przeniósł się do wieczności zast. naucz. *Wołczuk Jan.* — Był to nauczyciel gorliwy i prawego charakteru. Cześć Jego pamięci.

Plan lekcyjny
na rok szkolny 1883.

I. Klasa.

Religia: I. kurs: O wierze, nadziei i miłości.
II. kurs: o św. Sakramentach i o chrześciańskiej sprawiedliwości; podług rz. kat. katechizmu dr. A. Szustera przeł. A. Zieliński. Uczniowie gr. kat. obrządku uczyli się podług katechizmu J. Guszalewicza wyd. 2; 2 godziny tygodniowo.

Łacina: Nauka o formach regularnych imienia i słowa, najważniejsze przyimki i spójniki: constr. acc. c. inf.; wszystko to ćwiczono tłumaczeniem przykłd. z łać. na polski język i odwrotnie; memorowanie słówek i paradygmatów. Od listopada co 8 dni zadanie szkolne lub extemp.: w 2. kursie czasem zad. domowe. Książki *a*) Gramatyka Samolewicza wyd. 2; *b*) Zadania do tłumaczenia ułożone przez Samolewicza cz. I. wyd. I. — 8 godzin tygodniowo.

Język polski: Gramat. 1 godź. Nauka o zdaniu pojedyńczém, najważniejsze zasady głosowni w połączeniu z ortografią, od form imienia do liczebników, czytanie 1 $^1/_2$ godziny, wedle przepisanych Wypisów T. I. wyd. 4.; ćwiczenia w opowiadaniu i deklamacyi, ort. ćwicz. $^1/_2$ godziny. Zadanie co 14 dni, dom. lub szk. Książka: gramatyka dr. A. Małeckiego wyd. 1. — 3 godź. tyg.

Język ruski: *a*) Gramatyka dr. Osadcy, *b*) Просвѣти, zresztą tak, jak język polski — 3 godź. tygod.

Język niemiecki: Czasowniki mocne i słabe w praes. i impf., deklinacye, głównie dekl. mocna rzeczowników, tudzież rodzaj rzeczowników, przymiotniki. Szyk słów w zdaniach głównych i podrzędnych; 7 odmian czasowników mocnych; odm. czasów zwanych przeszło teraźniejszymi, tudzież czasowniki bringen, denken, dünken, thun i t. d. Co 8 dni zad. dom. lub szkolne. Książki: Gramatyka Schobera wyd. 3. i Wypisy Rebena. wyd. 3. do str. 60. Ostatni w tygodniu należycie w szkole opracowany polski ustęp przekładali uczniowie w niedzielę piśmiennie na język niemiecki — 6 godzin tygodniowo.

Geografia: Ogólne pojęcia i wiadomości wstępne z kosmografii i geografii matematycznej; geogr. topiczna i fizyczna wszystkich części ziemi; najważniejsze wiadomości z geografii politycznej, przegląd polityczny Europy. 3 god. tyg. Książka: Benoni-Tatomir.

Matematyka: Artymetyka w I. kursie 3 godź., a w II kur. 1 godź: Cztery działania rachunkowe w oznaczonych i nieoznaczonych liczbach, oraz dziesiętne ułamki i pospolite; w II. kursie 2 godź. Geometrya: linie, kąty, konstrukcya trójkątów z umysłowieniem tychże własności — 3 godziny tygod. — Książki: *a*) Artymetyka Mocnika, tłum. Bączalski, *b*) Geom. Mocnik-Sternal Oddz. I.

Historya naturalna: Zoologia: Zwierzęta ssące, owady, raki, pająki, robaki, mięczaki i gwiazdy morskie — wedle książki Nowickiego — 2 godź. tygod.

II. Klasa.

Religia: Dla uczniów obrz. łać. historya biblijna star. przymierza podług książki ks. T. Dąbrowskiego, dla uczniów obrz. gr. kat. podług Tyca cz. I. B. J. — 2 godź. tyg.

Łacina: Powtórzenie i uzupełnienie nauki o formach regularnych i nieregularnych tak imienia, jak i słowa. Ze składni tyle, ile do lektury w kl. jest niezbędne; ćwiczenie w constr. acc. c. inf., abl. abs., nieco z nauki używania przypadków, tłumaczenie tudzież memorowanie paragdymatów i słówek jak w kl. I. W 2. kursie właściwa preparacya. Zadania co 8 dni jedno domowe lub szkolne na przemianę. Książki: Gramatyka i ćwiczenia Samolewicza — 8 godź. tygod.

Język polski: Gramatyka 1 godź. Nauka o zdaniu złożonem w połączeniu z nauką o interpunktacyi; nauka o głosowni i formach z I. klasy powtarza się gruntownie. Nieco z konjugacyi. Czytanie 1 $^1/_2$ godziny; ortografia $^1/_2$ godź. Książki: Gramat. jak w kl. I. Wypisy T. II. wyd. 3. — 3 godź. tygod.

Język ruski: Jak język polski.

Język niemiecki: Powtórzenie przedmiotu wziętego z I. kl. z większą dokładnością i szczegółami; czasy złożone i tryby, forma bierna, używanie „haben und sein“ do tworzenia czasów przeszłych, używanie słówek „zu“ w wyrazie bezokolicznym, czasowniki zwrotne i zaimkowe, liczebniki i zaimki. — Zadania i tłumaczenie jednego polskiego ustępu jak w I. kl. Książki: Gram. i Wypisy jak w I. kl. — 5 godzin tygod.

Historya i geografia: Starożytna historya aż do roku 476. po Chr. w połączeniu z geografią starożytną. — 2 godź. tyg. Geografia: I. kurs Azya i Afryka, oro- i hydrografia Europy, II. kurs: Szczegółowa geografia połud. zachod. Europy. — 2 godź. tyg. Książki: Welter-Sawczyński wyd. 4. Klun. Atlasy: Kiepert, Pütz.

Matematyka: 2 godź. Arytm. w I. kursie — 1 godź. w II. kursie. Stosunki, proporcye i zastosowania tychże, miary i wagi. Geom. w 1. kursie 1 godź., w 2. kursie 2 godź.; nauka o przystawaniu trójkątów z zastosowaniem tychże; czworo- i wieloboki; oznaczenie powierzchni, zmiana i podział figur geom. Książki: Arytmetyka Mocnika w tłum. Bączalskiego: Geometrya Mocnika w tłum. Sternala cz. II. — 3 godź. tygod.

Historya naturalna: I. kurs Zoologia, ptaki, płazy i ryby, 2. kurs Botanika. Książki: *a*) Zoologia jak w I. kl. *b*) Botanika Hückla. 2 godź. tygod.

III. Klasa.

Religia: Historya bibl. nowego przymierza według ks. T. Dąbrowskiego dla ucz. obrz. łać. — według Tyca B. J. cz. II. dla uczniów obrz. gr. kat. — 2 godź. tygod.

Łacina: Gramat. 3 godź. Składnia zgody i rządu; nauka o przypadkach, konstrukcya partyc. gerundium, supinum. — Czytanie 3 godź. Cornelius Nepos: Miliades, Themistocles, Aristides, Lysander, Hannibal, Pelopidas. Phokion, Cato. 50 rozdź. Preparacya. Co 8 dni, w II. półr. co 10 dni zadanie i to przeważnie szkolne, czasem extemporale. Książki: Gramat. jak w kl. II. Zadania Jerzykowskiego oddź. I. Nepos wyd. Jerzykowskiego. 6 godź. tygod.

Greka: Nauka o formach regularnych, o akcentach, zasady głosowni wćwiczone, jak przy języku łacińskim; memorowanie słówek i paradygmatów. W drugim kursie co miesiąc dwa zadania przeważnie szkolne. Książki: *a*) Gramatyka Curtius-Samolewicz; *b*) Przykłady Szenkla-Samolewicza wyd. 3. — 5 godź. tygod.

Język polski: Gram. 1 godź. Dokładna nauka o formach słowa, cała składnia z wykluczeniem składni szyku. Czytanie 2 godź. Zadanie co 14 dni domowe lub szkolne. Książki: *a*) Gram. jak wyżej, *b*) Wypisy T. III. wyd. 3. — 3 godź. tyg.

Język ruski: Gramat. jak wyżej. Czytanka Partyckiego — 3 godź. tyg.

Język niemiecki: 2 godź. powtórzenie i uzupełnienie przedmiotu branego w kl. II.; słowa złożone, rozdzielne i nierozdzielne, przysłówki, przyimki i spójniki. — 2 godź. czytanie. Tłumaczenie piśmienne ostatniego ustępu jak w I. kl. Zadania: co 14 dni extemporale, lub domowe. Książki: Gramat. Janoty wyd. 3., wypisy Hamerskiego wyd. 2. — 4 godziny tygodniowo.

Historya i geografia: *a*) Historya 1 godzina, *b*) Geografia 2 godź.; ad *a*) Średniowieczna biograficznie opowiadana; historya krajów monarchii austryackiej; ad *b*) Geografia specyalna reszty części Europy (po ukończeniu przedmiotu w II. klasie) — z wyjątkiem monarchii austr. Geografia Ameryki i Australii. Książki: Historya Welter-Sawcz. T. II. wyd. 3. Atlasy: Sprunner-König lub Putz. Geografia Kluna. — 3 godź. tygod.

Matematyka: Godziny rozdzielone jak w II. kl. *a*) Arytmetyka: Cztery działania w literach, nawiasy, potęgowanie, pierwiastki kwadratowe i sześcienne, przemiany i kombinacye; *b*) Geometrya: podobieństwo figur prostrolinijnych, nauka o kole. Książki: *a*) Arytmetyka Mocnik-Grzybowski, *b*) Geometrya Mocnik-Sternal oddział II. — 3 godź. tygod.

Historya naturalna: W 1. półr. Mineralogia podług Łomnickiego, w 2. Fizyka podług Kunzeka, przeł. dr. Stanecki. Ogólne własności ciał, nauka o cieple i najważniejsze zasady chemii. — 2 godziny tygodniowo.

IV. Klasa.

Religia: Liturgika podług Jachimowskiego dla uczniów obrz. rz. kat., według Popiela dla uczniów obrz. gr. kat. — 2 godź. tygod.

Łacina: Gram. w 1. kursie 3 godź., a w 2. kursie 2 godź. Nauka o czasach i trybach. Przekłady Jerzykowskiego oddź. I. Przeczytano: Caesar de Bell. Gall. lib. I., II., III. do c. 15. ed. Hoffmann. Preparacya. Zadań co miesiąc 3, na przemianę dom. i szkol. Gram. Samolewicza. — 6 godzin tygodniowo.

Greka: Przy powt. form i reguł z kl. III. najważniejsze z fleksyi nieregularnej; ze składni najważniejsze zasady przy sposobności ćwiczeń z przykładów Szenkla-Samol. Memorowanie słówek i paradygmatów. Preparacya. Zadania co 14 dni na przemianę szkol, lub domowe. Książki jak w III. kl. — 4 godź. tygod.

Język polski: Gram. podług Małeckiego 1 godź. Składnia szyku gruntownie przećwiczona i powtórzenie w ogóle gramatyki, o ile było potrzebnem; w 2. półroczu wierszowanie, styl w listach i stosunkach życia praktycznego, używany przy sposobności odpowiednich zadań piśmiennych. Czytanie 2 godziny z Wyp. T. IV. Zadania jak w kl. III. — 2 godziny tygodniowo.

Język ruski: Jak język polski. Książki jak w kl. III.

Język niemiecki: Gramatyki 2 godź. Powtarzanie przedmiotu branego w III. kl. Składnia zgody i rządu. — 2 godź. Zadania i piśmienne tłumaczenie jak w III. kl. Książki: Gramat. Janoty zeszyt 2. Wypisy Hamerskiego. — 4 godź. tygodniowo.

Historya i geografia: W 1. kursie zakończenie nowszej historyi powszechnej do r. 1789; w 2. kursie: Rys geograficzno-historyczny i statystyczny monarchii austryacko-węgierskiej. Książki: *a*) Welter-Sawczyński tom 3.; 2. półr. *b*) Topografia Szaraniewicza. — 4 godź. tygod.

Matematyka: Rozdzielenie jak w klasie II. *a*) Arytmetyka: Złożone stosunki i proporcye z zastosowaniem tychże. Równania pierwszego rzędu z jedną nieznajomą. *b*) Stereometrya. Książki jak w III. klasie. — 3 godziny tygodniowo.

Fizyka: Równowaga i ruch ciał, akustyka, magnetyzm, elektryczność, optyka, wreszcie główne zasady z astronomii i geografii fizycznej. Książka: Fizyka Kunzeka, tłum. dr. Stanecki. — 3 godź. tyg.

V. Klasa.

Religia: Apologetyka i ogólna dogmatyka według *a*) Martina Jachimowskiego, *b*) dla uczniów obrz. gr. kat. Wapler-Pełesz. — 2 godziny tygodniowo.

Łacina: I. kurs: Czytanie Liv. (Grysar) z 1. księgi 52 rozdziały, z 21. rozdź. 15.; 2. kurs: Ovidy (Grysar) Tristium I. 1. 3. 10., IV. 7. V. 2., z przemian Quatuor aetates, Deucalion et Pyrrha; de

Phaetone et Heliadibus; de Icaro et Perdice; de Orpheo; de Mida rege. Poprzedziła nauka o prozodyi. — Preparacya. Gram. ćwicz. styl. 1 godź. z ćwicz. Trzask. dla gimn. wyż. cz. I. *) — Gramatyka Samolewicza, partya o przypadkach. Zadania co 10 dni przeważnie domowe. — 6 godź. tygod.

Greka: Czytano z Xen. Chrest. Szenkla wyd. Borzemskiego I. Xenof. Cyroped. życie młodociane Cyrusa. Pochód przez kraj Kard. II. Xenof. Anab. Przygotowania wojenne. Pochód. Bitwa. Ksenofont na czele wojska. W ostatnich dwóch miesiącach: Homera Iliady 1. ks. według Hocheggera. — Preparacya. 1 godź. z gramatyki Curt. o formach, o artykule, przypadkach, a przy Homerze formy jońskie. Co miesiąc jedno zadanie domowe, lub szkolne na przemianę. — 5 godzin tygodniowo.

Język polski: Czytanie 3 godź., gram. 1 godź. Etymologia podług gramatyki prof. A. Małeckiego; objaśnienie i porównanie form staropolskiego i staro-słowiańskiego języka z dzisiejszym polskim. Wypisy Mecherzyńskiego część pierwsza dla wyższ. gimn. od str. 1—257. Grażyna Mickiewicza, Wiesław Brodzińskiego i Pieśń o ziemi naszej W. Pola, wydanie Brockhausa; zadanie co 3 tygodnie — 3 godź. tygod.

Język ruski: Gram. 1 godź. nauka o formach języków: staro-słowiańskiego i staro-ruskiego, ich etymologia i składnia na podstawie głosowni i nauki o formach języka staro-słowiańskiego wedle Miklosicha, — czytanie 2 godź. Książka: Chrest. Ogonowskiego. Zadania co 3 tygod. jedno, przeważnie domowe. — 3 godziny tygodniowo.

Język niemiecki: Czytanie z wypisów Jandaurka cz. I. wyd. 2.; ustępy zastosowane do przygotowania uczniów. Zadania co dwa tygodnie, przeważnie szkolne. — 3 godź. tygod.

Historya i geografia: Starożytna orientalna i rzymska historya do Augusta w połączeniu z geografią dotychczasowych państw. Książka: Gindeli tom I. — 4 godź. tygod.

Matematyka: Algebra 2 godź. System liczbowy, 4 działania algebr., własności i podzielność liczb, nauka o ułamkach wyczerpująco aż do potęgowania. — Geom. 2 godź. aż do stereometryi. Książki: Algebra i Geometrya Mocnika dla gimn. wyższ. w tłum. polsk., dr. Staneckiego. — 4 godź. tygod.

Historya naturalna: 1 półr. Mineralogia w połączeniu z geologią i geognozyą; w półr. 2. Botanika w połączeniu z fizyologią i geografią roślin szczególnie w pobliżu rosnących. Książki: wedle Łomnickiego uczono w 1. półr. mineralogii; dla botaniki używano Billa w tłum. Łomnickiego — 2 godź. tyg.

---

*) Na gramatyczne ćwiczenia łacińskie i greckie przeznaczona jest w wyższém gimn. zawsze pierwsza godzina w tygodniu.

VI. Klasa.

Religia: Szczegółowa dogmatyka. Książki dla obydwu obrządków jak w klasie V. — 2 godź. tyg.

Łacina: 1. kurs: czytanie Sall. Jug. (Linker). — 2. kurs: Z Wergilego Georg. de apibus; ecl. I.; Eneidy II. ks. wedle Hofmana. — Preparacya. 1 godź. gram. styl. ćwicz. wedle Trzask., jak w kl. V. Z gramatyki Samolewicza: nauka o czasach, trybach i o formie listów łać. Zadanie domowe co 14 dni; szkolne 1 na miesiąc. — 6 godzin tygodniowo.

Greka: 1. kurs: czytanie Homera Iliady (Hochegger) ks. 3, 5. i 6. — 2 kurs: Homera Odyssea (Pauli) ks. 5., 6. i 8. — Preparacya. 1 godź. gram. Curt. o przyimkach, czasach i trybach. Zadania jak w kl. V. — 5 godź. tyg.

Język polski: Czytanie z wypisów Mecherzyńskiego tom I. od str. 44—162, od 216—223, od 251—528. Jan Bielecki i Ojciec zadżumionych wyd. Brockhausa, Mohort wyd. Mrówki. Zadania co 3 tygodnie jedno. — 3 godź. tyg.

Język ruski: Czytanie w 1. kursie z Chrestomatyi Głowackiego, przyczém język czytanych ustępów z dzisiejszym językiem ruskim porównywano. W 2. kursie: Czytanka Barwińskiego cz. I. cała. Igor. Zadania jak w kl. V. — 3 godź. tyg.

Język niemiecki: Czytanie z Jandaurka dla VI. kl. Zadania jak w kl. V. — 5 godź. tyg.

Historya i geografia: 1. kurs: *a*) Dzieje Rzymian od Augusta. *b*) Wieki średnie aż do Rudolfa z Habsburga. — 2 kurs: Do ukończenia wieków średnich. Geografia jak w kl. V. Książki: Gindeli. — 3 godź. tygod.

Matematyka: Godziny rozdzielone jak w kl. IV. Algebra 1 kurs: potęgi, pierwiastki; 2. kurs: logarytmy, równ. 1. rzędu z jedną i więcéj niewiad. Geometrya 1. kurs: stereometrya; 2. kurs: trygonometrya. Książki jak w kl. V. i logarytmy Wierzbickiego. 3 godziny tygodniowo.

Historya naturalna: Zoologia w połączeniu z paleontologią i geograficzném szerzeniem się zwierząt. Książka: Nowicki wyd. 4. 2 godziny tygodniowo.

VII. Klasa.

Religia: *a*) Etyka katolicka wedle Soleckiego, dla uczniów obrz. łać., *b*) Etyka katol. wedle Cybyka, dla ucz. obrz. gr. kat. — 2 godź. tyg.

Łacina: Czytanie: Verg. Aeneis (Hoffmann), ks. IV. Cic. Orat. in Catil. I. (Halm). Pro Archia; Tusc. disp. I. (Klotz). — Preparacya. Pół godziny na gram. i stylistyczne ćwiczenia podług Trzask. dla gimn. wyższ. cz. II. Z gram. Samolewicza: nauka o inf., or. obl. gerund.; supinum, part. Zadania jak w VI. kl.

Niekiedy dawano wolne wypracowania na podstawie czytanych ustępów. — 5 godzin tygodniowo.

Greka: 1. kurs: czytano Demostenesa: Phil. I., III. wedle Paulego: w 2. kursie: Filokteta podług Dindorfa. — Preparacya. Gramatyki co tydzień pół godziny: partic., inf., partykuły. Zadania jak w V. kl. — 4 godź. tyg.

Język polski: Czytanie z Wypisów Mecherzyńskiego t. II. od str. 1.-249. z odpowiednemi wszechstronnemi objaśnieniami, w szczególności: Życiorysy i ważniejsze ustępy pisarzów okresu panegiryczno-makaronicznego, dalej, okresu pseudoklas. Marya Malczewskiego. Konrad Wallenrod Mickiewicza. Lilla Weneda Słowackiego. Zadania co miesiąc 1, przeważnie domowe. — 3 godź. tyg.

Język ruski: Czytanie z czytanki Barwińskiego cz. II. cała, Mogielnickiego Skit Maniawski.

Język niemiecki: Wypisy Eggera II. cz. 7. wyd., potém Herm. u. Dorothea, 1—4. wedle wydania Reklama. Zadanie 1 co trzy tygodnie, domowe. — 4 godź. tygod.

Historya i geografia: I. Historya nowoczesna do Ludw. XIV. II. Zakończenie do 1815. r. Geografia jak w kl. V. i VI. Wykład wedle Gindelego-Markiewicza t. III. — 3 godź. tygod.

Matematyka: Algebra w 1. kursie 2 godź.: wyczerpująca nauka o zrównaniach; w 2. kursie 1 godź.: progresye, kombinacye, zasada binomialna. — Geometrya w 1. kursie 1 godź.: zastosowanie algebry do geometryi, powtórzenie trygonometryi; w 2. kursie 2 godź.: analityczna geometrya w płaszczyźnie. Książki naukowe jak w kl. V. — 3 godź. tygod.

Fizyka: Ogólne własności ciał, ciepło przewodzone, chemia, mechanika, hydrostatyka i areostatyka wedle Chlebowskiego. — 3 godziny tygodniowo.

Propedeutyka filozofii: Logika według Kremera. — 2 godź. tyg.

VIII. Klasa.

Religia: Historya kościoła katolickiego wedle Jachimowskiego. — Dla obrz. gr. Dörfler. — 2 godź. tyg.

Łacina: 1. kurs: czytanie: Tacita Germania (Wex); 2. kurs: Horac. (Grysar.) carmin. lib. I. 1, 4, 12, 15, 22, 28, 29, 37. II. 2, 3, 7, 13. III. 1, 3, 13, 29. IV. 7, 9, 12, 15. Epod. 1, 7. Sat. II. 2. Epist. I. 2. — Jedna godzina gram. styl. ćwicz. Próchnickiego z użyciem gram. Samol. — Zadania jak w kl. IV. — 5 godzin tygodniowo.

Greka: Czytano: w 1. kursie Sofoklesa Elektrę podług Dindorfa; w 2. kursie Gorgiasza 45 rozdziałów podług Hermana. Z gramatyki Curtiusa: dokończenie nauki o partykułach i powtórzenie wedle potrzeby. Zadania co miesiąc 1, przeważnie domowe. 5 godzin tygodniowo.

Język polski: Czytanie z Wypisów Mecherzyńskiego t. II. Życiorysy i wzory pisarzy okresu romantycznego (Mickiewicz—Magnuszewski). Pan Tadeusz. Marya Stuart Słowackiego. — 3 god. tyg.*)

Język ruski: Czytanie z czytanki Barwińskiego cz. III. cała. Zadania jak w kl. VII. — 3 godź. tygod.

Język niemiecki: Wypisy Eggera. Zadania jak w kl. VII. — 4 godziny tygodniowo.

Historya i geografia: Historya monarchii austr. węg., oraz statystyka. — Książki: Tomek-Markiewicz. Statystyka austryacka Szaraniewicza wyd. 2. — 3 godź. tyg.

Matematyka: Ćwiczenia w rozwiązywaniu matematycznych zadań i zwięzłe powtórzenie matematyki — 2 godź. tygod.

Fizyka: Akustyka, optyka, magnetyzm, elektryczność, główne zasady astronomii i meteorologii. Książka jak w kl. VII. — 3 godź. tyg.

Propedeutyka filozofii: Psychologia empiryczna. Książka: Crüger-Sawczyński. — 2 godziny tygodniowo.

…iteratury uczono przy czytaniu Wypisów Mecherzyńskiego.

…tury … ono przy

Kronika.

Dnia 28. sierpnia 1882 r. odbyły się egzamina poprawcze, zaś 29., 30. i 31. sierpnia zapisy do gimnazyum. Pierwszego września odbyło się uroczyste wstępne nabożeństwo w kościele i w cerkwi, poczem uczniowie zapisani do 1. klasy poddali się piśmiennym egzaminom. W trzech następujących dniach przystąpiło do egzaminu ustnego 61 uczniów, między tymi 13 takich, którzy do szkół publicznych nie uczęszczali. Trzech prywatystów i jednego publicznego ucznia — razem 4 — nie przyjęto. Z przyjętych uczęszczało przedtem do szkół ludowych w Brzeżanach 26, w Podhajcach 7, w Rohatynie 6, w Przemyślanach 3, w Czortkowie 2, w Śniatynie 1, w Chodorowie 1, w Buczaczu 1.

Do egzaminów wstępnych dla klas wyższych zgłosiło się 6 uczniów, zdało 3.

W dzień imienin Jego c. kr. Apostolskiej Mości cesarza Franciszka Józefa I. udała się młodzież wraz ze swoimi nauczycielami na uroczyste nabożeństwo, podczas którego chór szkolny śpiewał, kończąc nabożeństwo hymnem ludu. Dzień ten był wolny od nauki szkolnej.

Takie samo nabożeństwo odprawiono i dnia 19. listopada, jako w dzień imienin Najjaśniejszej Pani, cesarzowej Elżbiety.

Rzadką uroczystość obchodził zakład dnia 21. grudnia 1882 r.; był to sześćsetletni jubileusz panowania Najjaśniejszej Dynastyi Habsburgów. Obaj księża katecheci, Neuburg i Soniewicki, odczytali starannie wypracowane mowy, objaśniające historycznie powód tej uroczystości, poczem zabrał głos dyrektor zalecając młodzieży wierność dla Tronu, miłość dla Najdostojniejszej Dynastyi i jej reprezentanta, najmiłościwiej nam panującego cesarza i króla, Franciszka Józefa I. Okrzyk: „Niech w długie lata żyje w szczęściu dla dobra ludów Jego berłu podległych, ces. Franciszek Józef I. i Jego Dynastya!“ powtórzyli trzykrotnie zgromadzeni nauczyciele i młodzież, poczem odśpiewano hymn ludu. W nabożeństwie na ten cel odprawionem wzięły na zaproszenie dyrektora także wszystkie tutejsze władze i wojskowość udział. Po „Te Deum“ i hymnie ludu, udało się grono do ces. król. starosty, Wielmożnego Mateusza Manthnera, gdzie dyrektor w imieniu młodzieży i grona profesorów złożył życzenia i wyraził uczucia wierności i przywiązania dla Tronu. — Na konferencyi dnia 19. lutego b. r. odczytał podpisany dyrektor pismo tej treści: Jego ces. i król. Apostolska Mość raczył przyjąć najmiłościwiéj do najwyższéj wiadomości gratulacye, złożone przez korporacye i osoby prywatne, z powodu 600-letniego jubileuszu panowania Najjaśniejszéj Dynastyi, a oraz zarządowi tych korporacyi i osobom wyrażone zostało Najwyższe podziękowanie.

Gdy szanowne grono tutejszego gimnazyum gratulacyą z powyżéj nadmienionego powodu na moje ręce złożyło, mam zaszczyt zawiadomić Świetną Dyrekcyą o tem Najwyższem podziękowaniu z polecenia Jego Excel. Pana Ministra spraw wewnętrznych z dnia 18. stycznia b. r. l. 18, i Jego Excel. Pana Namiestnika z dnia 24. stycznia b. r. l. 777.

W Brzeżanah 9. lutego 1883. *Manthner.*

Od 28. maja do 30. czerwca trwały piśmienne egzamina dojrzałości; zaś ustne pod przewodnictwem c. kr. Radcy szkolnego Wgo Studzińskiego od 20. do 27. czerwca włącznie. Rezultat tych egzaminów podany niżéj.

Egzamina postępowe z końcem roku szkolnego rozpoczęto 28. czerwca, skończono przed klasyfikacyą.

Za zezwoleniem Wysokiéj Rady szkolnéj odbył się dnia 20. kwietnia na dochód ubogich uczniów tutejszego gimnazyum koncert — wykonany w głównej części przez samych uczniów —

przy współudziale muzyki pułku Condrecourt. Czysty dochód wynosił 67 złr. w. a. Z przedstawienia teatralnego nadesłał dyrektor bawiącego tu przez kilka miesięcy teatru, p. Lasocki, 50 złr. w. a., za którą to kwotę opłacono opłatę szkolną za kilku uczniów, pokupowano książki szkolne lub odzież.

Bursa brzeżańska poniosła wielką stratę przez śmierć swojego dobrodzieja, Wielmożnego p. Józefa Jakubowicza, który jednak w ostatniej woli swojej zapisał kwotę 20.000 złr. w. a. dla zakładu naukowego w Brzeżanach wyłącznie na użytek młodzieży polskiej, a to na pobudowanie gmachu, w którym pomieścićby można czterdziestu młodzieży z pomieszkaniem dla prefekta zakładu i lokalnościami menażowemi, obok których ma się znajdować pokój dla służby z pokojem osobnym dla zawiadowczyni.“ Dalej stoi w testamencie: „Księgozbiór leguję gimnazyum brzeżańskiemu na użytek; własnością ma pozostać bursy brzeżańskiej. Taki stosunek ma być zachowany, dopóki gmachu dyrekcya bursy nie pobuduje, poczem nazwa bursy zamienić się ma na konwikt.“ Jakkolwiek o utrzymaniu nadal takiego gmachu i takiej ilości uczniów testament żadnej nie zawiera wzmianki, to będzie rzeczą Wydziału bursy troszczyć się o wykonanie woli szlachetnego dobroczyńcy i o zabezpieczenie na zawsze jej bytu.

Znaczniejszym datkiem oprócz członków przyczynili się: J. W. ks. dr. Ludwik Jurkowski, Prałat Prześw. metrop. Kapituły kwotą 50 złr.; Świetne Rady powiatowe: Brzeżańska, Przemyślańska, Rohatyńska po 200 złr. w. a.; Bobrecka 50 złr. w. a.; za które to szczodre datki niechaj mi wolno będzie wynurzyć Dobrodziejom bursy serdeczne podziękowanie.

Z 24 uczniów w bursie było 5 celujących, reszta otrzymała promocyą z bardzo dobremi lokacyami. — Prefektem bursy był zast. naucz. pan Władysław Wasilkowski.

Świetny Zarząd c. kr. wojskowej pływalni przysłał dla 10 uczniów bilety tak do nauki pływania, jak i dla kąpieli na całe lato, za co również dyrekcya ces. kr. gimnazyum szczerze dziękuje.

Trzy razy w ciągu roku przystępowała młodzież do św. Sakramentów Pokuty i Komunii.

Rok szkolny zakończono 15. lipca uroczystem nabożeństwem, „Te Deum“ i hymnem ludu.

Ważniejsze rozporządzenia Wysokich Władz szkolnych.

1) Rozp. z dnia 29. września 1882. l. 10196 zaleca czasopismo: Centralblatt für das gewerbliche Unterrichtswesen in Oestereich.
2) Rozp. z dnia 17. grudnia 1882. zaleca prenumeratę czasopisma „Kosmos“.
3) Rozp. z dnia 9. lutego 1883. l. 11. pr. zawiadamia, że z początkiem r. szkol. 1884. zostanie otwarte III. gimnazyum w Krakowie, wskutek czego trzy nadliczbowe posady nauczycieli w gimnazyum św. Anny i dwie u św. Jacka zostaną zwinięte.
4) Rozp. z d. 8. lutego 1883. l. 966 poleca zachęcać uczniów do wkładek w pocztowych kasach oszczędności.
5) Rozp. z dnia 25. lutego 1883. l. 1363. ustanawia, aby przy przyznawaniu trzeciego stopnia nie brano w rachubę przedmiotu języka ruskiego.
6) Rozp. z dnia 15. stycznia 1883. l. 13273. ogłasza okólnik Wys. c. k. Min. Ośw. w sprawie nauczycieli nadobowiązkowych przedmiotów, mianowicie: 1) nauczyciele śpiewu, gimnastyki, franc. i ang. języka mogą bez kwalifikacyi jedynie za przyzwoleniem Jego Exc. p. Ministra uczyć. 2) Nauczyciele rysunków muszą przynajmniej do szkół wydziałowych mieć uzdolnienie. 3) Niekwalifikowani nie mogą uczyć stenografii.
7) Rozp. z dnia 20. stycznia 1883. l. 13408. poleca, aby na początku każdego półrocza grono oznaczało ściśle liczbę i termina domowych piśmiennych wypracowań.

8) Prócz powyższych nadeszły także i rozporządzenia tyczące się książek, które w poczet książek naukowych wpisane być mają, a to: *a)* Gramatyka Schobera wydanie 4. *b)* Mineralogia Łomnickiego. *c)* Harwot, Deutsches Lehr- und Lesebuch. *d)* Obrazy Emila Letoschka dla geografii. *e)* Welter-Sawczyński, Dzieje powszechne, wydanie 4. *f)* Próchnicki, Przykłady do tłumaczenia na język łaciński na 3. klasę. *g)* Soleski, Wykład fizyki. *h)* W. Hardt, Atlas geograficzny. *i)* Landes, Historya biblijna. Lwów. 1882.

Tematy do wypracowań piśmiennych.

1. W języku polskim.

W klasie V.

1. Jaki pożytek przynoszą człowiekowi drzewa? 2. Znaczenie Fenicyan w starożytności dla rozwoju handlu i przemysłu (szkolne). 3. Opisać najdawniejsze pomniki budownictwa egipskiego. 4. Koń a wielbłąd. 5. W jaki sposób dostały się najdawniejsze pomniki piśmiennictwa polskiego za granice Polski? (szkolne). 6. Dla czego Grecy Persów szczęśliwie odparli a Macedończykom ulegli? 7. Opis Ukrainy na podstawie „Pieśni o ziemi naszej“ Wincentego Pola (szkolne). 8. Jaki pożytek przynoszą człowiekowi kruszce? 9. Podać ważniejsze chwile z życia Owidyusza (szkolne). 10. Podać w krótkości osnowę dramatu „Odprawa posłów greckich“ Jana Kochanowskiego. 11. Środki komunikacyjne dawniejsze a teraźniejsze. 12. Podać tok myśli zawartych w pieśni Jana Kochanowskiego „Serce rośnie, patrząc na te czasy...“ (szkolne).

W klasie VI.

1. Jak opisuje Andrzej Zbylitowski w swéj sielance przyjemności życia wiejskiego? (szkolne). 2. Jak pojmuje Łukasz Górnicki dworzanina i jakich cnót od niego wymaga? 3. Wojna a burza (porównanie). 4. Pies jego rodzaje i stosunek do człowieka (szkolne). 5. „Kto pod kim dołki kopie, sam w nie wpada“ (Zdanie powyższe objaśnić przykładem w formie powiastki). 6. Żniwa a egzamin (porównanie) szkolne. 7. Skreślić charakterystykę Anny Jagiellonki, królowéj polskiéj, na podstawie mowy Piotra Skargi. 8. Opisać pojedynek Parysa z Menelaosem na podstawie księgi III. Iliady Homera (szkolne). 9. Jak przedstawia Wergili myt o nadaniu pszczołom przez Jowisza przymiotów ludzkich na podstawie ustępu z Ziemiaństwa. 10. Jakie pożytki odnosimy z drzew owocowych? 11. Rozwinąć podanie o Wilhelmie Tellu (szkolne). 12. Wykazać w chronologicznym porządku, w jaki sposób i jakimi krajami zwiększyli Habsburgowie dziedziczne posiadłości domu swego w ciągu wieków średnich? (domowe).

W klasie VII.

1. Bohaterstwo i wielkość Rzymian w czasie niebezpieczeństw i niepowodzeń. 2. Skreślić charakter Wiesława na podstawie sielanki Kaźmierza Brodzińskiego (szkolne). 3. Co zyskała ludzkość przez

handel i żeglugę na morzu? 4. Dodatnie i ujemne strony życia towarzyskiego. 5. Znaczenie światła w przyrodzie (szkolne). 6. Czy i o ile słusznem jest zdanie „średnia miara najlepsza"? 7. Skreślić charakter miecznika na podstawie „Maryi" Malczewskiego (szkolne). 8. Czego żąda Adam Mickiewicz w „Odzie do młodości" i co rozumie w tym poemacie przez wyraz młodość. 9. Wpływ i znaczenie wymowy w dziejach ludzkości. 10. Znaczenie pokoju w Campo-Formio dla Austryi pod względem strat i korzyści (szkolne).

W klasie VIII.

1. Do młodzieńca przyszłość, do męża teraźniejszość, do starca przeszłość należy. 2. Zasługi Józ. Ignacego Kraszewskiego około literatury polskiej (szkolne). 3. Porównanie Italii z Helladą pod względem ukształtowania poziomego i pionowego. 4. Zestawienie wędrówek narodów z wojnami krzyżowemi pod względem kierunku i skutków. 5. Co i jak czytać powinniśmy? (szkolne). 6. Skreślić charakter Elektry na podstawie tragedyi Sofoklesa t. n. 7. Znaczenie Aleksandra Fredry w literaturze polskiej. 8. Zajazd w Polsce a prawo pięści w Niemczech? 9. Znaczenie Dunaju dla Austro-Węgier.

---

2. W języku niemieckim:

W klasie V.

1. Wahre Wohlthätigkeit. Eine Erzählung aus dem Leben Kaiser Joseph II. (Schularbeit). 2. Der fromme Graf. Eine Begebenheit aus dem Leben des Grafen Rudolf von Habsburg. (Schularbeit). 3. Die Sage von der Argonatenfahrt. Nach dem Vortrage in der Schule. (Hausarbeit). 4. Menschenliebe Kaiser Joseph II. (Schularbeit). 5. Der zweite messenische Krieg. Nach dem Schulunterrichte. (Hausarbeit). 6. Meine Wohnung. (Schularbeit). 7. Darius I. Kriege mit Griechenland. Nach dem Schulunterrichte. (Hausarbeit). 8. Welche Gründe bewogen den Ritter, den Kampf mit dem Drachen zu wagen? (Schularbeit). 9. Was für Spiele schicken sich für die Jugend? (Hausarbeit). 10. Eine Uebertragung aus dem Polnischen. (Schularbeit). 11. Beschreibung meiner heimatlichen Oertlichkeit. (Hausarbeit). 12. Kampf der Horatier und Curiatier. (Sch. A.) 13. Die Perserkriege und ihre Folgen. Nach dem Vortrage in der Schule. (Hausarbeit). 14. Es ist nichts so fein gesponnen, Es kommt doch an die Sonnen. (Erzählung). Schularbeit. 15. Verlauf des ersten punischen Krieges. (Hausarbeit). 16. Kaiser Rudolfs grossmüthiger Sinn. (Erzählung). Schularbeit. 17. Ueber schaedliche Thiere und die Mittel, sich gegen

dieselben zu waehren. (H. A.) 18. Woher schöpfte Schiller den Stoff zu der Ballade „Ring des Polykrates und in wie ferne änderte er denselben? (Sch. A.) 19. Die Feinde des Waldes. (H. A.) 20. Aus dem Leben Kaiser Joseph II. Nacherzählung. (Schularbeit).

W klasie VI.

1. Wald und Feld im Herbste. (Sch. A.). 2. Das Brzeżanyer Gymnasium. Dessen Geschichte — Ausbau und innere Einrichtung. (Sch. A.). 3. Wie gelangte Theodorich zur Herrschaft in Italien? (H. A.) 4. Auf welche Weise gelangte Iugurtha in den Besitz Numidiens? (Sch. A.). 5. Der Fluss Złota Lipa. Dessen geographische Beschreibung, Vor- und Nachtheile für die Landschaft (H. A.). 6. König Gunthers Brautwerbung. Nach der Schullectüre. (Sch. A.). 7. Was veranlasste Karl den Grossen zur Errichtung — und Otto den Grossen zur Wiederherstellung der Ostmark, und welche Bedeutung hatten die Marken in der Gestaltung des deutschen Reiches im Allgemeinen und die österreichische Mark im Besonderen? (H. A.). 8. Gedankengang in dem Gedichte: „das Glöcklein des Glücks“ von J. G. Seidl. (Sch. A.). 9. Die Bedeutung des Rheines für die angrenzenden Länder und Völker. (Im Anschlusse an die Schullectüre). H. A. 10. Nutzen des Eisens. (Hausarbeit) 11. Gedankengang des Gedichtes „der Postillon“ von Lenau. (Sch. A.). 12. Das Wasser im Dienste der Natur. (H. A.). 13. Gedankengang des Gedichtes: „der siebzigste Geburtstag“ von Voss. (Sch. A.). 14. Sparen ist ein grosser Zoll. Erklärung des Sprichwortes und Darlegung der in demselben enthaltenen Wahrheit mit besonderen Berücksüchtigung der Einrichtung der Postsparcassen.(H.A.) 15. Meer und Wüste. (Sch. A.). 16. Rudolf IV. von Habsburg, Karl IV., Kasimir der Grosse und Ludwig der Grosse. Eine geschichtliche Zusammenstellung. 17. Darlegung des Grundgedankes in dem Gedichte „der Mönch von Heisserbach“ von Wilh. Müller. (Sch. A.). 18. Das Feuer im Dienste des Menschen. (H. A.). 19. Gedankengang und Zergliederung des Gedichtes „das Grab im Busento“ von Gf. Platen. Semestralarbeit.

W klasie VII.

1. Ursachen der Kriege zwischen Franz I. und Karl V. (H A.). 2. Wie gelangten die Niederländer zur Unabhängigkeit? (Sch. A.). 3. Mit des Geschickes Mächten, Ist kein ewiger Bund zu flechten. (Erklärung und Darlegung durch Beispiele aus der Geschichte). (H. A.) 4. Nutzen der Eisenbahnen. (Sch. A.). 5. Das Wasser im Dienste des Menschen. (H. A.). 6. Welche Gründe veranlassten Carl V. zur Theilung der Habsburgischen Besitzungen, und wie wurde diese Theilung bewerkstelligt und durch Ferdinand I. vergrössert? (H. A.). 7. Hauptmomente des 160-jährigen Krieges der Habsburger mit den Türken

um die ungarische Krone? (1526—1687) (Sch. A.) 8. Welche Folgen hatte der westphälische Friede für Oesterreich? (H. A.). 9. Wie trachtet Hermann der Mutter den Grund seiner Thränen zu erklären? (Sch. A.). 10. Nutzen der organischen Chemie. (H. A.). 11. Der Pfarrer in Hermann und Dorothea. (Sch. A.). 12. Welche Gründe bewogen Kaiser Franz II., die deutsche Kaiserkrone niederzulegen? (H. A.). 13. Das Leben eine Schule. (H. A.). 14. Durch welche Gründe trachtet Arkas Iphigenien zu überzeugen, dass sie den Antrag des Königs annehmen müsse? (Sch. A.). 15. Iphigenie als Griechin, Priesterinn, Weib, Tochter und Schwester. (H. A.).

W klasie VIII.

1. Die Bedeutung von Caesars gallischen Kriege. 2. Uiber das Gespräch Hermanns mit den germanischen Patrioten. (Nach dem 3. Auftritte des Schauspieles: „Die Hermannsschlacht“ von Kleist). 3. Kannst du nicht allen gefallen durch deine That und dein Kunstwerk, Mach es wenigen recht; vielen gefallen ist schlimm. (Schiller). 4. Paralelle zwischen Alexander dem Grossen und Hannibal. 5. Uiber die letzten Kriege der Mauren mit den Christen in Spanien. Nach „Alpuhara“ von Mickiewicz. 6. Wann und auf welche Weise wurde Böhmen und Ungarn erworben? 7. Welche Vortheile und Annemlichkeiten haben die Küstenbewohner von der Nähe des Meeres? 8. Uiber den österreichischen Erbfolgekrieg — Ursachen und kurzer Verlauf desselben. 9. Auf welche Weise trachtet Rudolf von Habsburg den König Ottokar zu überreden, dass er Oesterreich, Steiermark, Kärnthen und Krain dem Reiche erstatte? (Nach „König Ottokars Glück und Ende“ von Grillparzer). 10. Was verdankt Athen seiner Seemacht? 11. Uiber das Zusammentreffen des Grafen von Limburg mit dem deutschen Kaiser. (Nach dem Gedichte „Der Schenk von Limburg‘, von Uhland).

---

3. W języku ruskim.

W klasie V.

1. Провôдна гадка въ ступѣ Ливіа до єго исторіи. 2. Становиско и значенье Правды Руской въ руской литературѣ. 3. Добрія книжки суть найлучшими товаришами молодця. 4. Житье Ксенофонта. 5. Чувства молодця въ крузѣ родинномъ въ день св. Вечера. 6. Перикль и єго вѣкъ. 7. Крещенье Володимира и всеи Руси, пôсля лѣтописи Нестора. 8. Народнй звычаѣ на воскресенье Христовоє на Руси. 9. Устава Ликурга и Сольона. 10. Порôвнательна характеристика двохъ первыхъ королѣвъ

Римскихъ пôсля Ливiа. 11. Благодѣтельнî и вредливî стороны рѣкъ. 12. Околиця Бережаньска по лѣвой сторонѣ дороги до Львова. 13. Четыри поры року — а житье человѣка (порôвн.)

W klasie VI.

1. Ученикъ и рôльникъ (порôвн.) 2. Яке влѣянье мае свѣтъ рослинный на житье звѣрятъ? 3. Схарактеризовати Игоря на пôдставѣ лѣтописного оповѣданя и его выправы на Половцѣвъ 1185 г. 5. Образъ села зимовою порою. 6. Описанье празника. 7. Человѣкъ въ состоянію къ звѣрятамъ. 8. Написати повѣстку на тематъ: „Въ пригодѣ познавай приятеля." 9. Значенье остракизма въ исторiи Атенъ. 10. Додатнî и уемнî стороны житя въ мѣстѣ. 11. Значенье трибуната въ Римскомъ устройствѣ державномъ. 12. Нападъ Татарскій (образецъ).

W klasie VII.

1. Схарактеризовати Наталку и Петра въ драматичномъ сочиненю „Наталка Полтавка." 2. Учи ся сыну, та розуму не провчи, — а то еще забудешь, якъ и мене звати. 3. Шляхта и станъ рыцарскій въ вѣкахъ середныхъ. 4. Чи то добре дознавати въ житю противностей. 5. Що зробивъ Фридерикъ Рудобродый для Австрiи? 6. Поглядъ на розвôй народно-устнои словесности рускои (на пôдставѣ читаныхъ рѣчей въ тôмъ предметѣ). 7. Старецъ-жебракъ (характеристика). 8. Чи климатъ и природа краю маютъ вплывъ на душу и образованье людей? 9. Що знаменуе переходъ зъ середныхъ вѣкôвъ въ новiи? 10. Характеристика лѣтного вечера.

W klasie VIII,

1. Становище Рудольфа Габсбурского въ борбѣ登 становъ въ часѣ безцарствiя. 2. Чи може намъ и ворогъ спомоществовати? 3. Bis vincit, qui se vincit in victoria. 4. Яке значенье маютъ для человѣка его молодiи лѣта? 5. Якою дорогою стремилъ Ракускій дворъ до панованя въ Угорщинѣ? 6. Жнива у рôльника, а нашî. 7. Добрыми постановленями устеляемъ дорогу до злого. 8. Значенье змыслôвъ въ розвою духовомъ человѣка. 9. Выбôръ званя не легкій.

Tematy maturalne.

1. Przełożyć na język polski: Cic. de officiis l. II. c 22 (§§ 76, 77, 78, 79)

2. Przełożyć na język łaciński: Z Weltera-Sawczyńskiego „Dzieje powszechne“. I. (w wydaniu trzeciem str. 114—115) ustęp: „Bitwa na polach farsalskich“ do słów..... „albowiem wyladowawszy został na wybrzeżu zamordowany“.

3. Przełożyć z języka greckiego na polski: Homeri Ilias lib. XVIII. od w. 405—437 od słów: „*τὸν δ'ἠμείβετ' ἔπειτα Θέτις*“ do wiersza: „*Τοωσὶ δαμείς· ὁ δὲχεται ἐπίχθονὶ θυμὸν ἀγεὺν*“. wyd. szkolne.

4. Z języka polskiego: Wykazać dla czego „Pan Tadeusz“ Mickiewicza jest epopeją.

5. Z języka niemieckiego: Verdienste Rudolf's v. Habsburg um Deutschland.

6. Z języka ruskiego: Іакимъ честнотамъсвоихъ гражданъ завдячує Римъ своє панованє надъсвѣтомъ?

7. Z matematyki: 1) Kulę o promieniu $r = 10$ przecinamy w odległości $d = 4$ od środka dwoma równoległemi płaszczyznami; z bryły w ten sposób otrzymanéj wyjmujemy ze środka walec, którego podstawami są koła przez sieczne płaszczyzny utworzone, obliczyć bryłowatość pozostałéj skorupy. 2) Pewne miasto zaciągnęło pożyczkę w kwocie 3000000 złr. na 5% i ma ją spłacić w 25 rocznych ratach. Ile ma spłacić z końcem każdego roku? 3) Rozwiązać następujące równanie:

$$\frac{1}{1-\chi+y} - \frac{1}{\chi+y-1} = \frac{2}{3}$$

$$\frac{1}{\dfrac{1}{1-\chi+y} - \dfrac{1}{1-\chi-y}} = \frac{3}{4}.$$

Zbiory naukowe.

1. Biblioteka.

A. Biblioteka nauczycielska liczy dzieł 3608, tomów 4572, zeszytów 1596.

B. Biblioteka uczniów liczy polskich dzieł 180, tomów 291, niemieckich dzieł 180, tomów 674 — czyli razem 360 dzieł w 965 tomach.

C. Biblioteka książek szkolnych wypożyczyła biednym uczniom do rocznego użytku 685 książek.

Znaczniejsze dzieła zakupione są:

Alois Egger: Deutsches Lehr- und Lesebuch, 2 tomy. Programy w 6 tomach. — Müller Pfanndler: Lehrbuch der Physik und Meteorologie, w 4 tomach. — Fr. Patočka: Cornelii Nepotis liber. — Hein. Schmidt: Leitfaden in der Rhytmik und Metrik. — Eduard Jahn: Platons Gorgias. — Dr. E. Born: Conjugations-Tabellen der griech. unregelm. Verba. — W. Freund: Sechs Tafeln der griech.- römisch. Literaturgeschichte. — Dr. E. Czerkawski: Rozprawy i wnioski komisyi co do reformy gimnazyów. — Tomek Markiewicz: Dzieje monarchii austr.-węgier. — H. Düntzer: Erlaeuterungen zu deutschen Classikern, w 8 tomach. — Dr. E. Berger: Lateinische Stilistik. — Dr. E. Berger: Lateinische Phraseologie. — Dr. Raf. Kühner: Ausführliche Grammatik der latein. Sprache, w 3 tomach. — Ant. Rich: Illustr. Wörterbuch der röm. Alterthümer. — Ks. Piotra

Skargi: Kazania na święta i niedziele. — H. Kiepert: Graeciae antiquae tabula in usum scholarum descripta. — Rzewuski Henryk: Zamek krakowski, Zaporożec, Adam Śmigielski, Listopad, Rycerz Lizdejko, Pamiętniki starego szlachcica litewskiego, w 6 tomach. — Henryk Sienkiewicz: Pisma w 5 tomach.

W darze otrzymała biblioteka:

Sprawozdanie c. kr. Rady szk. kr. o stanie wychowa nia w szk. ludowych w r. 1880/1. — Pamiętnik siostry Konstancyi z r. 1527, darowany przez autora, Dr. Wł. Wisłockiego. — Harwot: Deutsches Lehr- und Lesebuch, dar autora. — Sprawozdanie komisyi fizyograficznej w Krakowie w 9 tomach, dar M. K. — Oester. Geschichte für das Volk, w 3 tomach, dar Wys. c. kr. Ministerstwa Ośw. — Misye katolickie, czasopismo illustrowane, dar ks. kan. Ostrowskiego. — Dr. Herm. Vogel: Photographische Mittheilungen, w 5 tomach. — Dr. E. Hornig: Photographische Correspondenz. — Dr. Carl Jelinek: Anleitung zur Austellung meteor. Beobachtungen, dar M. K. — Dr. M. Wohlrab: Platons Eutyphron, dar ucznia 8. klasy Junga. — Akademie der Wissenschaften rocznik 1882 i 1883, dar Wys. c. k. Ministerstwa. — Leipziger illustrierte Zeitung, 4 roczniki, darował pan Em. Merl.

Czasopisma: Bursian: Jahresbericht über die Fortschritte der classischen Alterthumswissenschaft. — Petermann: Geographische Mittheilungen. — Sirius: Zeitschrift für populäre Astronomie. — Zeitschrift für österr. Gymnasien. — Zeitschrift für Realschulen. — Zeitschrift für math. naturw. Unterricht. — Szkoła. — Dziennik ustaw i rozporządzeń krajowych. — Przewodnik bibliograficzny. — Przyrodnik. — Kosmos.

---

2. Gabinet fizyki

posiada 347 przyrządów; w r. 1883. kupiono: Machinę do dzielenia; hidrauliczną prasę Brahmy; Maximum i Minimum termometr; Despretza aparat z siedmiu termometrami; Reokord; wielką flaszkę elektryczną.

3. Gabinet historyi naturalnej

posiada 84 kręgowców, innych zwierząt 276; roślin zasuszonych 418, modeli kryształów 90, obrazów przyrodniczych 55, modeli botanicznych Brendla 51, szkieletów 5, części ciała ludzkiego z gipsu 11.

4. Dla geografii

jest 105 map, 39 atlasów, globów 4, teluriów 3.

5. Dla stereometryi

jest 10 modeli.

Prócz powyższych zbiorów posiada zakład 15 modeli z drutu dla rysunków i znaczną ilość wzorów rysunkowych; dla gimnastyki najpotrzebniejsze przyrządy; dla muzyki: kontrabas, skrzypce i 13 trąb; mały zbiorek monet, mianowicie 52 śrebrnych, 96 miedzianych.

WYPADEK KLASYFIKACYI Z KOŃCEM R. SZK. 1883.

W klasie	Na początku roku szkolnego było uczniów	Na końcu drugiego półrocza było uczniów	Na końcu drugiego półrocza otrzymało klasę: celującą	I.	poprawkę	II.	III.	nieklasyfikow.	Poprawkę: zdało	Poprawkę: niezdało	Wedle wyznania było uczniów publicz. i pryw.: rzym. kat.	grec. kat.	mojżeszow.	Wedle narodowości było uczn. publ. i pryw.: Polaków	Rusinów	Niemców	Na nadobowiązkowe przedmioty uczęszczało: język ruski	śpiew	rysunki	kaligrafia	gimnastyka	hist. krajow.	Mieszkało w bursie
I.	69	47	2	28	7	2	8	—	7	—	29	12	7	34	12	2	13	29	22	38	43	—	—
II. a.	30	28	1	15	4	5	3	—	4	—	16	7	5	19	7	2	7	15	11	18	20	—	5
II. b.	30	26	3	20	3	—	—	—	2	1	23	4	—	23	4	—	4	16	9	19	21	—	7
III.	53	45	3	20	14	3	5	—	14	—	23	10	12	31	10	4	11	21	7	—	36	13	1
IV. a.	33	29	2	16	8	2	1	—	8	—	13	14	3	16	14	—	15	14	3	—	25	18	—
IV. b.	28	28	4	22	2	—	—	—	2	—	15	12	1	16	12	—	10	19	1	—	18	12	5
V.	34	31	5	16	7	—	3	—	7	—	20	8	6	24	8	2	8	15	1	—	29	—	3
VI.	33	31	4	18	8	1	—	—	8	—	14	14	3	17	14	—	14	12	—	—	20	24	3
VII.	30	29	4	14	11	2	—	—	11	—	9	12	8	17	12	—	12	15	1	—	15	19	—
VIII.	33	32	4	26	2	—	—	—	1	1	16	8	9	24	8	1	8	13	—	—	—	—	—
Prywatyści	—	7	—	5	—	1	1	—	—	—	*)	*)	*)	*)	*)	*)	—	—	—	—	—	—	—
Razem	373	333	32	200	66	14	21	—	64	2	178	101	54	221	101	11	102	169	55	75	227	84	24
			333								333			333			712						

*) Prywatyści policzeni razem z publicznymi uczniami.

Lokacya uczniów

na końcu roku szkolnego 1883.

Klasa I.

Stopień celujący:

1. Bielecki Edward
2. Bereżański Bazyli

Stopień pierwszy:

3. Muzyka Karol
4. Flisiński Michał
5. Gorczyński Franciszek
6. Muszkiewicz Szymon
7. Maślak Jan
8. Dyki Józef
9. Biliński Franciszek
10. Łosowski Tadeusz
11. Hlebowicki Sofron
12. Olszewski Piotr
13. Tyblewicz Leon
14. Szpilczyński Adam
15. Mojsowicz Stanisław
16. Czechowicz Władysław
17. Borodajko Alexy
18. Kittner Szmerl
19. Freund Itzek
20. Czeżowski Erazm
21. Kopertyński Michał
22. Szostkiewicz Karol
23. Saraczyński Daniel
24. Budowski Stefan
25. Orkisz Eugieni
26. Przeszlakowski Wład.
27. Schapira Majer
28. Prociuk Józef
29. Kwitniowski Wład.
30. Grodzicki Władysław

Stopień drugi otrzymało 2, stopień trzeci 8, poprawkę 7.

Klasa II. A.

Stopień celujący:

1. Dyki Włodzimierz

Stopień pierwszy:

2. Soniewski Włodzimierz
3. Kolmer Juliusz
4. Gelber Schama
5. Gilnreiner Wiktor
6. Ajdukiewicz Władysław
7. Kinal Andrzej
8. Kwitniowski Bronisław
9. Pawłowski Michał
10. Tyszkowski Maryan
11. Jabłoński Stanisław
12. Stańkiewicz Emilian
13. Hilbricht Aleksander
14. Mandelbrod Majer
15. Myśluk Michał
16. Panzer Józef.

Stopień drugi otrzymało 5, stopień trzeci 3, poprawkę 4

Klasa II. B.

Stopień celujący:

1. Paulisch Zygmunt
2. Zarzycki Włodzimierz
3. Kiernicki Jan.

Stopień pierwszy:

4. Krupicki Stanisław
5. Kowenicki Waleryan
6. Serafiński Antoni
7. Szydłowski Ludwik
8. Łoziński Stanisław
9. Irzykowski Karol
10. Obmiński Władysław
11. Czappek Karol
12. Wojciechowski Zyg.
13. Kohlberger Stanisław
14. Dutkiewicz Leon
15. Misiak Ludwik
16. Komarzański Mikołaj
17. Mozołowski Jan
18. Horniak Stanisław
19. Mroczkowski Feliks
20. Irzykowski Alfred
21. Karwowski Stanisław
22. Pisecki Jan
23. Fok Leon.

Poprawkę otrzymało 3.

Klasa III.

Stopień celujący:

1. Łyktej Jan
2. Fryz Franciszek
3. Ropicki Włodzimierz.

Stopień pierwszy:

4. Załucki Bazyli
5. Pawłowicz Józef
6. Praczuk Jan
7. Orzelski Ludwik
8. Bardecki Stanisław
9. Pilecki Zygmunt
10. Sułkowski Mieczysław
11. Jaremowicz Stanisław
12. Kuczyński Józef
13. Bielecki Edward
14. Landau Józef
15. Babiak Paweł
16. Lax Salamon
17. Weidmann Efraim
18. Gromczewski Wład.
19. Kamiński Jan
20. Schenker Adolf
21. Bermann Jan
22. Fried Józef
23. Margulies Aleksander.

Stopień drugi otrzymało 3, trzeci 5, poprawkę 14.

Klasa IV. A.

Stopień celujący:

1. Soniewski Teodor
2. Mallik Józef.

Stopień pierwszy:

3. Zarzycki Emil
4. Biliński Bogdan
5. Gołębski Kazimierz
6. Rosmarin Józef
7. Szamota Stanisław
8. Makohoński Jan
9. Leżohubski Teodozy
10. Hlebowicki Bazyli
11. Heer Izaak
12. Swistun Eugeni
13. Rothenberg Leizer
14. Ujejski Tomasz

15. Skulski Stanisław
16. Tracz Konstanty
17. Jełowicki Kazimierz
18. Biliński Lubomir.

Stopień drugi otrzymało 2, trzeci 1, poprawkę 8.

Klasa IV. B.

Stopień celujący:

1. Szydłowski Michał
2. Kulczycki Paweł
3. Maternowski Marceli
4. Wiszniowski Zdzisław

Stopień pierwszy:

5. Podgórski Stanisław
6. Fycak Jan
7. Wojcicki Czesław
8. Dąbrowski Wojciech
9. Bokało Jan
10. Boryszko Józef
11. Ferenz Wenanty
12. Dobrudzki Ludwik
13. Kuzyk Władysław
14. Klima Antoni
15. Merker Karol
16. Mełnicki Jan
17. Torbin Grzegorz
18. Bladowski Jan
19. Hołowiecki Maksymilian
20. Dzułyński Roman
21. Siebold Jan
22. Majewski Juliusz Adam
23. Jarosiewicz Włodzim.
24. Schenker Manale
25. Maruszczak Teodor
26. Hrynyk Mikołaj

Do egzaminu poprawczego przeznaczono 2.

Klasa V.

Stopień celujący:

1. Chyrzyński Jan
2. Mazierski Franciszek
3. Serafiński Stanisław
4. Krzyżanowski Jan
5. Reyman Władysław

Stopień pierwszy:

6. Fabry Franciszek
7. Friedmann Filip
8. Swierzko Antoni
9. Wowkonowicz Michał
10. Kowenicki Adam
11. Fried Izydor
12. Kret Franciszek
13. Werbiany Jan
14. Witoszyński Włodzim.
15. Horowitz Adolf
16. Korycki Ferdynand
17. Durdeła Michał
18. Barban Chaim
19. Borysiewicz Mieczysław
20. Skrocki Michał
21. Giela Leon.

Stopień trzeci otrzymało 3, poprawkę 7.

Klasa VI.

Stopień celujący:

1. Łoziński Kazimierz
2. Mittelmann Izaak
3. Falk Chaim.
4. Górniak Grzegorz

Stopień pierwszy:

5. Baczyński Michał
6. Seńków Edward
7. Jagoszewski Hieronim
8. Freivogel Nüte

9. Chorąży Ferdynand
10. Urzędowski Hieronim
11. Faszczewski Tytus
12. Nowakowski Maryan
13. Rozłucki Aleksander
14. Kohlberger Kazimierz
15. Watzek Antoni
16. Barthel Edmund
17. Szczurowski Michał
18. Szamota Edward
19. Soniewicki Maryan
20. Krasicki Teofil
21. Terlecki Józef.

Stopień drugi otrzymało 2, poprawkę 8.

Klasa VII.

Stopień celujący:

1. Rawicz Jakób.
2. Schenker Henryk
3. Landau Henryk
4. Kułakowski Wojciech.

Stopień pierwszy:

5. Weidman Natan
6. Kuryś Michał
7. Schöps Leib
8. Sodomora Grzegorz
9. Flach Wiktor
10. Markiewicz Jan
11. Markowski Adam
12. Kukurudza Mikołaj
13. Frühling Rudolf
14. Jorkasch Tadeusz
15. Rosenstein Mojżesz
16. Rozłucki Włodzimierz
17. Biliński Witołd
18. Witoszyński Eugieni.

Stopień drugi otrzymało 2, poprawkę 11.

Egzamin dojrzałości.

Zgłosiło się publicznych uczniów 32, odstąpił 1, więc rzeczywiście zdawało publicznych uczniów 31, prywatysta 1, externistów 6, razem 38.

Chlubne świadectwo otrzymali:

1. Rosmarin Adolf
2. Schenker Mojżesz
3. Kopia Henryk.

Uznani za dojrzałych:

4. Bachtałowski Dymitr
5. Bujanowski Julian
6. Borysiewicz Adam
7. Chodkiewicz Kazimierz
8. Czeżowski Kazimierz
9. Dąbrowski Jan
10. Foka Tomasz
11. Friedmann Julian
12. Iniewicz Jan
13. Jung Izaak
14. Kahane Salomon
15. Kopertyński Izydor
16. Kowalski Teodor
17. Lazarewicz Jan
18. Markussohn Samuel
19. Manthner Mateusz
20. Manthner Rud. prywat.
21. Nawrocki Bazyli
22. Orłowski Aleksander
23. Orzelski Feliks

24. Pohl Judasz
25. Schenker Wilhelm
26. Strzelbicki Jan
27. Szamocki Franciszek
28. Wiszniewski Miecz.

Externiści:

29. Fried Emil
30. Solecki Korneli.

Reprobowano z 4 publicznych uczniów: na pół roku 1, na rok 2, na zawsze 1.

Z externistów reprobowano 2 na rok, 2 na zawsze.

Z abiturientów, którzy zdali egzamin dojrzałości, udają się: na teologią 9, na prawa 13, na medycynę 4, na filozofią 2, do innych zawodów 2.

Wiek uczniów klasyfikowanych.

W klasie I.

Po 10 lat	miało	15	uczniów;
„ 11 „	„	14	„
„ 12 „	„	10	„
„ 13 „	„	4	„
„ 14 „	„	3	„
„ 15 „	„	2	„
razem		48	uczniów.

W klasie VIII.

Po 17 lat	miało	1	uczniów;
„ 18 „	„	5	„
„ 19 „	„	7	„
„ 20 „	„	4	„
„ 21 „	„	5	„
„ 22 „	„	7	„
„ 23 „	„	1	„
„ 24 „	„	2	„
„ 27 „	„	1	„
razem		33	

Pieniężne stosunki szkoły.

Datki na zbiory naukowe wynosiły . . .	377 złr.	— ct.
Wpisowe	226 „	80 „
Taxy za duplikaty świadectw	23 „	— „
razem . .	626 złr.	80 ct.

Szkolne wynosiło w ciągu roku szkolnego 2863 złr. w. a.
Stypendystów 14 otrzymało 1785 złr. w. a.
Kasa ubogich uczniów miała w ciągu roku:

dochód w kwocie	210 złr.	75 ct.
wydatki „ „	118 „	72 „

Zostaje na rok szk 1883. kwota 92 złr. 03 ct.
Fundusz Kopernika wynosi 432 złr. w. a.

Z końcem 2. półrocza płaciło szkolne 157 uczniów
„ „ „ wolnych od opłaty 176 „

Ogłoszenie.

Egzamina poprawcze odbywają się nieodwołalnie dnia 28. sierpnia, zapisy zaś uczniów 29., 30. i 31. sierpnia; późniejsze zgłoszenia się do zapisu mogą tylko z powodu ciężkiej słabości lub jakiegoś bardzo niezwykłego wypadku być uwzględnione. Uczniowie tutaj mieszkający mają zapisać się 29. sierpnia.

Po uroczystém nabożeństwie na dniu 1. września, o ½ do 9. rano rozpoczynają się egzamina wstępne do I. klasy i to, rano piśmienne — w którym to celu uczniowie zaopatrzą sie w przybory do pisania — po południu zaś ustne. Uczniowie ze szkół ludowych przedłożą świadectwo z ostatniego półrocza z zawartą tamże uwagą, że uczeń zamierza wstąpić do szkoły średniej.

Z *nauki religii* uczeń tyle ma posiadać wiadomości, ile w ogóle szkoła ludowa udziela.

W *języku polskim* wymaga sie biegłego czytania i pisania, znajomości głównych zasad nauki o formach, rozróżniania i analizy zdań, oraz ortografii.

Z *rachunków* 4 działania rachunkowe w całych liczbach i pewność w tabliczce mnożenia.

W *języku niemieckim*, ma uczeń umieć czytać, pisać, rozróżniać części mowy, odmieniać rzeczowniki, zaimki i czasowniki czynnie, a biernie przynajmniej w czasie teraźniejszym, nareszcie rozeznawać główne części pojedyńczego zdania.

Z innych zakładów przybywający uczniowie przedłożą prócz świadectwa szkolnego, (bez którego żaden uczeń przyjęty nie będzie), także metrykę; gdyby zaś przed zapisem dłuższy czas nie uczęszczali do szkół, wykażą się świadectwem pobytu przez gminę wystawionem, a przez c. kr. Starostwo potwierdzoném.

Wpisowe wynosi 2 złr. 10 ct., datek na zbiory 1 złr.; szkolne, które koniecznie 1. miesiąca każdego półrocza ma być uiszczone, wynosi 7 złr.

W Brzeżanach 20. września 1883 r.

Mateusz Kurowski
c. kr. dyrektor gimn.