

KOMITET WYDAWNICZY PODRĘCZNIKÓW AKADEMICKICH
PRZY MINISTERSTWIE WYZNAŃ RELIGIJNYCH I OŚWIECENIA PUBLICZNEGO

ZYGMUNT WEYBERG

OPTYKA KRYSTAŁÓW

OPIS ELEMENTARNY ZJAWISK ŚWIETLNYCH
W CIAŁACH KRYSTALICZNYCH

ZE 117-STOMA RYSUNKAMI W TEKSCIE
I Z 3-MA TABLICAMI JEDNOBARWNEMI



1932

NAKŁADEM KOMITETU WYDAWNICZEGO PODRĘCZNIKÓW AKADEMICKICH
SKŁAD GŁÓWNY W KASIE IM. MIANOWSKIEGO
WARSZAWA — PAŁAC STASZICA

BIBLIOTEKA UNIWERSYTECKA
im. Jerzego Giedroycia w Białymstoku



FUW0161820



276489



Wydano
z dubletów
B. U. W.

WYKONANO W DRUKARNI KASY IM. MIANOWSKIEGO. WARSZAWA, PALAC STASZICA.

b-159/04p

PRZEDMOWA

Rozporządzenie Ministra Wyznań Religijnych i Oświecenia Publicznego o programie studjów i egzaminów w zakresie kryształografji, mineralogji i petrografji na stopień magistra filozofji wymienia, między innemi, optykę kryształów jako przedmiot jednego z egzaminów. W języku ojczystym student nasz nie ma podręcznika ani tego przedmiotu ani pod tym tytułem. Należy więc dostarczyć mu takiej książki. Ponadto jest ona potrzebna studentom fizyki i chemji, wymienione bowiem rozporządzenie przepisuje im odbycie egzaminu z kryształografji, a optyka kryształów jest jednym z najważniejszych działów tej nauki.

Ponieważ wiadomości, wymagane na egzaminach rzeczonych, jako początkowych, z natury rzeczy mają być elementarne, więc książka niniejsza nie jest wykładem optyki kryształów w ścisłym tego słowa znaczeniu, nie jest, mianowicie, racjonalnym układem wywodu matematycznego i fizyczno-teoretyczną interpretacją własności optycznych stanu krystalicznego, lecz zawiera jedynie jakościowy opis zjawisk świetlnych, które zachodzą w ciałach krystalicznych, objaśniony zaledwie elementarnie, tak aby czytelnik rozumiał użycie mikroskopu polaryzacyjnego w badaniu skał i minerałów, oraz aby miał przystęp do pierwiastkowych ćwiczeń nad własnościami świetlnymi ciał optycznie różnokierunkowych. Opis taki, należycie przyswojony i wła-

snemi spostrzeżeniami poparty, młodocianemu fizykowi będzie niewątpliwie znacznym ułatwieniem w studjowaniu ścisłych traktatów cudzoziemskich o tym przedmiocie. W piśmiennictwie innych narodów opracowania tego rodzaju, poziomu i zakresu, jak niniejsze, są nader liczne i służą rozległym kołom czytelników.

Oprócz utyskiwań młodzieży na brak podręcznika w tym zakresie, główną pobudką napisania książki niniejszej było rozporządzenie wyżej wymienione. Przed egzaminem z optyki kryształów wyznacza ono egzamin z krystalografii. A więc podręcznik ten ułożyłem przedewszystkiem dla czytelników, znających «Krystalografję opisową» mego pióra, którą zjednoczone zakłady «Książnica-Atlas» we Lwowie i w Warszawie wydały roku 1925-tego. Liczyłem się jednak z tem, że optyka kryształów może zaciekać też czytelnika nieobebranego z krystalografją geometryczną i opisową. Do dziś bowiem panuje u nas niewłaściwy pogląd na krystalografję jako na umiejętność należącą do cyklu nauk mineralogicznych, a nie do zespołu nauk fizyko-matematycznych i fizyko-chemicznych, jak to jest w istocie rzeczy. Wymienione wyżej rozporządzenie też jest jednym z wyrazów tego poglądu, w największym bowiem wymiarze zaleca znajomość krystalografji mineralogom i petrografom, w mniejszym matematykom, obierającym krystalografję na przedmiot studjów dodatkowych, a w najmniejszej mierze fizykom. Właściwy byłby natomiast odwrotny wymiar tych wymagań.

Dawno już W. Voigt pisał, że fizycy w niejednym przypadku uniknęliby pracowitego dokonywania wielu spostrzeżeń kłopotliwych, gdyby należycie znali naukę o symetryczności ciała stałego. Z tego więc względu, aby treść książki niniejszej była zrozumiała osobom nieznającym podstaw i zasad krystalografji, poprzedziłem ją wstępem, zawierającym streszczenie nauki o symetryczności krystalograficznej.

«Optykę kryształów» napisałem w początku roku 1929-tego. Jako dokument chwili nie od rzeczy jest wyjaśnienie, dlaczego książka niniejsza pojawia się w trzy lata po ułożeniu.

Wykończywszy ją, odniosłem się do wszystkich nakładców, wydających polskie podręczniki przyrodnicze, zarówno do firm prywatnych, jak do instytucyj publicznych. Podalem rozporządzenie wyżej przytoczone, usprawiedliwiłem potrzebę podręcznika tego rodzaju i zaproponowałem ogłoszenie drukiem mego rękopisu. Wszystkie jednak te instytucje, firmy i osoby odmówiły wydania «Optyki kryształów», twierdząc, że w czasie obecnym książka tej treści nie będzie miała nabywców. Przyczem niektórzy nasi nakładcy, niepomni zasady: *qui tacet consentire videtur*, miesiącami nie odpowiadali na moje listy i dopiero po kilkakrotnych dopominaniach się odpowiedzi nadsyłali odmowę. Tylko Zakład Narodowy imienia Ossolińskich we Lwowie zgodził się wydać «Optykę kryształów», jeżeli wyjednam mu odpowiedni na to zasilek z Funduszu Kultury Narodowej. Zgłosiłem się więc do Dyrekcji tego Funduszu. Dyrekcja rzeczona skierowała «Optykę kryształów» do Wydziału nauki w Departamencie nauki i szkół wyższych Ministerstwa Wyznań Religijnych i Oświecenia Publicznego, a Wydział ten przekazał książkę niniejszą organizującemu się wtedy Komitetowi Wydawniczemu podręczników akademickich.

Korespondencja szła i płynął czas.

Habent sua fata libelli.

W zakładzie krystalograficznym
Uniwersytetu Jana Kazimierza
we Lwowie, w starym gmachu
przy ulicy świętego Mikołaja Nr. 4,
dnia 30-go listopada, roku 1931-go.

Z. Weyberg.

«Nissuna humana investigatione si po dimandare vera scientia, s'essa non passa per le mattematiche dimostrationi. e se tu dirai, che le scientie, che principiano e finiscono nella mente habbiano verità, questo non si concede, ma si niega, per molte raggioni. et prima, che in tali discorsi mentali non accade esperientia, senza la quale nulla da di se certezza».

Libro di pittura di M. Lionardo da Vinci, pittore et scultore fiorentino. Parte prima (1).

Quellenschriften für Kunstgeschichte. R. Eitelberger v. Edelberg. XV. Lionardo da Vinci. Das Buch von der Malerei. Nach dem Codex Vaticanus 1270 herausgegeben, übersetzt und erläutert von Heinrich Ludwig. W Wiedniu, u Wilhelma Braumüllera. 1882. Tom pierwszy, stronica czwarta.

SPIS RZECZY

WSTĘP.

	Str.
§ 1. Ciała bezpostaciowe i krystaliczne	1
§ 2. Definicja kryształu	2
§ 3. Sieć przestrzenna	3
§ 4. Płaszczyzna zwierciadlana	5
§ 5. Trzy przekształcenia symetryczne	6
§ 6. Kąty pomiędzy płaszczyznami zwierciadlanymi	7
§ 7. Jedenaście typów symetryczności	8
§ 8. Holosymetria i hemisymetria zupełna	9
§ 9. Hemisymetria niezupełna	10
§ 10. Tetartosymetria	11
§ 11. Trzydzieści dwa przypadki symetryczności krystalograficznej.	12
§ 12. Podział trzydziestu dwu rodzajów krystalograficznych na trój- skośne, jednoskośne, rombowe, tetragonalne, heksagonalne i regularne	13
§ 13. Symetryczność krystalograficzna i symetryczność fizyczna .	16

OPIS ZJAWISK ŚWIETLNYCH W CIAŁACH KRYSZTAŁICZNYCH.

I. WIADOMOŚCI PIERWIASTKOWE.

§ 14. Uwagi ogólne o zjawiskach świetlnych	24
§ 15. Pojęcia zasadnicze	25
§ 16. Spółczynnik załamania światła	27
§ 17. Pomiar współczynnika załamania najmnijeszem odchyleniem fali załamanej	30
§ 18. Pomiar współczynnika załamania zupełnem odbiciem wewnętr- nem	34
§ 19. Polaryzacja fali odbitej i załamanej	39
§ 20. Podwójne załamanie w kalcycie	42
§ 21. Pryzmat Nicola	45

II. KRYSZTAŁY OPTYCZNIE DWUOSIOWE.

	Str.
§ 22. Podział kryształów na trzy główne grupy optyczne	50
§ 23. Zarys ogólny własności optycznych kryształów trójskośnych, jednoskośnych i rombów	51
§ 24. Refrakcja koniczna, czyli załamanie stożkowe	62
§ 25. Zachowanie się przekroju eliptycznego kryształów optycznie dwuosiowych pomiędzy polaryzatorem i analizatorem	66
§ 26. Znikanie światła proste, symetryczne i skośne	69
§ 27. Barwy interferencyjne	72
§ 28. Barwy interferencyjne pomiędzy równoległymi pryzmatami Nicola	80
§ 29. Płytki kryształów dwuosiowych prostopadłe do jednej z pierwotnych osi optycznych	82
§ 30. Płytki, do pierwotnej osi optycznej prostopadłe, w snopie zbieżnych fal światła polaryzowanego	84
§ 31. Kąt pierwotnych osi optycznych	85
§ 32. Płytki prostopadłe do dwusiecznej kąta osi optycznych	91
§ 33. Pomiar kąta pierwotnych osi optycznych	92
§ 34. Odróżnianie dodatnich i ujemnych kryształów optycznie dwuosiowych	101
§ 35. Dyspersja osi optycznych, ich płaszczyzn, dwusiecznych i normalnej optycznej	106
§ 36. Polaryzacja kołowa	116

III. KRYSZTAŁY OPTYCZNIE JEDNOOSIOWE.

§ 37. Zarys ogólny symetryczności i orientacji optycznej kryształów trygonalnych, tetragonalnych i heksagonalnych	121
§ 38. Przekroje kołowe i eliptyczne kryształów optycznie jednoosiowych w równoległych i zbieżnych falach światła polaryzowanego	129
§ 39. Znak optyczny kryształów jednoosiowych i sposoby jego stwierdzenia	133
§ 40. Polaryzacja kołowa w kryształach optycznie jednoosiowych	135

IV. SPOSTRZEŻENIA I POMIARY OPARTE NA ZASADZIE KOMPENSACJI PODWÓJNEGO ZAŁAMANIA.

§ 41. Uzasadnienie przyrządów kompensacyjnych	140
§ 42. Staurosop Kobella	141
§ 43. Płytki dwoista Březiny	142
§ 44. Płytki dwoista Calderona	142
§ 45. Płytki Bertranda i okular Bertranda	143
§ 46. Czuły fiolet	144
§ 47. Płytki dwoista Bravais'a	145
§ 48. Polaryzator półcieniowy i bliźniący	146

	Str.
§ 49. Pomiar dwójłomności	146
§ 50. Klin kwarcowy	149
§ 51. Klin lyszczykowy Fiodorowa	153
§ 52. Kompensator Babineta	153
§ 53. Kompensatory obrotowe	155
§ 54. Oznaczenie kierunku mniejszej i większej sprężystości optycznej w przekroju eliptycznym	156
§ 55. Sposób Beckego oznaczania skaleń	158

V. PLEOCHROIZM.

§ 56. Absorbacja	160
§ 57. Rozpoznawanie pleochroizmu	164
§ 58. Pleochroizm sztuczny	167
§ 59. Pseudopleochroizm	167
§ 60. Barwy interferencyjne, pojawiające się bez użycia analizatora	168
§ 61. Pola pleochroiczne	169

VI. KRYSZTAŁY REGULARNE.

§ 62. Symetryczność kryształów regularnych	170
§ 63. Kryształy regularne kołowo polaryzujące	172
§ 64. Ciągłość zjawisk optycznych, a nieciągłość ustroju ciała stałego	175

VII. ANOMALJE OPTYCZNE.

§ 65. Znaczenie nazwy «anomalij optycznych»	176
§ 66. Cztery rodzaje anomalij optycznych	177

ZAKOŃCZENIE.

§ 67. Zmiany zachowania się optycznego ciał stałych ze zmianą temperatury	181
§ 68. Badanie i rozpoznawanie ciał krystalicznych	183
§ 69. Przyrządzenie preparatu mikroskopowego ze skały	184
§ 70. Sposób przybliżonego oznaczania współczynników załamania światła w preparatach mikroskopowych	185
§ 71. Badanie optyczne luźnych kryształów	187
§ 72. Schemat ogólny postępowania w badaniu optyczno-mikroskopowym kryształów	189
§ 73. Najważniejsze części mikroskopu polaryzacyjnego oraz niektóre sposoby ich sprawdzania i regulowania	193
§ 74. Zarys historyczny przebiegu odkryć i badań w optyce kryształów	203
§ 75. Wskazówki bibliograficzne	222
Skorowidz rzeczy	225
Skorowidz osób	236

USTERKI DOSTRZEŻONE

Na stronicy 53-ciej po wierszu 6-stym od dołu należy dodać co następuje.

«Kształt tej powierzchni możemy wyobrazić sobie przyjrawszy się dokładnie rysunkowi 39-mu. Odcinek mianowicie N_γ , przecinający się z osią OY przesuwamy równolegle samemu sobie po obwodzie koła na płaszczyźnie XOY tak aby ciągle pozostawał prostopadły do tej płaszczyzny aż do położenia N_γ przecinającego się z osią OX , potem dalej posuwamy ten odcinek po obwodzie elipsy tak aby ciągle przylegał do płaszczyzny XOZ i był styczny z obwodem elipsy tak aby wreszcie przysłał do odcinka N_α przecinającego się z osią OZ . Dalej N_α prostopadły do płaszczyzny YOZ przesuwamy równolegle po obwodzie koła aż do położenia N_α przecinającego się z osią OY , potem N_α leżący na płaszczyźnie XOY ślizgamy aż do N_β przecinającego się z OX , następnie tak samo N_β przesuwamy równolegle aż do N_β przecinającego się z osią OZ i wreszcie N_β przecinające się z osią OZ ślizgamy po płaszczyźnie ZOY aż do przystania z N_γ na osi OY , od którego rozpoczęliśmy. Jeżeli wyobrazimy sobie ponadto przesuwanie owo po krzywych powierzchniach pomiędzy przekrojami XOY , XOZ , YOZ , to stanie się nam jasne, że otrzymamy dwie powłoki o jednym punkcie wspólnym na płaszczyźnie XOZ . Gdy to samo wyobrazimy sobie w oktantach pozostałych, to będziemy mieli pojęcie o tej dwupowłokowej powierzchni, której dwie powłoki mają cztery punkty wspólne na płaszczyźnie XOZ ».

Na stronicy 54-ej w wierszu 4-tym od dołu zamiast «*pierwotnych*» ma być «*wtórnych*».

Na stronicy 88-smej w wierszu 2-gim od góry zamiast «ogólne» ma być «środkowe».

Na stronicy 108-smej w wierszu 2-gim od dołu zamiast «czyniacemu» ma być «czyniącego».

Na stronicy 117-stej w wierszu 12-stym od dołu zamiast «głównemi» ma być «głównemu».

W S T Ę P

§ 1. **Ciała bezpostaciowe i krystaliczne.** Różne substancje ciekłe różnie zachowują się z obniżeniem temperatury.

Roztopione szkliwa, żywice, smoly, gdy stygną, stopniowo gęstnieją i twardnieją, stając się wreszcie ciałami takimi jak szkło lub kalafonja. Stwardniawszy zachowują one kształt kropel lub naczyń, w którym stygły. Od stwardnienia takich cieczy powstają ciała, którym dajemy nazwę *bezzpostaciowych* czyli *amorfnych* ($\eta \mu\omicron\rho\phi\eta = \text{postać}$).

Bardzo wielka liczba substancyj ciekłych zachowuje się wprost przeciwnie. Stygnąc pozostają one cieczami ruchliwymi i dopiero pod stałym ciśnieniem w pewnej temperaturze, stałej i charakterystycznej względem każdej cieczy, raptownie zmieniają gęstość i zarazem się zestalają, czyli krzepną.

Najlepiej znanym przykładem takich substancyj jest woda, która, jak wiemy, pod ciśnieniem jednej atmosfery w temperaturze 0°C przeistacza się w lód, ciało stałe objętości prawie o jedną jedenastą większej od objętości wody ciekłej w tej samej temperaturze i pod tem samym ciśnieniem. Substancje tego drugiego rodzaju, krzepnąc, stają się *krystaliczne*, przybierają mianowicie postać wielościianów rodzimych, zwanych kryształami ($\eta \kappa\rho\varsigma\tau\alpha\lambda\lambda\omicron\varsigma = \text{lód}$).

Ponadto ciała krystaliczne różnią się od bezpostaciowych stosunkiem do rozpuszczalników.

Ciała bezpostaciowe rozpuszczają się w rozpuszczalnikach we wszystkich stosunkach.

Jeżeli ciało bezpostaciowe rozpuścimy w jakiejś cieczy, np. żywicy w spirytusie, a potem dolejemy do tego roztworu cieczy innej, w której ciało bezpostaciowe się nie rozpuszcza, np. wody

do spirytusowego roztworu żywicy, to wydziela się ono w postaci kropelek kulistych.

Ciała krystaliczne natomiast w każdej temperaturze i pod każdym ciśnieniem, w każdym rozpuszczalniku rozpuszczają się tylko do pewnego kresu, stalego i charakterystycznego u każdej substancji rozpuszczającej się i rozpuszczającej w tej temperaturze i pod tem ciśnieniem, tworząc tak zwany roztwór nasycony.

Gdy temperatura roztworu nasyconego się obniża, lub gdy rozpuszczalnik zeń paruje, roztwór staje się przesycony i wydziela substancję stałą w stanie kryształów. Kryształy wydzielają się również, gdy do roztworu ciała krystalicznego dolewamy cieczy, w której ono się nie rozpuszcza. Tak np. dodanie dostatecznej ilości stężonego kwasu solnego lub spirytusu do nasyconego roztworu chlorku sodowego NaCl w wodzie wywołuje wydzielanie się pyłku mikroskopowych sześcianów tej soli.

§ 2. Definicja kryształu. Ciała bezpostaciowe i krystaliczne różnią się nie tylko postacią i stosunkiem do stanu ciekłego, ale również własnościami fizycznymi. Szkliwa, żywice, smoly od uderzeń pękają powierzchniami nierównymi, przypadkowymi, nieregularnymi. Spójność ich jest naogół równa we wszystkich kierunkach. Mówimy o nich, że są one równokierunkowe czyli izotropne¹⁾ (ἴσος = równy, ὁ τρόπος = kierunek). Ciałom krystalicznym natomiast jest właściwa łupliwość: pękanie równoległymi płaszczyznami. W kierunkach prostych do płaszczyzn łupliwości spójność kryształów jest mała, a w kierunkach innych wielka. Ponadto jest ona równa w kierunkach równoległych i symetrycznych (σύν = razem, μέτρον = miarę). Kryształy np. halitu (soli kamiennej, rodzimego chlorku sodowego) łupią się zgodnie ze ścianami sześcianu umiarowego. Ściany te są symetryczne, bo przystają do siebie nawzajem, gdy obracamy

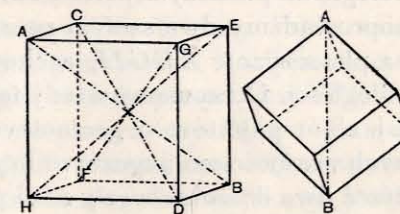
¹⁾ Wielu pisze i mówi »izotropowe«, mnie wszakże wydaje się słuszne urabianie wyrazów pochodzenia obcego na wzór wyrazów rdzennie polskich sposobem właściwym polszczyźnie od czasów najdawniejszych. Jeżeli więc mamy wyraz »okropny« i »rozropny«, to należy korzystać z gotowego już zespołu dźwiękowego i mówić a także pisać »izotropny«, »anizotropny«, »morfotropny« i t. p.

sześcian dokola jednej z czterech jego przekątnych AB , CD , EH lub GF rys. 1. Kryształy kalcytu (jednego ze stanów rodzimych węglanu wapnia CaCO_3) są łupliwe równoległe do ścian romboedru, które są symetryczne względem osi AB rys. 2 i t. p.

Nietylko spójność lecz i wiele innych własności każdego kryształu jest zmienne w kierunku, ale wszystkie one są jednakowe w kierunkach równoległych i symetrycznych.

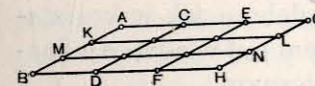
Ciało o jednakowych własnościach w kierunkach równoległych nazywamy jednoroдным, jeżeli zaś własności jego są zmienne z kierunkiem, to przystoi mu ponadto nazwa różnokierunkowego (anizotropnego). A więc kryształ jest to ciało fizycznie jednorodne różnokierunkowe, którego własności są jednakowe w kierunkach równoległych i symetrycznych, a różne w kierunkach nierównoległych i niesymetrycznych.

§ 3. Sieć przestrzenna. Na płaszczyźnie rys. 3 położmy szereg prostych równoległych i równoodległych AB , CD , EF , GH , poczem przetnijmy go szeregiem prostych też równoległych i równoodległych AG , KL , MN , BH . Te dwa szeregi prostych, przecinając się wzajemnie, tworzą punkty ułożone jedno-



Rys. 1.

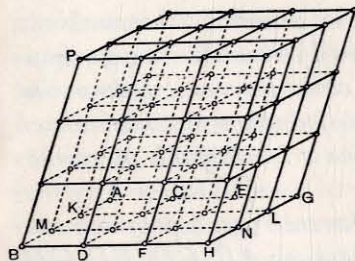
Rys. 2.



Rys. 3.

stajnie na płaszczyźnie. Jeżeli przez dwa dowolne punkty rzeczzone poprowadzimy prostą i przesuniemy wzdłuż niej płaszczyznę tak, aby jeden z tych punktów przystał do drugiego, to wszystkie punkty pozostałe też przystaną wzajemnie do siebie, czyli cała płaszczyzna omawiana przystanie do siebie, albo, innymi słowy, sama w sobie się przekształci. Płaszczyznę taką nazywamy siecią płaską, a punkty sieć tę tworzące noszą nazwę punktów homologicznych (ὁμόλογος zgodny) albo węzłów. Każda prosta przez dwa węzły przeprowadzona zwie się rzędem sieci.

Następnie przez dowolny węzeł sieci płaskiej B poprowadźmy prostą BP rys. 4, przecinającą się z płaszczyzną $ABGH$ pod kątem większym od zera, podzielmy ją na odcinki równe i przez koniec każdego odcinka poprowadźmy płaszczyznę równoległą do płaszczyzny $ABGH$, oraz na każdej z tych płaszczyzn poprowadźmy dwa szeregi prostych równoległych do prostych na płaszczyźnie $ABGH$, zachowując pomiędzy nimi te same odległości. Otrzymamy wtedy tak zwaną sieć przestrzenną, t. j. zbiór punktów o geometrycznych własnościach analogicznych własnościom fizycznym kryształu. Prosta, przeprowadzona przez dwa dowolne węzły sieci przestrzennej, inne węzły dzieli na odcinki tej samej długości, co każdą inną do niej równoległą,



Rys. 4.

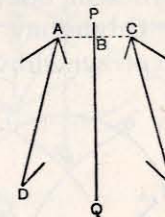
Jeżeli założymy sieć przestrzenną o kątach pewnej wartości, np. 90° albo 60° , to otrzymamy niektóre rzędy symetryczne, a zarazem równe acz nierównoległe, podobnie jak w kryształach widzimy, że symetrycznym kierunkom jest właściwe jednakowe zachowanie się pod względem fizycznym.

Wobec analogji, zachodzącej pomiędzy własnościami geometrycznymi sieci przestrzennej i własnościami fizycznymi kryształów, przypisujemy kryształom ustrój sieciowy, to jest sądzimy, że cząstki materji, z których kryształ się składa, nie leżą w nim bezładnie, lecz są uporządkowane na podobieństwo węzłów sieci przestrzennej. Dowodem prawdziwości tego sądu jest zarówno niesprzeczność twierdzeń krystalografji teoretycznej, jak zgodność ich z wynikami spostrzeżeń.

przeprowadzoną przez dwa inne węzły. Podobnie kryształ na prostej, dowolnie w nim obranej, okazuje takie same własności fizyczne jak na każdej innej prostej równoległej. Rzędy natomiast nierównoległe dzielą się węzłami na odcinki nierówne, podobnie jak w kryształach proste nierównoległe naogół są kierunkami odmiennych własności fizycznych.

Różnym kryształom jest właściwy różny rodzaj symetryczności, jak to wiemy np. z łupliwości soli kamiennej i kalcytu. Rozważmy więc, jakie są możliwe rodzaje symetryczności ciał o takich własnościach fizycznych, które są analogiczne geometrycznym własnościom sieci przestrzennej.

§ 4. Płaszczyzna zwierciadlana. Wyobraźmy sobie taki zbiór punktów, w którym każdemu punktowi A rys. 5 jest przyporządkowany punkt C po drugiej stronie płaszczyzny PQ , leżący na prostej AC prostopadłej do płaszczyzny PQ w tej samej odległości AB od niej co i punkt C . Płaszczyznę PQ nazywamy płaszczyzną zwierciadlaną. Innymi słowy, jeżeli jakąś płaszczyznę mamy za zwierciadlaną, to znaczy, że po obu jej stronach wyobrażamy sobie przestrzeń nieciągłą o własnościach dopiero co wymienionych, czyli, wyrażając się pogładowo, wyobrażamy sobie, że płaszczyźnie zwierciadlanej po obu jej stronach są przyporządkowane utwory symetrycznie równe i symetrycznie leżące, t. j. będące wzajemnem odzwierciedleniem, takie np. jak AD i CE na rys. 5. Z tego wynika, że dwie przecinające się z sobą płaszczyzny zwierciadlane powtarzają się naokoło prostej ich przecięcia się jak w kalejdoskopie, a gdy jest pomiędzy nimi jakiś utwór, to i on powtarza się wraz z niemi.

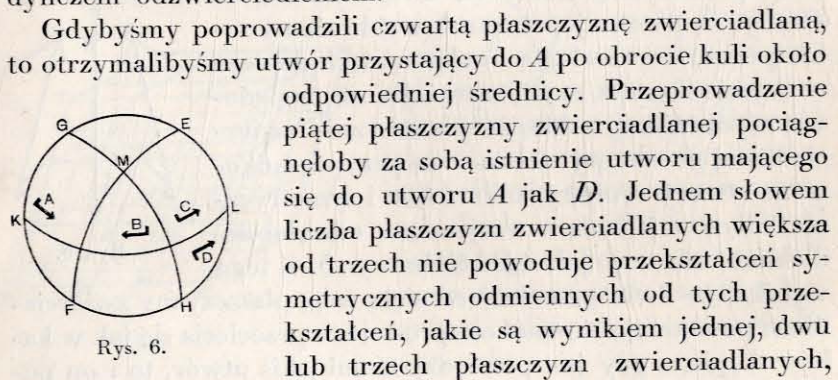


Rys. 5.

Jeżeli więc założymy jakiś wektor, t. j. odcinek prostej określonego kierunku i długości, oraz przez jeden z jego końców poprowadzimy jedną lub kilka przecinających się płaszczyzn zwierciadlanych, to wektor ten, płaszczyznami zwierciadlanymi powtórzony, wraz z nawzajem w sobie odzwierciedlającymi się płaszczyznami zwierciadlanymi, utworzy zbiór wektorów, wychodzących z jednego punktu, równych i symetrycznych.

Gdy założymy wszystkie skojarzenia płaszczyzn zwierciadlanych zgodne z zasadą sieci przestrzennej, czyli z jednorodnością i anizotropją ciała krystalicznego, to otrzymamy wszystkie rodzaje symetryczności krystalograficznej.

§ 5. **Trzy przekształcenia symetryczne.** Na powierzchni kuli rys. 6 wyobraźmy sobie utwór A . Przez środek tej kuli poprowadźmy płaszczyznę zwierciadlaną EF . Pociąga to za sobą zbudowanie utworu B . Za utworem B przez środek kuli przeprowadźmy drugą płaszczyznę zwierciadlaną GH , co pociąga za sobą istnienie utworu C przystającego do utworu A po obrocie kuli dookoła średnicy M o kąt dwa razy większy od kąta FMH , jak to wynika z definicji płaszczyzny zwierciadlanej i jest widoczne z rysunku. Poprowadzenie trzeciej płaszczyzny zwierciadlanej KL pociąga za sobą istnienie utworu D , który nie przekształca się w utwór A ani obrotem ani pojedynczym odzwierciedleniem.



Rys. 6.

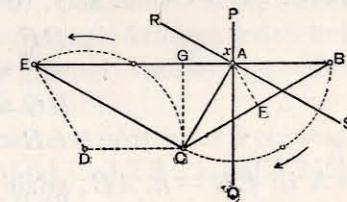
Gdybyśmy poprowadzili czwartą płaszczyznę zwierciadlaną, to otrzymalibyśmy utwór przystający do A po obrocie kuli około odpowiedniej średnicy. Przeprowadzenie piątej płaszczyzny zwierciadlanej pociągnęłoby za sobą istnienie utworu mającego się do utworu A jak D . Jednym słowem liczba płaszczyzn zwierciadlanych większa od trzech nie powoduje przekształceń symetrycznych odmiennych od tych przekształceń, jakie są wynikiem jednej, dwu lub trzech płaszczyzn zwierciadlanych, przecinających się w jednym punkcie i nie w jednej prostej t. j. tworzących trójkąt sferyczny czyli kąt bryłowy.

Przekształcenie jedną płaszczyzną zwierciadlaną nazywamy odbiciem, dwiema obrotami, trzema inwersją (inverto = wywracam na nice, inversus = obrocony nawspak).

Innymi słowy, jeżeli płaszczyznę zwierciadlaną mianujemy płaszczyzną odbicia, to istnienie fizyczne przypisujemy utworom leżącym po obu jej stronach. Jeżeli dwie płaszczyzny zwierciadlane mamy za płaszczyzny obrotu, to fizycznie istnieją tylko utwory na zewnątrz nich leżące, np. A i C rys. 6, a utworu B pomiędzy nimi niema w rzeczywistości. Jeżeli wreszcie zakładamy płaszczyzny inwersji, to przypisujemy fizyczne istnienie tylko odzwierciedleniu ostatecznemu np. A i D rys. 6, utwory

zaś wewnątrz nich leżące B i C mamy za urojone, pomocnicze, konieczne jedynie do przekształcenia A w D , czyli do wyvodu utworu D z A lub A z D , ale nie istniejące w rzeczywistości i fizycznego znaczenia nie mające.

§ 6. **Kąty pomiędzy płaszczyznami zwierciadlanymi.** Z definicji płaszczyzny zwierciadlanej wynika wzajemne odzwierciedlanie się płaszczyzn zwierciadlanych, czyli symetryczne ich powtarzanie się dookoła prostych, na których się one przecinają, jeżeli założymy ich więcej od jednej. Powtarzanie się tych płaszczyzn zgodne z istotą sieci przestrzennej, a więc z jednorodnością kryształu, zachodzi tylko w skończonej liczbie skojarzeń o pewnych kątach pomiędzy płaszczyznami zwierciadlanymi.



Rys. 7.

Sieć przestrzenna symetryczna względem jednej lub kilku przecinających się płaszczyzn zwierciadlanych przekształca się odzwierciedleniami, obrotami lub inwersjami w samą siebie wtedy, gdy temi samymi operacjami przekształca się w samą siebie każda jej sieć płaska. Jeżeli więc znajdziemy kąty pomiędzy płaszczyznami zwierciadlanymi niesprzeczne z zasadami dowolnej sieci płaskiej, to będą one zgodne z istotą sieci przestrzennej.

Niech będzie więc sieć płaska rys. 7 symetryczna względem prostopadłych do niej dwu płaszczyzn zwierciadlanych PQ i RS przechodzących przez węzeł A i tworzących kąt α . A zatem omawiana sieć płaska przystaje sama do siebie po obrocie o kąt 2α (§ 5) około prostej, do niej prostopadłej, przecinającej ją w węźle A . Innymi słowy, jeżeli w rzędzie EB węzłem najbliższym do A jest węzeł B , to na odległości łuku $BC = 2\alpha$ o promieniu AB w sieci tej jest rząd CD przystający do rzędu EB , w którym węzeł C jest homologiczny węzłowi B , a węzeł D węzłowi A . Jeżeli wszakże węzeł D jest homologiczny węzłowi A , to po obrocie w kierunku przeciwnym o kąt 2α około normalnej D rząd DC przystaje do rzędu EB , czyli w rzędzie EB

na odległości łuku $CE = 2x$ o promieniu DC jest węzeł E . Z istoty sieci wynika, że EB jest całkowitą wielokrotnością odcinka AB , t.j. że $EB = n \cdot AB$, gdzie n jest liczbą całkowitą.

Znajdźmy zależność pomiędzy wartością liczby n i wartością kąta x .

Trójkąt ABC jest równoramienny. Równoramienny jest również trójkąt BCE . Ponieważ kąt $\angle ABC$ przyległy do podstaw tych trójkątów jest spólny, przeto ich kąty wierzchołkowe, t.j. przeciwległe podstawom, są równe: $\angle BAC = \angle BCE = 2x$. Gdy z ich wierzchołków spuścimy piony na podstawy: $AF \perp CB$ i $CG \perp BE$, to staje się oczywiste, że:

$$\begin{aligned} BF &= \sin x \cdot AB \\ BC &= 2 \sin x \cdot AB \\ BG &= 2 \sin^2 x \cdot AB \\ EB &= 4 \sin^2 x \cdot AB. \end{aligned}$$

A że $EB = n \cdot AB$, gdzie n jest liczbą całkowitą, więc

$$4 \sin^2 x = \text{liczbie całkowitej.}$$

A zatem, tylko te kąty pomiędzy płaszczyznami zwierciadlanymi są niesprzeczne z siecią przestrzenną, czyli z jednorodnością ciała krystalicznego, których wartość spełnia równanie przed chwilą podane.

Ponieważ $\sin^2 x$ jest to liczba nie większa od jedności i nie mniejsza od zera, więc $4 \sin^2 x$ jest nie większe od czterech i nie mniejsze od zera. Kładąc przeto w równaniu $4 \sin^2 x = n$ wartości $n = 4, 3, 2, 1, 0$ otrzymujemy wartości $x = 90^\circ, 60^\circ, 45^\circ, 30^\circ$ i 0° czyli 180° albo $x = \frac{1}{2}\pi, \frac{1}{3}\pi, \frac{1}{4}\pi, \frac{1}{6}\pi$ i $\frac{1}{1}\pi$.

§ 7. Jedenaście typów symetryczności. Wziawszy jedną płaszczyznę zwierciadlaną, t.j. kąt 180° , oraz kojarząc płaszczyzny zwierciadlane pod kątami $90^\circ, 60^\circ, 45^\circ$ i 30° po dwie i po trzy, otrzymujemy jedenaście typów symetryczności: jedną płaszczyznę zwierciadlaną, cztery skojarzenia po dwie płaszczyzny i sześć trójkątów sferycznych, będących połączeniami trzeciej klasy elementów $90^\circ, 60^\circ, 45^\circ$ i 30° z powtórzeniami, spełniających warunek, że wypadkowa kątów trójkąta sferycznego jest większa od 180° , mianowicie: I) $90^\circ 90^\circ 90^\circ$, II) $60^\circ 90^\circ 90^\circ$, III) $45^\circ 90^\circ$

90° , IV) $30^\circ 90^\circ 90^\circ$, V) $60^\circ 90^\circ 60^\circ$, VI) $45^\circ 90^\circ 60^\circ$. Następne połączenie $30^\circ + 90^\circ + 60^\circ = 180^\circ$ już nie jest trójkątem sferycznym, a także wszystkie pozostałe, wypadkowa ich bowiem od 180° jest mniejsza.

Ponieważ kąty omawiane są ułamkami: $\frac{1}{1}\pi, \frac{1}{2}\pi, \frac{1}{3}\pi, \frac{1}{4}\pi, \frac{1}{6}\pi$, więc w parach płaszczyzn oznaczamy je mianownikami tych ułamków, a w trójkątach odpowiednimi liczbami oznaczamy boki przeciwległe danemu ułamkowi π , np. symbol $\sigma[6]$ oznacza kąt $\frac{1}{6}\pi = 30^\circ$, a $\sigma[622]$ jest to symbol trójkąta sferycznego o jednym boku przeciwległym kątowi $\frac{1}{6}\pi = 30^\circ$ i o dwu przeciwległych kątach prostym $\frac{1}{2}\pi = 90^\circ$, podobnie jak np. znak $\sigma[423]$ jest symbolem trójkąta sferycznego, którego jeden bok jest przeciwległy kątowi $\frac{1}{4}\pi = 45^\circ$, drugi kątowi $\frac{1}{2}\pi = 90^\circ$ a trzeci jest przeciwległy kątowi $\frac{1}{3}\pi = 60^\circ$.

Symbole więc omówionych jedenastu typów symetryczności są: $\sigma[1]$, $\sigma[2]$, $\sigma[3]$, $\sigma[4]$, $\sigma[6]$, $\sigma[222]$, $\sigma[322]$, $\sigma[422]$, $\sigma[622]$, $\sigma[323]$, $\sigma[423]$.

§ 8. Holosymetria i hemisymetria zupełna. Jeżeli w wymienionych typach symetryczności każdej płaszczyźnie zwierciadlanej przypiszemy charakter płaszczyzny odbicia, to otrzymamy jedenaście przypadków holosymetrycznych. Oznaczamy je symbolami: $S(1)$, $S(2)$, $S(3)$, $S(4)$, $S(6)$, $S(222)$, $S(322)$, $S(422)$, $S(622)$, $S(323)$, $S(423)$.

Nazwa holosymetrycznych ($\sigma\lambda\sigma$ = cały) przystoi tym przypadkom dlatego, bo każde powtórzenie utworu w nich założonego ma wartość rzeczywistą, to jest istnienie fizyczne.

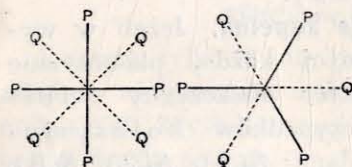
Gdy każdej płaszczyźnie zwierciadlanej nadamy znaczenie płaszczyzny obrotu, to otrzymamy jedenaście przypadków symetryczności, których zbiór nazywamy hemisymetrią zupełną ($\eta\mu\sigma\sigma$ = połówkowy, połowiczny) ponieważ w każdym z tych przypadków wartość rzeczywistą czyli istnienie fizyczne ma tylko co drugie powtórzenie. Tak np. w przypadku holosymetrycznym $S(423)$ dowolny odcinek prostej w polu trójkąta założony ze wszystkimi swymi powtórzeniami tworzy zbiór czterdziestuosmiu wektorów symetrycznych, a w przy-

padku hemisymetrycznym $S(4'2'3')$ zbiór ten składa się tylko z dwudziestuczeretech wektorów.

Przypadki hemisymetrii zupełnej oznaczamy symbolami: $S(1')$, $S(2')$, $S(3')$, $S(4')$, $S(6')$, $S(2'2'2')$, $S(3'2'2')$, $S(4'2'2')$, $S(6'2'2')$, $S(3'2'3')$, $S(4'2'3')$.

§ 9. Hemisymetria niezupełna. Pojęcie płaszczyzny obrotu wymaga tylko dwu płaszczyzn zwierciadlanych, a więc w trójkątach sferycznych możemy dwu bokom nadać charakter płaszczyzn obrotu, a trzeciemu bokowi charakter płaszczyzny odbicia. Ze względu jednak na kalejdoskopowe powtarzanie się trójkątów odzwierciedlaniem się w ich własnych bokach należy to robić tak, aby założony bok i jego ciąg dalszy, kalejdoskopowem powtórzeniem otrzymany, był tego samego charakteru: albo płaszczyzną odbicia, albo płaszczyzną obrotu.

Jeżeli kąt pomiędzy płaszczyznami zwierciadlaniem jest parzystą częścią półkola, to dalsze ciągi jego boków, po kalejdoskopowem powtórzeniu, są jedna-



Rys. 8.

Rys. 9.

kowego charakteru z założonymi pierwotnie, to jest czy oba boki są płaszczyznami obrotu czy też jeden jest płaszczyzną obrotu a drugi płaszczyzną odbicia rys. 8.

Gdy natomiast kąt jest nieparzysty, $\frac{1}{3}\pi$, to oba jego boki muszą być jednakowe. Gdybyśmy bowiem jeden bok zrobili płaszczyzną obrotu Q rys. 9, a drugi płaszczyzną odbicia P , to w ich powtórzeniu kalejdoskopowem otrzymalibyśmy sprzeczność: trzy przecinające się płaszczyzny, które zarazem byłyby płaszczyznami obrotu (linje kropkowane rys. 9) i płaszczyznami odbicia (linje ciągłe).

W myśl tego trójkąt $\sigma[222]$ może dać jeden przypadek hemisymetrii niezupełnej $S(2'2'2')$.

Trójkąt $\sigma[322]$ może stać się przypadkiem $S(3'2'2')$, w którym oba boki (2) przylegające do kąta $\frac{1}{3}\pi$ są płaszczyznami obrotu, a bok (3) przeciwległy kątowi $\frac{1}{3}\pi$, t. j. przyległy dwu kątom prostym $\frac{1}{2}\pi$, jest płaszczyzną odbicia.

Trójkąty $\sigma[422]$ i $\sigma[622]$, jako zawierające tylko parzyste kąty, mogą dać po dwa przypadki hemisymetrii niezupełnej: $S(4'2'2')$ i $S(6'2'2')$ oraz $S(6'2'2')$ i $S(6'2'2')$.

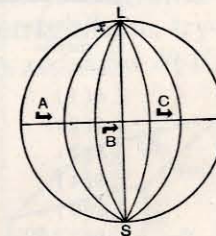
Trójkątu $\sigma[323]$ nie możemy poddać warunkowi hemisymetrii niezupełnej, bo zawiera on dwa kąty, będące nieparzystą częścią półkola.

Wreszcie w typie $\sigma[423]$ możliwy jest jeden przypadek hemisymetrii niezupełnej $S(4'2'3')$.

A więc przypadków hemisymetrii niezupełnej jest siedm: $S(2'2'2')$, $S(3'2'2')$, $S(4'2'2')$, $S(4'2'2')$, $S(6'2'2')$, $S(6'2'2')$, $S(4'2'3')$.

§ 10. Tetartosymetria. Oprócz odbicia i obrotu jest jeszcze inwersja, która wymaga trzech płaszczyzn zwierciadlanych, tworzących trójkąt sferyczny. Rozważmy, które trójkąty sferyczne możemy poddać warunkowi inwersji.

Na powierzchni kuli rys. 10 niech leży utwór A i obok niego na tej powierzchni niech będzie trójkąt płaszczyzn inwersji oraz jego powtórzenia kalejdoskopowe. Widzimy, że inwersja utworu A w utwór B dalszemi powtórzeniami trójkąta inwersyjnego wywołuje istnienie utworu C , który przystaje do utworu A po obrocie kuli około średnicy LS o kąt cztery razy większy od kąta płaszczyzn inwersji przecinających się na prostej LS . Wszystkie utwory na całej powierzchni kuli przystają same do siebie po obrocie kuli dookoła średnicy LS o kąt $4x$, a w pełnym obrocie przystawanie to zachodzi φ razy, gdzie $\varphi = 2\pi : 4x$.



Rys. 10.

Jeżeli x jest nieparzysta część półkola, czyli gdy $x = \pi : (2n - 1)$ gdzie n jest liczba całkowita, to przystawanie następuje po obrocie o kąt $4\pi : (2n - 1)$ i zachodzi razy $\varphi = (2n - 1) : 2$, co jest sprzeczne z pojęciem przystawania po obrocie, bo φ jest liczba całkowita, a $(2n - 1) : 2$ jest ułamek.

Jeżeli natomiast kąt x w trójkącie inwersyjnym jest parzysta część półkola $x = \pi : 2n$, to $4x = 4\pi : 2n$ i $\varphi = n$ liczba całkowita, co nie jest sprzeczne z pojęciem przystawania.

Widzimy więc, że warunkowi inwersji podlegają jedynie te trójkąty $\sigma[pqr]$, których wszystkie kąty są parzystymi częściami półkola, a więc są tylko trzy takie przypadki: $S(2''2''2'')$, $S(4''2''2'')$ i $S(6''2''2'')$.

Trzy te przypadki symetryczności nazywamy tetartosymetrią ($\tau\acute{\epsilon}\tau\alpha\rho\tau\omicron\varsigma$ = czwarty), bo fizyczne istnienie przybiera tylko co czwarte odzwierciedlenie. Jeżeli np. założymy wektor w polu trójkąta $S(6\ 2\ 2)$, to otrzymamy zbiór dwudziestu czterech wektorów równych i symetrycznych, a w przypadku $S(6''2''2'')$ jest ich tylko sześć.

§ 11. **Trzydzieści dwa przypadki symetryczności krystalograficznej.** Udowodniliśmy istnienie jedenastu przypadków holosymetrycznych, jedenastu przypadków hemisymetrii zupełnej, siedmiu przypadków hemisymetrii niezupełnej i trzech przypadków tetartosymetrycznych, co stanowi razem *trzydzieści dwa* przypadki symetryczności krystalograficznej. Symbole tych przypadków mamy zebrane w tablicy następującej.

Holosymetria	Hemisymetria			Tetartosymetria
	zupełna	niezupełna		
$S(1)$	$S(1')$			
$S(2)$	$S(2')$			
$S(3)$	$S(3')$			
$S(4)$	$S(4')$			
$S(6)$	$S(6')$			
$S(2'2'2')$	$S(2'2'2')$	$S(2'2'2')$		$S(2''2''2'')$
$S(3'2'2')$	$S(3'2'2')$	$S(3'2'2')$		
$S(4'2'2')$	$S(4'2'2')$	$S(4'2'2')$	$S(4'2'2')$	$S(4''2''2'')$
$S(6'2'2')$	$S(6'2'2')$	$S(6'2'2')$	$S(6'2'2')$	$S(6''2''2'')$
$S(3'2'3')$	$S(3'2'3')$			
$S(4'2'3')$	$S(4'2'3')$		$S(4'2'3')$	

W celu ułatwienia klasyfikacji przypadków symetryczności krystalograficznej tablicę powyższą, przydatną jako pomocniczy środek mnemoniczny, układamy tak, aby symbole przypadków o pewnych wspólnych cechach geometrycznych były obok siebie.

Właściwości fizyczne każdego znanego nam ciała krystalicznego odpowiadają jednemu z wymienionych przypadków syme-

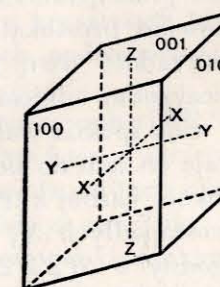
tryczności. Nie znamy ponadto ani jednego kryształu, którego właściwości fizyczne wychodziłyby poza te przypadki.

$S(1)$	$S(1')$	$S(2\ 2\ 2)$	$S(2'2'2')$	$S(2'2'2')$		$S(2''2''2'')$
$S(2)$	$S(2')$					
$S(4)$	$S(4')$	$S(4\ 2\ 2)$	$S(4'2'2')$	$S(4'2'2')$	$S(4'2'2')$	$S(4''2''2'')$
$S(3)$	$S(3')$	$S(3\ 2\ 2)$	$S(3'2'2')$		$S(3\ 2'2')$	
$S(6)$	$S(6')$	$S(6\ 2\ 2)$	$S(6'2'2')$	$S(6'2'2')$	$S(6'2'2')$	$S(6''2''2'')$
		$S(3\ 2\ 3)$	$S(3'2'3')$			
		$S(4\ 2\ 3)$	$S(4'2'3')$	$S(4'2'3')$		

Zbiór wszystkich ciał krystalicznych, których kryształy są zgodne z jednym przypadkiem symetryczności, nazywamy rodzajem krystalograficznym i oznaczamy takim samym symbolem $S(p)$ czy też $S(pqr)$.

Rodzaje krystalograficzne możemy podzielić na grupy obejmujące po kilka lub nawet kilkanaście rodzajów o niektórych wspólnych cechach geometrycznych.

§ 12. **Podział trzydziestu dwu rodzajów krystalograficznych na trójskośne, jednoskośne, rombowe, tetragonalne, trygonalne, heksagonalne i regularne.** Kryształy rodzajów $S(1')$ i $S(2''2''2'')$ w postaci najprostszej są skośnym równoległościanem rys. 11. Krawędzie tego równoległościanu, schodzące się w jednym narożu, tworzą kąty nierówne kątowi prostemu. Każda para ścian nie jest prostopadła do dwu par pozostałych. Kryształy rodzajów $S(1')$ i $S(2''2''2'')$ nazywamy trójskośnymi.

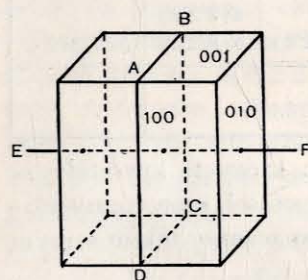


Rys. 11.

Przez środek równoległościanu rys. 11 poprowadzmy trzy osi równoległe do trzech czwórek jego krawędzi. Oś X skierowaną do nas nazwijmy osią pierwszą, oś Y biegnącą w prawo i w lewo nazwijmy drugą, a oś Z , pionowa, niechaj będzie trzecia. Ściana przednia przecina oś pierwszą, natomiast nie przecina osi drugiej i trzeciej, bo jest do nich równoległa. Ścianę tę przeto możemy oznaczyć symbolem $(1\ 0\ 0)$ »jeden,

zero, zero». Wtedy ścianie bocznej przypadnie symbol (010) , a górnej (001) .

Kryształy o symetryczności rodzajów $S(1)$, $S(2')$ i $S(2'2'2)$ są jednoskośne. W przypadku najprostszym możemy je przedstawić jako równoległoscian rys. 12, w którym ściana

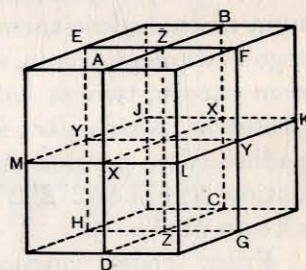


Rys. 12.

(010) tworzy kąt prosty ze ścianami (100) i z (001) , a kąt pomiędzy ścianami (001) i (100) jest nierówny prostemu. Wielościan ten czyni zadość płaszczyźnie odbicia $ABCD$ t.j. warunkowi $S(1)$, obrócony ponadto o π dookoła prostej EF przystaje sam do siebie t.j. spełnia warunek $S(2')$, a także jest zgodny z $S(2'2'2)$ gdyż dzieli się płaszczyzną $ABCD$ na dwie części symetryczne i przekształca się

sam w siebie obrotem o π dookoła prostej EF prostopadłej do płaszczyzny $ABCD$.

Kryształy rodzajów $S(2)$, $S(2'2'2')$ i $S(222)$ nazywamy rombowymi. Spólną ich postacią najprostszą i najogólniejszą jest prostopadłościan, czyli równoległoscian prostokątny rys. 13. Czyni on zadość dwu prostopadłym płaszczyznom odbicia $ABCD$ i $EFGH$, a więc spełnia warunek $S(2)$, przystaje on sam do siebie po obrocie o π dookoła każdej z trzech osi wzajemnie prostopadłych X , Y , Z , czyli jest on zgodny z $S(2'2'2')$ i wreszcie dzieli się symetrycznie trzema wzajemnie prostopadłymi płaszczyznami $ABCD$, $EFGH$ i $JKLM$, jak tego wymaga warunek $S(222)$.



Rys. 13.

Kryształy trójskośne, jednoskośne i rombowe pod jednym względem są sobie podobne, pod tym mianowicie, że jeżeli przez ich środek poprowadzimy jakkolwiek orjentowane trzy proste wzajemnie do siebie prostopadłe, to w każdym przypadku nie

są one wzajemnem powtórzeniem symetrycznem lecz trzema niezależnymi od siebie kierunkami odrębnymi i odmiennymi własności.

Wszystkie kryształy, których rodzaj symetryczności wyraża się symbolem o jednej czwórce lub zawierającym czwórkę z dwiema dwójkami, a więc kryształy typów $\sigma[4]$ i $\sigma[422]$ jako do najprostszej formy wspólnej możemy sprowadzić do prostego słuza kwadratowego z górną i dolną płaszczyzną podstawową. Kryształy te noszą nazwę tetragonalnych.

Kryształy typów $\sigma[3]$, $\sigma[322]$, $\sigma[6]$ i $\sigma[622]$ są to trygonalne i heksagonalne. Możemy je wyrazić ogólnie sześciobocznym słupem umiarowym, zamkniętym prostopadłą do ścian słuza górną i dolną ścianą podstawową.

Kryształom tetragonalnym, trygonalnym i heksagonalnym ta jest właściwa cecha wspólna, że kierunek do ścian słuza równoległy, czyli normalna ścian podstawowych, symetrycznie jest niezależna od prostych leżących na ścianach podstawowych, ponieważ nie jest ich powtórzeniem symetrycznem. Tę normalną nazywamy osią główną. Na płaszczyznach natomiast podstawowych, t.j. do osi głównej prostopadłych, w kryształach tetragonalnych są dwa wzajemnie prostopadłe kierunki, będące wzajemnem powtórzeniem symetrycznem, a w kryształach trygonalnych i heksagonalnych na płaszczyznach podstawowych jest ich trzy lub sześć co 120° lub co 60° .

Nakoniec pięć rodzajów kryształograficznych o typach $\sigma[323]$ i $\sigma[423]$ w najprostszej postaci możemy przedstawić sześciannem umiarowym. Przez ich środek przeprowadzone trzy wzajemnie prostopadłe proste, zgodne z krawędziami sześciannu, są wzajemnem powtórzeniem symetrycznem, a więc są kierunkami o jednakowych własnościach fizycznych. Kryształy pięciu rodzajów typu $\sigma[323]$ i $\sigma[423]$ nazywamy regularnymi.

Jak widzimy, kryształy są trzech kategorii. Jedne, mianowicie trójskośne, jednoskośne i rombowe, odznaczają się tem, że każde trzy proste wzajemnie prostopadłe przez ich środek przeprowadzone, zawsze są trzema odmiennymi kierunkami. Drugie, tetragonalne, trygonalne i heksagonalne, na płaszczyźnie pro-

stopadłej do osi głównej mają dwa albo trzy kierunki równe, oraz oś główną do nich prostopadłą od nich odmienną. Trzecie, regularne, są tem charakterystyczne, że ich trzy wzajemnie prostopadłe kierunki, zgodne z krawędziami sześciangu, są równe. Unaoecznia to druga tabliczka § 11-go na str. 13.

§ 13. Symetryczność krystalograficzna i symetryczność fizyczna. Każdy z wyprowadzonych wyżej przypadków symetryczności $S(p)$ i $S(pqr)$ jest zespoleniem pewnej liczby określonego charakteru płaszczyzn zwierciadlanych, skojarzonych w sposób właściwy danemu przypadkowi. W każdym przypadku kalejdoskopowe powtórzenie tego skojarzenia wytwarza zespół pewnej ilości tak zwanych elementów symetryczności, t. j. płaszczyzn odbicia, osi przystawiania o dwu zwrotach równych lub różnych, oraz t. zw. środka równości odwróconej. Zachodzenie tego środka, jako elementu symetryczności, polega na tem, że oba zwroty, dodatny i odjemny, każdej prostej przez ten punkt przeprowadzonej są wzajemnem powtórzeniem symetrycznem.

W jednych przypadkach są wszystkie rodzaje tych elementów, w innych natomiast niektóre nie mają udziału. Tak np. rodzaj $S(2''2''2'')$ polega na istnieniu tylko środka równości odwróconej, $S(1)$ jest to tylko jedna płaszczyzna odbicia, $S(2'2'2')$ zawiera tylko trzy wzajemnie prostopadłe dwuzwrotne osi przystawiania dwukrotnego, a $S(2')$ jest to jedyna jednozwrotna oś przystawiania dwukrotnego.

Każdy więc przypadek symetryczności $S(p)$ czy $S(pqr)$ jest określoną grupą określonej liczby i rodzaju przekształceń symetrycznych. Lubo każdy z nich jest niezależny od pozostałych i sam w sobie ściśle określony symbolem $S(p)$ czy $S(pqr)$, jednak niektóre z nich względem innych są w stosunku grupy i podgrupy, t. j. jedne z nich dopuszczają pewną liczbę i pewien rodzaj przekształceń symetrycznych całkowicie należących do grupy przekształceń innego przypadku. Tak np. przypadek $S(2''2''2'')$, jak wiemy, jest to tylko środek równości odwróconej, $S(2')$ jest to jedna jednozwrotna oś przystawiania dwukrotnego, $S(1)$ jest to jedna płaszczyzna odbicia, a $S(2'2'2')$ zawiera

wszystkie te trzy elementy: środek równości odwróconej, płaszczyznę odbicia i prostopadłą do niej dwuzwrotną oś przystawiania dwukrotnego. A więc przypadek $S(2'2'2')$ jest grupą przekształceń zawartych w przypadkach $S(2')$, $S(1)$ i $S(2''2''2'')$, a przypadki $S(2')$, $S(1)$ i $S(2''2''2'')$ są podgrupami przypadku $S(2'2'2')$. Zarazem są one również podgrupami przypadku $S(222)$ wraz z przypadkiem $S(2'2'2')$ oraz z przypadkami $S(2)$ i $S(2'2'2')$. Przypadek bowiem $S(2)$ jest zespoleniem dwu prostopadłych do siebie płaszczyzn odbicia, których prosta przecięcia się jest jednozwrotną osią przystawiania dwukrotnego. W przypadku $S(2'2'2')$ są trzy dwuzwrotne wzajemnie prostopadłe osi przystawiania dwukrotnego. Przypadek $S(222)$ zawiera przekształcenia możliwe w przypadkach $S(2)$ i $S(2'2'2')$ a także w przypadkach $S(2''2''2'')$, $S(1)$, $S(2')$ i $S(2'2'2')$, jest on bowiem zespoleniem trzech wzajemnie prostopadłych płaszczyzn odbicia, a więc również trzech wzajemnie prostopadłych dwuzwrotnych osi przystawiania dwukrotnego oraz środka równości odwróconej. Rzeczony stosunek wzajemny niektórych przypadków symetryczności sprawia to, że kryształy do nich należące różnią się pomiędzy sobą jednemi zjawiskami fizycznymi, a pod względem innych zjawisk niema pomiędzy nimi różnicy.

Każde wektorowe t. j. zależne od kierunku zjawisko fizyczne, zachodzące w danym ośrodku, możemy odwzorować jakąś określoną powierzchnią. Wyobraźmy sobie mianowicie, że w różnych określonych kierunkach w ośrodku badanym zmierziliśmy opór, jaki ten ośrodek okazuje przeciw działaniu jakiejś podniety zewnętrznej stałego natężenia. Dajmy na to, że kulę, wytoczoną z jakiegoś kryształu, w kierunku różnych jej średnic poddawaliśmy jednakowemu naciskowi i mierzyliśmy zmniejszanie się tych średnic pod działaniem tego nacisku. Wyobraźmy sobie następnie, że przez dowolny punkt poprowadzimy proste tak samo orjentowane wzajemnie jak średnice badane w kuli rzeczonyj i że na każdej prostej odcniemy odcinek proporcjonalny do wielkości zmierzonej na tym kierunku w ośrodku badanym. Końce tych odcinków będą leżeć na powierzchni,



która jest odwzorowaniem własności omawianej w ośrodku badanym. Rodzaj tej powierzchni zależy od rodzaju zjawiska, które ona odwzorowuje, oraz od własności ośrodka, w którym zjawisko zachodzi. Tak np. własności sprężyste ciał krystalicznych odwzorowuje powierzchnia nader zawila, do której określenia w przypadku najogólniejszym (kryształu trójskośnego) należy zmierzyć dwadzieścia jeden współczynników, a w przypadku najprostszym (kryształu regularnego) trzy współczynniki. Własności takie natomiast jak rozszerzalność cieplna, przewodnictwo ciepła i elektryczności, termoelektryczność, indukcja elektryczna i magnetyczna, rozprzestrzenianie się światła, w najogólniejszym przypadku odwzorowują się elipsoidą trójosiową. Jeżeli w ośrodku badanym zmierzemy np. współczynniki załamania światła, najmniejszy, największy oraz średni w kierunku do tamtych dwu prostopadłym, to wszystkie pozostałe współczynniki w każdym innym kierunku dowolnym, oraz wogóle całe zachowanie się optyczne ośrodka, możemy obliczyć równaniem elipsoidy trójosiowej, której półośi są proporcjonalne do trzech współczynników zmierzonych.

Elipsoida trójosiowa dzieli się na części symetryczne trzema płaszczyznami wzajemnie prostopadłymi, a przecięcia się tych płaszczyzn są jej osiami przystawiania dwukrotnego. Ponadto każda prosta poprowadzona przez środek elipsoidy przecina jej powierzchnię w dwu punktach homologicznych, a więc elipsoidzie trójosiowej jest właściwy środek równości odwróconej. A zatem symetryczność tej elipsoidy czyni zadość warunkom przypadku $S(222)$.

Jak widzimy własności optyczne zachodzą zgodnie z powierzchnią o dużym stopniu symetryczności, gdyż najogólniejszy jej przypadek dopuszcza przekształcenia grupy $S(222)$, a zatem dość znaczną ich liczbę. Z tego więc względu w kryształach rodzajów $S(1')$, $S(2''2''2'')$, $S(1)$, $S(2')$, $S(2'2'2')$, $S(2)$, $S(2'2'2')$ i $S(222)$ zjawiska optyczne zachodzą według elipsoidy trójosiowej, ponieważ każdy z tych przypadków dopuszcza jedno lub kilka przekształceń, zawartych w grupie przekształceń właściwych przypadkowi $S(222)$.

W kryształach trygonalnych, tetragonalnych i heksagonalnych elipsoida optyczna z trójosiowej staje się obrotową, której oś obrotu jest zgodna z osią główną kryształów rzeczonych.

Elipsoida obrotowa dzieli się symetrycznie płaszczyzną prostopadłą do osi obrotu oraz nieskończoną liczbą płaszczyzn przechodzących przez oś obrotu; oś ta jest przeto osią przystawiania rzędu nieskończonego wielkiego: elipsoida obrotu przystaje sama do siebie po obrocie około osi obrotu o kąt dowolny. A zatem w zbiorze przekształceń, które dopuszcza elipsoida obrotowa, mieszczą się przekształcenia właściwe wszystkim przypadkom typów $\sigma[3]$, $\sigma[4]$, $\sigma[6]$, $\sigma[322]$, $\sigma[422]$ i $\sigma[622]$.

W kryształach regularnych są trzy kierunki równe, wzajemnie prostopadłe, będące normalnemi ścian sześcianu. A więc elipsoidzie przystosowanej do tych warunków symetryczności są właściwe trzy równe osi, a taka elipsoida jest kulą t. j. powierzchnią o wszystkich promieniach równych. We wszystkich kryształach regularnych własności optyczne, a także elektryczne i magnetyczne, są jednakowe we wszystkich kierunkach, przekształcenia bowiem symetryczne kuli zawierają wszystkie operacje dopuszczalne we wszystkich przypadkach typów $\sigma[323]$ i $\sigma[423]$.

Twardość, sprężystość, zjawiska cieplne, elektryczne, magnetyczne i optyczne ze zmianą kierunku zmieniają się w kryształach w sposób ciągły, zachodząc zgodnie z promieniami wodzącymi powierzchni krzywych o znacznym stopniu symetryczności.

Drugi rodzaj zjawisk zachodzi nieciagle. Ich wyrazem są wielościany płaszczyznami ograniczone. Do tego rodzaju zjawisk należy łupliwość, prędkość przyrostu i prędkość rozpuszczania się ciała krystalicznego. Z przykładów przytaczanych wyżej wiemy np., że łupliwość halitu zachodzi według sześcianu, a kalcytu zgodnie ze ścianami romboedru.

Symetryczność zjawiska łupliwości też jest znaczniejsza od rodzaju symetryczności, właściwej całokształtowi zjawisk fizycznych danego ciała krystalicznego, a więc zespół przekształceń możliwych w kryształach danej substancji jest podgrupą wzglę-

dem grupy przekształceń, które dopuszcza wielościan ich łupliwości. Tak np. łupliwość kalcytu zachodzi według romboedru, podobnie jak łupliwość dolomitu $\text{CaMg}(\text{CO}_3)_2$, pomimo że kryształy kalcytu są rodzaju $S(6'2'2)$, a kryształom dolomitu jest właściwa symetryczność rodzaju $S(6''2''2'')$. Dzieje się to z tego względu, że przekształcenia $S(6''2''2'')$ są podgrupą przekształceń właściwych przypadkowi $S(6'2'2)$, a więc romboedr, jako wielościan geometryczny, czyniący zadość warunkom przypadku $S(6'2'2)$, jest również zgodny z przypadkiem $S(6''2''2'')$.

Podobnie rzecz się ma z prędkością przyrostu kryształów. Postać ich jest właśnie wyrazem różnic prędkości przyrostu w różnych kierunkach. Jednakże tylko w warunkach szczególnie pomyślnych na kryształach pojawia się dostateczna liczba ścian wraz ze ścianami charakterystycznymi w danym przypadku $S(p)$ czy $S(pqr)$, tak iż liczba i rodzaj przekształceń już z samych własności geometrycznych kryształu ściśle odpowiada właściwemu przypadkowi, to jest zespołowi wszystkich własności fizycznych. W większości przypadków wielościan wzrostu zazwyczaj dopuszcza znacznie większą liczbę przekształceń, niż jest ona właściwa całokształtowi własności fizycznych danego ciała krystalicznego. I dopiero wielościan *rozpuszczania się kryształu* w każdym przypadku jaknajściślej odpowiada przekształceniom zawartym w odpowiednim skojarzeniu $S(p)$ czy $S(pqr)$.

Wielościan rozpuszczania się kryształu poznajemy z tak zwanych figur wytrawionych czyli figur korrozji. Są to wielościenne wgłębienia, powstające na ścianach kryształów od działania cieczy albo gazów rozpuszczających lub rozkładających chemicznie substancję kryształu. Symetryczność tych figur oraz ich stosunek przestrzenny do krawędzi kryształu jaknajściślej ustanawia przypadek symetryczności właściwej danemu ciału krystalicznemu. Z figur wytrawionych na każdej ścianie kryształu orzekamy, czy ściana ta jest prostopadła czy nieprostopadła do osi przystawiania lub do płaszczyzn odbicia. Z zarysu tych figur i z orientacji ich względem krawędzi wnosimy o liczbie płaszczyzn odbicia prostopadłych do danej ściany i o wielokrotności czyli o rzędzie osi przystawiania, będących normalnemi

ścian badanych. Tak więc np. wielościan łupliwy kalcytu i dolomitu jest to romboedr. Jako bryła geometryczna czyni on zadość grupie przekształceń przypadku $S(6'2'2)$. Figury wytrawione na ścianach tego romboedru w kalcyście okazują istnienie trzech bocznych płaszczyzn odbicia i pomiędzy niemi trzech bocznych osi przystawiania dwukrotnego czyli istotnie $S(6'2'2)$, a w dolomicie figury te są asymetryczne i spełniają jedynie warunek inwersji $S(6''2''2'')$. Podobnie np. bromian sodowy NaBrO_3 , sfaleryt ZnS , piryty FeS_2 , sylwin KCl i fluoryt CaF_2 krystalizują się w sześciiany. Sześciian geometryczny dopuszcza przekształcenia grupy $S(423)$ t. j. dziewięć płaszczyzn odbicia, trzy osi przystawiania czterokrotnego, cztery osi przystawiania trzykrotnego, sześć osi przystawiania dwukrotnego i środek równości odwróconej. Tymczasem figury wytrawione na ścianach sześcianu ciał wymienionych okazują, że tylko kryształy fluorytu CaF_2 czynią zadość warunkowi $S(423)$, figury te bowiem na ścianach sześcianów tego mineralu są kwadratowymi wgłębieniami o przekątnych zgodnych z krawędziami sześcianu, a więc stwierdzają, że każda ściana sześcianu fluorytowego jest prostopadła do czterech płaszczyzn odbicia, tworzących kąt 45° . Na ścianach sześcianów sfalerytu ZnS figury wytrawione okazują tylko sześć płaszczyzn odbicia, połowiących kąt dwuścienne sześcianu, a więc przypadek $S(323)$. Na ścianach sześcianu piryty FeS_2 figury wytrawione odsłaniają istnienie tylko trzech wzajemnie prostopadłych płaszczyzn odbicia, z których każda jest równoległa do jednej pary równoległych sobie ścian sześcianu, oraz istnienie trzech wzajemnie prostopadłych osi przystawiania dwukrotnego, a więc rodzaj $S(4'2'3)$. Na ścianach sześcianów sylwinu KCl figury wytrawione są kwadratami skośnie leżącymi, co dowodzi, że płaszczyzn odbicia w tych kryształach niema, a są tylko prostopadłe do ścian sześcianu osi przystawiania czterokrotnego, czyli przypadek $S(4'2'3')$. Wreszcie na ścianach sześcianów bromianu sodowego NaBrO_3 figury wytrawione są kształtu rombów ukośnie leżących, z czego wnosimy o nieobecności płaszczyzn odbicia i o tem, że normalne ścian sześcianu są tu

osiami przystawiania dwukrotnego, a więc o należeniu kryształów bromianu sodowego do rodzaju $S(3'2'3')$.

Jednym słowem *trzydzieści dwa przypadki symetryczności krystalograficznej są rodzajami symetryczności wielościanów rozpuszczania się ciała krystalicznego*. Jest to zjawisko najniesymetryczniejsze, przeto jaknajdokładniej oddaje ono symetryczność krystalograficzną ośrodka. Innymi słowy każde kierunki nierówne krystalograficznie, t. j. nie będące wzajemnym powtórzeniem symetrycznym, są nierówne pod względem rozpuszczania się ciała krystalicznego. Kierunki jednoznaczne pod względem tej własności są krystalograficznie równe, będąc wzajemnym powtórzeniem symetrycznym, a więc są równe pod względem wszystkich innych własności. Zbiór przekształceń symetrycznych, czyli przypadek symetryczności $S(p)$ czy $S(pqr)$, rozpoznany na podstawie badań figur wytrawionych danego ciała krystalicznego, jest podgrupą wszystkich grup symetrycznych, odpowiadających wszystkim innym własnościom fizycznym tego ciała. Innymi słowy symetria różnych zjawisk fizycznych jest daleko większa od symetrii rozpuszczania się ciała krystalicznego, niektóre przeto kierunki niejednoznaczne symetrycznie, a więc różniące się prędkością rozpuszczania, zachowują się jednakowo pod względem wielu innych zjawisk fizycznych.

Wszystko to możemy streścić w sposób następujący.

Kierunki krystalograficznie równe, to jest będące wzajemnym powtórzeniem symetrycznym, są także równe pod każdym względem fizycznym: wszystkie zjawiska fizyczne zachodzą i odbywają się w tych kierunkach jednakowo. Lecz kierunki nierównoległe, a pomimo to jednakowe pod względem jakiegoś zjawiska fizycznego, nie będącego zjawiskiem przyrostu lub rozpuszczania się ciała krystalicznego, nie w każdym przypadku są kierunkami krystalograficznie równymi. Ich jednoznaczność fizyczna pod względem jednego jakiegoś zjawiska fizycznego bywa wynikiem wielkiej symetryczności samego zjawiska, a nie krystalograficznej równości tych kierunków.

We wszystkich kryształach wszystkie zjawiska fizyczne zachodzą i odbywają się jednakowo na wszystkich kierunkach

krystalograficznie równych, to jest będących wzajemnym powtórzeniem symetrycznym. Wiele jest wszakże takich zjawisk fizycznych, które odbywają się jednakowo w niektórych kierunkach, okazujących nierówną prędkość rozpuszczania się, to jest nierównych krystalograficznie.

Innymi słowy stan krystaliczny okazuje anizotropję w stopniu bardzo niejednakowym względem różnych własności fizycznych. Najwięcej anizotropny jest on pod względem prędkości rozpuszczania się.

Najdobitniejszym tego przykładem są kryształy pięciu rodzajów regularnych $S(3'2'3')$, $S(323)$, $S(4'2'3')$, $S(4'2'3)$, $S(423)$. W każdym z nich wszystkie kierunki są równe pod względem termicznym, magnetycznym i optycznym, innymi słowy względem zjawisk cieplnych, magnetycznych i świetlnych kryształy regularne są izotropne. W spójności natomiast, w sprężystości, w piroelektryczności, w piezoelektryczności oraz w rozpuszczaniu się kryształy regularne wykazują anizotropję bardzo znaczną i urozmaiconą, która czyni zadość pięciu przypadkom symetryczności krystalograficznej, jak to widzimy z przykładów, które przytoczyliśmy wyżej na str. 21, mianowicie z kryształów fluorytu $\text{CaF}_2/S(423)$, sfalerytu $\text{ZnS}/S(323)$, pirytu $\text{FeS}_2/S(4'2'3)$, sylwinu $\text{KCl}/S(4'2'3)$ i bromianu sodowego $\text{NaBrO}_3/S(3'2'3')$.

OPIS ZJAWISK ŚWIETLNYCH W CIAŁACH KRYSTALICZNYCH

I. WIADOMOŚCI PIERWIASTKOWE

§ 14. Uwagi ogólne o zjawiskach świetlnych. Z pośród różnych zjawisk fizycznych, które zachodzą w ciałach krystalicznych, zjawiska świetlne wyróżniają się różnorodnością osobliwą. Opracowano je bardzo dokładnie i szczegółowo nie tylko ze względu ich doniosłości naukowej, ale również z powodów praktycznych. Mianowicie spostrzeżenia zjawisk świetlnych i pomiary optyczne z pomocą mikroskopu możemy stosować do najdrobniejszych nawet kryształów i okruchów krystalicznych. Z tego więc powodu w wielu naukach, które posługują się wynikami krystalografji, jak nadewszystko w petrografji, w mineralogji i w metalografji, optyczne własności kryształów i badania tych własności mają miejsce poczesne, bo na ich zasadzie możemy dokładnie oznaczać i rozpoznawać okazy i osobniki krystaliczne nawet zaledwie widzialne w mikroskopie.

W Nie poruszamy pytania o istocie światła. Jest to rzecz fizyki. Uznajmy tylko za aksjomat, że zjawiska świetlne zachodzą tak, jak gdyby były skutkiem pewnych drgań falistych, rozchodzących się po liniach prostych i odbywających się poprzecznie do kierunku ich rozprzestrzeniania się. Wszystkie spostrzeżenia są zgodne z tym aksjomatem.

Pozostawmy również na uboczu pytanie o tym ośrodku, którego cząstki podlegają drganiu. Miejmy jedynie na względzie wynik spostrzeżeń, że drgania świetlne zachodzą w próżni fizycznej i we wszystkich tych ciałach, które nazywamy przezroczystymi względem światła. Zwróćmy ponadto uwagę na to,

UWAGI OGÓLNE O ZJAWISKACH ŚWIETLNYCH. POJĘCIA ZASADNICZE

że ciała takie jak wszelki gaz, a także każda ciecz niezawierająca asymetrycznych cząsteczek chemicznego połączenia organicznego, ani nie podlegająca działaniu pola elektromagnetycznego, jak również żywica lub szkło starannie i umiejętnie po odlaniu studzone, a potem nieodkształcone i zostające w stanie spoczynku, oraz wszelkie inne ciała bezpostaciowe, są to ośrodki równokierunkowe czyli izotropne optycznie: we wszystkich kierunkach okazują one równy opór rozprzestrzeniającym się w nich drganiom świetlnym. Jeżeli w jakimś punkcie ośrodka optycznie równokierunkowego rozpoczęło się drganie światłne, to rozprzestrzenia się ono w tym ośrodku we wszystkich kierunkach po liniach prostych, zwanych promieniami. A że ośrodek jest optycznie izotropny, czyli równokierunkowy, więc we wszystkich kierunkach drganie rozprzestrzenia się w nim z prędkością równą. Po pewnym przeto czasie drganie odbywa się na powierzchni kuli.

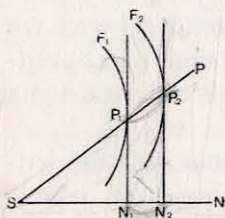
Powierzchnię, na której odbywają się drgania świetlne jednocześnie nazywamy powierzchnią fali świetlnej. W ośrodkach optycznie izotropnych, równokierunkowych, kształtem fali świetlnej jest powierzchnia kulista. W ośrodkach optycznie anizotropnych, różnokierunkowych, kształtem fali świetlnej są inne powierzchnie krzywe. W celu ich poznania wypada przyswoić sobie niektóre pojęcia oraz zaznajomić się z niektórymi przyrządami i pomiarami.

§ 15. Pojęcia zasadnicze. Drgania świetlne, które rozpoczęły się w jakimś punkcie wewnątrz ośrodka optycznego, rozprzestrzeniają się w nim we wszystkich kierunkach po liniach prostych zwanych promieniami. Po pewnym czasie drgania te zachodzą na zamkniętej powierzchni krzywej. Powierzchnia ta jest powierzchnią prędkości promieni, potocznie jednak nazywamy ją powierzchnią fali świetlnej. Płaszczyzna styczna z powierzchnią rzeczoną nosi nazwę czoła fali, a prosta do tej płaszczyzny prostopadła jest to tak zwana normalna czoła fali.

W ośrodku optycznie izotropnym, gdzie, jak wiemy, powierzchnią fali świetlnej jest powierzchnia kulista, czoło fali jest płaszczyzną prostopadłą do promienia. Innymi słowy promień

i normalna czoła fali w każdym kierunku ciała optycznie izotropnego są tą samą prostą.

W ośrodkach anizotropnych natomiast powierzchniami fali, jak wiemy, są inne powierzchnie krzywe. Ich płaszczyzny styczne, t. j. ich czoła w przypadku ogólnym nie są prostopadłe do promienia, poprowadzonego ze środka do punktu styczności, a więc normalne czoła fali z odpowiadającymi im promieniami tworzą różne kąty rys. 14. Tylko gdy płaszczyzna styczna jest równoległa do płaszczyzny dzielącej powierzchnię fali na części symetryczne, wtedy promień i normalna czoła fali są tą samą prostą, tylko bowiem płaszczyzny równoległe do płaszczyzn symetryczności powierzchni krzywej są prostopadłe do promieni łączących środek powierzchni z punktem styczności.



Rys. 14.

Fala świetlna czołem wywołuje podrażnienie oka, a więc w spostrzeżeniach przeważnie mamy do czynienia z normalnymi czołami powierzchni fali świetlnej.

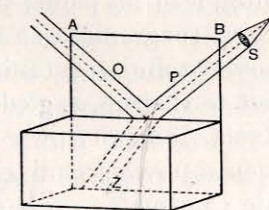
Niechaj S rys. 14 będzie to punkt zapoczątkowania drgań świetlnych w ośrodku optycznie anizotropnym. Po jakimś czasie T drgania zachodzą na powierzchni F_1 , a po czasie $T+t$ na powierzchni F_2 . W czasie t czoło fali N_1 rozprzestrzeniającej się w kierunku promienia SP z prędkością P_1 $P_2:t$ przejdzie w położenie N_2 z prędkością N_1 $N_2:t$.

Niżej niejednokrotnie będziemy mieli na względzie tę prędkość, a szczególnie różnicę prędkości dwu fal, rozprzestrzeniających się w jednym kierunku, czyli dwu fal, z których jedna opóźnia się względem drugiej. W tych przypadkach będzie to właśnie mowa o prędkości lub o różnicy prędkości wzdłuż normalnej ich czoła. Innymi słowy, gdy będziemy wymieniali prędkości lub opóźnienie względne fal, będziemy przez to rozumieli prędkość lub opóźnienie drgań na płaszczyźnie stycznej do czoła fali.

W celu poznania własności optycznych badanego ośrodka w praktyce jest niemożliwe wzniesienie drgania świetlnego we-

wewnątrz tego ośrodka oraz wywołanie i posługiwanie się jedną pojedynczą powierzchnią fali świetlnej. Są to pojęcia teoretyczne. W rzeczywistości odpowiednią soczewką lub zwierciadłem otrzymujemy pęk fal świetlnych, rozprzestrzeniających się wzdłuż pęka równoległych prostych i kierujemy ten pęk na ciało badane, a potem obserwujemy zmiany, którym fale podległy po przejściu przez ośrodek badany. W pęku rzeczonym czoła fal równoległych i jednocześnie się rozprzestrzeniających leżą na jednej wspólnej płaszczyźnie stycznej, tak iż w danym przypadku możemy mówić o fali płaskiej i o płaszczyźnie, na której odbywają się drgania świetlne. W środowisku optycznie izotropnym powierzchnie fal omawianych są powierzchniami kulistymi, a więc czoło czyli płaszczyzna styczna zbioru tych fal jest prostopadła do promienia. Innymi słowy normalna czoła fali i promień są tą samą prostą. W ośrodku optycznie anizotropnym czoło fali w przypadku ogólnym nie jest prostopadłe do promienia, a więc normalna czoła fali z promieniem tworzy kąt większy od zera, wyjąwszy przypadki, w których czoło powierzchni fali jest równoległe do płaszczyzny, dzielącej powierzchnię fali na części symetryczne. W tych bowiem przypadkach, jak to już zaznaczyliśmy, promień jest prostopadły do płaszczyzny stycznej, a więc promień i normalna fali jest tą samą prostą.

§ 16. Spółczynnik załamania światła. Weźmy skrzynkę szklaną rys. 15, której tylna ściana AB jest wyższa od ściany przedniej i ścian bocznych, oraz jest zrobiona ze szkła mlecznego i napelnijmy tę skrzynkę jakąś cieczą opalizującą, np. roztworem żelatyny. W ognisku głównej wypukłej soczewki S obok skrzynki umieścmy jakiś punkt świecący, np. lampę łukową L . Soczewką S skierujmy równoległą wiązkę fal świetlnych P na powierzchnię żelatyny, tak aby wiązka ślizgała się po mlecznym szkłe tylnej wystającej ściany. Ujrzymy, że wiązka P rozdziela się na dwa pęki: odbity O , ślizgający się



Rys. 15.

po ścianie tylnej w powietrzu i załamany Z , widzialny w opalizującej żelatynie.

Zamiast o wiązce czyli o pęku fal równoległych, a więc mających wspólną płaszczyznę styczną, możemy mówić o jednej fali, o jednym promieniu i o jednej normalnej. Gdy więc dwa ośrodki optyczne stykają się z sobą i gdy w jednym z nich rozprzestrzenia się fala świetlna, to na granicy tych ośrodków fala częściowo się odbija, a częściowo przenika w ośrodek drugi. Przytem jeżeli normalna czoła fali padającej jest prostopadła do elementu powierzchni granicznej w punkcie padania, to zarówno fala odbita jak załamana, w przypadku dwu ośrodków optycznie izotropnych, nie zmienia kierunku. Gdy natomiast fala pada skośnie, t. j. gdy z pionem elementu powierzchni granicznej normalna jej czoła tworzy kąt większy od zera, tak jak to wyobraziliśmy na rys. 15, to normalna fali odbitej z pionem tworzy kąt równy kątowi padania, a fala przenikająca w ośrodek drugi zbacza od kierunku poprzedniego, czyli promień jej odchyła się od kierunku promienia fali padającej, łączącego jej środek z punktem padania, odchyła się zatem i normalna czoła fali. Zboczenie to jest tem większe im większy jest opór ośrodka, w który fala przenika, a więc im mniejsza jest w nim prędkość rozprzestrzeniania się fali. W danym obecnie przypadku, mianowicie powietrza i żelatyny, w którym oba ośrodki są optycznie izotropne, wszystkie trzy promienie, a więc i wszystkie trzy normalne czoła fali padającej, załamanej, i odbitej, leżą na jednej płaszczyźnie, prostopadłej do płaszczyzny, która rozgranicza żelatynę i powietrze. W przypadku ogólnym powierzchni rozgraniczającej, kiedy nie jest ona płaszczyzną, jest to słuszne względem elementu powierzchni w punkcie padania, innemi słowy w dwu ośrodkach izotropnych pion elementu powierzchni granicznej w punkcie padania oraz promienie i normalne czoła fali padającej, odbitej i załamanej leżą na jednej płaszczyźnie.

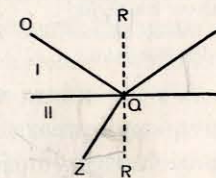
Pomińmy narazie falę odbitą, a zwróćmy uwagę tylko na falę załamana. Powietrze jest znacznie rzadsze optycznie od cieczy i ciał stałych, daleko mniejszy niż one przeciwstawia opór drga-

niom świetlnym. Widzimy, że z pionem R rys. 16 normalna czoła fali załamanej ZQ tworzy kąt $\angle ZQR = r$, mniejszy od kąta $\angle PQR = i$, jaki z pionem R tworzy normalna czoła fali padającej PQ . Wartości tych kątów spełniają warunek $\sin i : \sin r = N$ o stałym N względem tych samych dwu ośrodków we wszystkich wartościach obu kątów. Ponieważ jeden z tych ośrodków w praktyce zawsze jest ten sam, mianowicie powietrze, przeto liczba N , zwana względnym współczynnikiem załamania światła w danym ośrodku, lub krócej współczynnikiem załamania danego ośrodka, jest wartością charakterystyczną każdego ciała.

Bezwzględny, czyli absolutnym współczynnikiem załamania światła jest wartość N odniesiona nie do powietrza lecz do próżni. Różnica współczynnika względnego i absolutnego jest nader mała, ponieważ współczynnik załamania światła w powietrzu wynosi 1,000292 w temperaturze 0°C w próżni 760 mm Hg.

Im ośrodek załamujący światło jest optycznie gęstszy, tem większy opór stawia on drganiom świetlnym, tem mniejsza jest, jak mówimy, sprężystość optyczna tego ośrodka, tem mniejsza prędkość drgań świetlnych, tem większe odchylenie promienia i normalnej czoła fali, tem mniejszy kąt pomiędzy pionem a promieniem i normalną czoła fali załamanej, a więc tem większy jest współczynnik tego ośrodka $N = \sin i : \sin r$. Innemi słowy współczynnik załamania jest to stosunek prędkości rozprzestrzeniania się światła w próżni v_1 do prędkości wzdłuż normalnej czoła fali danego kierunku w danym ośrodku optycznym v , t. j. $v_1 : v = N$, np. współczynnik szkła pospolitego jest to stosunek $3 \times 10^{10} \text{ cm} : 2 \times 10^{10} \text{ cm} = 1,5$. A więc współczynnik omawiany jest odwrotnością prędkości fali w kierunku normalnej jej czoła w danym ciecie, ponieważ prędkość światła w próżni mamy za jedność.

Jeżeli więc w optycznie izotropnych ciałach $a, b, c \dots$ współczynniki załamania są $N_a, N_b, N_c \dots$, sprężystości optyczne są $v_a, v_b, v_c \dots$, prędkości światła są $v_a, v_b, v_c \dots$, to zachodzi proporcjonalność następująca:



Rys. 16.

$$\frac{1}{N_a} : \frac{1}{N_b} : \frac{1}{N_c} \dots = v_a : v_b : v_c \dots = v_a : v_b : v_c \dots$$

Ponadto im fale świetlne są dłuższe, tem mniej się załamują, im zaś są krótsze, tem większemu ulegają załamaniu. Z tego więc względu wartość współczynnika załamania światła w danym ośrodku optycznym wymierzamy i podajemy względem światła jednorodnego, jednobarwnego. Najpospoliej podajemy N względem światła żółtego jako środkowego i najjaśniejszego w widmie. Oto współczynniki załamania światła żółtego w kilku cieczach pospolitych i w kilku izotropnych ciałach stałych powszechnie znanych.

	N		N
Woda	1,3334	Fluoryt $\text{CaF}_2/S(423)$. .	1,4339
Gliceryna	1,4729	Szkło (crown lekkie) . . .	1,5153
Olej cedrowy	1,5102	Halit $\text{NaCl}/S(4'2'3')$. . .	1,5442
Balsam kanadyjski	1,5450	Szkło (ciężki flint jeński do	
α - jednobromonaftalin . .	1,6657	totalreflektometrów) . .	1,8904
Jodek metylenu	1,7421	Djament $\text{C}/S(423)$. . .	2,4669

A więc miarą względnej gęstości optycznej różnych ośrodków, czyli miarą oporu, jaki ośrodki te przeciwstawiają drganiom świetlnym, jest ich współczynnik załamania światła. W ośrodkach zatem optycznie anizotropnych, różnokierunkowych, opór ten jest różny w kierunkach różnych, wartość przeto współczynnika załamania światła w różnych kierunkach tych ośrodków też jest różna. Chcąc więc poznać własności optyczne badanego ośrodka, należy wymierzyć wartości współczynnika załamania światła w tym ośrodku w różnych jego kierunkach.

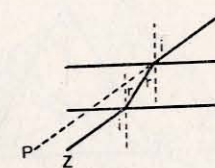
Opiszemy dwa sposoby wymierzania wartości współczynnika załamania światła: sposób przyzmatu czyli mierzenie kąta najmniejszego odchylenia fali załamanej i sposób zupełnego odbicia wewnętrznego, czyli mierzenie t. zw. kąta granicznego.

§ 17. **Pomiar współczynnika załamania najmniejszym odchyleniem fali załamanej.** Normalna czoła fali świetlnej, padającej na izotropną płytkę równoległościenną, załamuje się w niej i wychodzi równolegle do kierunku poprzedniego, a więc nie zbacza, rys. 17. Jeżeli natomiast ośrodek załamujący ograniczają płaszczyzny nierównoległe, to po przejściu przez taki ośrodek

dek normalna czoła fali odchyła się od kierunku normalnej czoła fali padającej, jak to widzimy z rys. 18.

Ośrodek optyczny, ograniczony dwiema płaszczyznami nierównoległymi, nazywamy pryzmatem; kąt, jaki tworzą te dwie płaszczyzny, zowiemy kątem łamiącym pryzmatu, a prostej przecięcia się tych płaszczyzn dajemy nazwę krawędzi łamiącej.

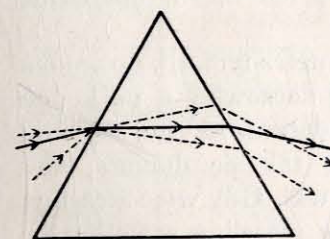
Konstrukcja geometryczna rys. 18-go nacznie wskazuje, że najmniejsze odchylenie (minimum dewjacji) od kierunku normalnej czoła fali padającej zachodzi wtedy, gdy normalna czoła fali załamanej w pryzmacie biegnie symetrycznie względem boków kąta łamiącego t. j. prostopadle do płaszczyzny dzielącej kąt łamiący na dwie części równe.



Rys. 17.

W każdym innym kierunku fali padającej odchylenie normalnej czoła fali załamanej jest większe.

W położeniu najmniejszego odchylenia normalnej czoła fali załamanej istnieje prosta zależność pomiędzy współczynnikiem załamania światła N w ośrodku, z którego pryzmat zrobiono, wartością kąta łamiącego α i wartością kąta najmniejszego odchylenia β , mianowicie $N = \sin \frac{1}{2}(\alpha + \beta) : \sin \frac{1}{2}\alpha$, co udowadnia rozumowanie następujące.



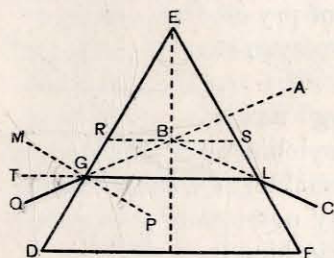
Rys. 18.

Kąt łamiący pryzmatu $\angle DEF$ rys. 19 niech ma wartość α ; wartość kąta najmniejszego odchylenia $\angle ABC$ niech będzie β . Widzimy, że kąt $\angle EGL = \angle ELG = 90^\circ - \frac{1}{2}\alpha$. Pion ściany pryzmatu ED niech będzie MP . W takim razie kąt załamania $r = \angle LGP = \frac{1}{2}\alpha$.

Poprowadźmy w pryzmacie dalsze ciągi normalnych czoła fal z powietrza QB i CB , oraz przez punkt B przeprowadźmy prostą RS równoległą do normalnej czoła fali w pryzmacie LG . Mamy wtedy kąt $\angle GBR = \angle LBS = \frac{1}{2}\beta$, bo $\angle ABC = \beta$, a $\angle CBQ = 180^\circ - \beta$.

Poprowadźmy w pryzmacie dalsze ciągi normalnych czoła fal z powietrza QB i CB , oraz przez punkt B przeprowadźmy prostą RS równoległą do normalnej czoła fali w pryzmacie LG . Mamy wtedy kąt $\angle GBR = \angle LBS = \frac{1}{2}\beta$, bo $\angle ABC = \beta$, a $\angle CBQ = 180^\circ - \beta$.

Przedłużmy LG w powietrze do T . Kąt $\angle QGM$ jest to kąt padania i , przyczem $\angle QGT + \angle TGM = \angle QGM$. Ponieważ $\angle QGT = \angle GBR = \frac{1}{2}\beta$, a kąt $\angle TGM = \angle LGP = \frac{1}{2}\alpha$, więc cały kąt padania $i = \frac{1}{2}(\alpha + \beta)$. A ponieważ kąt załamania $\angle LGP = \frac{1}{2}\alpha$, więc współczynnik załamania $N = \sin i : \sin r = \sin \frac{1}{2}(\alpha + \beta) : \sin \frac{1}{2}\alpha$.



Rys. 19.

Kąt łamiący pryzmatu i kąt najmniejszego odchylenia normalnej czoła fali załamanej w pryzmacie mierzymy gonjometrem jednokolowym. Istotne części tego przyrządu są następujące: kolimator¹⁾,

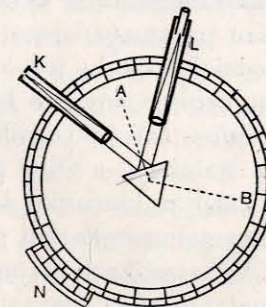
luneta oraz koło dzielone na stopnie i ich części, opatrzone nonjuszem.

Kolimator jest to rura, na końcu wewnętrznym, t. j. do środka koła zwróconym, zawierająca wypukłą soczewkę, a na końcu zewnętrznym opatrzona szczeliną w nieprzezroczystej zasłonie metalowej. Długość rury i soczewkę tak się dobiera, aby szczelina była w ognisku głównym soczewki. Gdy więc szczelinę oświetlimy, to snop fal rozbieżnych, ze szczeliny w kolimator wchodzących, po załamaniu się w soczewce staje się pękiem fal równoległych z kolimatora wychodzących. Lunetę ustawiamy na nieskończoność, czyli krzywiznę jej soczewek oraz ich odległość wzajemną tak dobieramy, aby normalne czoła fal równoległych zbierały się w ognisku jej okularu. Stąd, gdy lunetę kierujemy na kolimator to widzimy w lunecie obraz jego szczeliny.

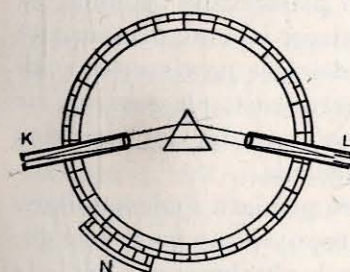
Pryzmat umieszczamy na osi gonjometru i ustawiamy go tak, aby jego krawędź była prostopadła do powierzchni koła. Kolimator i lunetę ustawiamy pod kątem dowolnym i obrotem wewnętrznej osi gonjometru nadajemy pryzmatowi położenie, w którym pion jednej jego ściany dzieli na dwie części równe kąt pomiędzy lunetą i kolimatorem. W tem położeniu pęk fal

¹⁾ Od collimare = wycelować prosto, wytykać linię prostą.

z kolimatora K rys. 20 odbija się od ściany pryzmatu A i trafia w lunetę L , tak iż widzimy w niej obraz szczeliny kolimatora. Notujemy podziałkę koła przypadającą na przeciw zera nonjusza N w tem położeniu pryzmatu, poczem łączymy oś wewnętrzną gonjometru z kołem i obracamy koło wraz z osią, a więc i z pryzmatem, dopóty, dopóki druga ściana pryzmatu B nie przybierze położenia poprzedniego ściany pierwszej A . Wtedy znów ujrzymy w lunecie obraz szczeliny kolimatora. Notujemy to drugie położenie koła względem stałego nonjusza. Różnica dwu położen koła jest miarą kąta pomiędzy pionami ścian pryzmatu A i B . Tym sposobem dokonujemy pomiaru kąta łamiącegogo.



Rys. 20.



Rys. 21.

Następnie oświetlamy kolimator światłem jednorodnym, obracamy oś z pryzmatem tak aby pęk fal z kolimatora załamał się w pryzmacie rys. 21. Obracając dokola osi gonjometru pierścień zewnętrzny z lunetą i nonjuszem oraz obracając oś z pryzmatem w jedną i drugą stronę, nastawiamy lunetę i pryzmat na najmniejsze odchylenie fal załamanych, poczem notujemy położenie nonjusza względem nieruchomego koła. Gdy następnie nakierujemy lunetę na kolimator i zanotujemy to położenie, w którym w lunecie widzimy szczelinę wprost z kolimatora, otrzymujemy wartość kąta najmniejszego odchylenia.

W ośrodku optycznie izotropnym każdy kierunek jest równy wszystkim pozostałym, t. j. wszystkie one przeciwstawiają równy opór drganiom świetlnym. Wobec tego w ciele optycznie izotropnem powierzchnia fali świetlnej jest kulą, a zatem w każdym kierunku zachodzi w niem jednakowe załamanie. Jest więc

rzecz obojętna jak szlifowano pryzmat z bryły ciała optycznie izotropnego. Innymi słowy jeżeli idzie o wymierzenie współczynnika załamania w kryształach optycznie izotropnych, to kierunek ścian pryzmatu i jego krawędzi łamiącej względem ścian i krawędzi kryształu jest dowolny. W ciele bowiem izotropnym optycznie z powodu kulistości powierzchni fali świetlnej każdy promień fali jest zgodny z normalną jej czoła do tego promienia należącą, a więc promień i normalna czoła fali załamanej w każdym kierunku leży na jednej płaszczyźnie z promieniem i normalną czoła fali padającej.

W ośrodkach natomiast anizotropnych optycznie promień i normalna czoła fali leży na jednej prostej tylko w kierunkach prostopadłych do płaszczyzny dzielącej powierzchnię fali na części symetryczne. W innych zaś kierunkach promień z normalną czoła fali tworzy kąt większy od zera. Ponadto promień fali załamanej, tworzący z normalną kąt rzeczony, leży z nią na płaszczyźnie tej samej, na której leży normalna czoła fali padającej i pion płaszczyzny granicznej, tylko w tych przypadkach, w których płaszczyzna padania, t. j. płaszczyzna normalnej czoła fali padającej i pionu płaszczyzny granicznej, jest zgodna z płaszczyzną dzielącą powierzchnię fali na części symetryczne. W innych kierunkach płaszczyzna, na której leży promień fali załamanej i normalna do niej normalna czoła, nie jest zgodna z płaszczyzną padania.

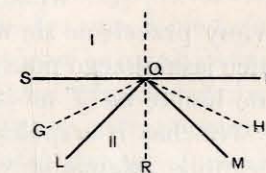
Z tych więc powodów pryzmaty do pomiaru współczynników załamania w ciałach optycznie anizotropnych nie mogą być dowolnie orjentowane. Należy je robić tak, aby krawędzi ich kąta łamiącego były zgodne z pewnymi kierunkami i aby ściany ich były symetryczne względem pewnych płaszczyzn, o czym będzie mowa niżej na miejscu właściwym.

§ 18. Pomiar współczynnika załamania zupełnem odbiciem wewnętrznem. Stosunek wstawy kąta padania $i = \angle PQR$ rys. 16 w ośrodku rzadszym I do wstawy kąta załamania $r = \angle ZQR$ w ośrodku optycznie gęstszym II jest wartością stałą w dwu danych ośrodkach bez względu na wartość kąta padania i . Gdy kąt ten jest równy zeru, t. j. gdy normalna czoła fali padającej

na powierzchnię graniczną jest prostopadła do tej powierzchni, to kąt załamania r też jest równy zeru: w izotropnym ośrodku II promień i zgodna z nim normalna czoła fali padającej pionowo nie załamuje się lecz zachowuje kierunek padania.

Gdy kąt padania i staje się większy od zera, t. j. gdy normalna czoła fali padającej przybiera np. kierunek prostej PQ rys. 16, wtedy kąt załamania $r = \angle ZQR$ też jest większy od zera, ale kąt i jest większy od kąta r , jeżeli ośrodek II jest optycznie gęstszy od ośrodka I. Innymi słowy w miarę jak normalna czoła fali padającej coraz więcej odchyła się od pionu RR rys. 16 w ośrodku I optycznie rzadszym, również od pionu odchyła się promień i zgodna z nim normalna czoła fali załamanej w ośrodku II optycznie gęstszym, zachowując wartość kąta załamania r mniejszą od wartości kąta padania i , oraz zachowując stałą wartość N w stosunku $\sin i : \sin r = N$.

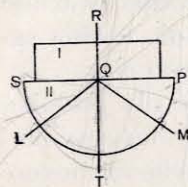
Gdy wreszcie kąt padania $i = 90^\circ$ rys. 22 t. j. gdy promień i zgodna z nim normalna czoła fali padającej PQ leży na płaszczyźnie granicznej PS , kąt załamania $\angle RQL$ przybiera wartość największą jaka jest mu właściwa w ośrodku II gdy pada nań fala świetlna z ośrodka I. Jest to tak zwany kąt graniczny, stały i charakterystyczny względem dwu danych ośrodków I i II, gdy ośrodek II jest optycznie gęstszy od ośrodka I. W przypadku postępowania odwrotnego, t. j. w razie kierowania normalnej czoła fali z ośrodka II pod kątem granicznym $\angle RQL$ ku ośrodkowi I, normalna czoła fali załamanej leży na płaszczyźnie PS rozgraniczającej ośrodek II i I, t. j. przybiera kierunek QP . Jeżeli zaś kierujemy normalną czoła fali świetlnej pod kątem $\angle RQG$ większym od kąta granicznego $\angle RQL$, to już fala padająca nie rozdziela się na falę załamaną i odbitą, a tylko doznaje całkowitego odbicia w kierunku QH . Innymi słowy wszystkie fale padające na płaszczyznę SP z ośrodka II w obrębie kąta $\angle LQS$ nie przenikają w ośrodek I, nie przekraczają powierzchni rozgraniczającej dwa ośrodki omawiane, ale odbijają się od niej całkowicie w obrębie



Rys. 22.

kąta $\angle PQM$, powracają do ośrodka II, czyli jak się nieraz o tem mówi podlegają odbiciu zupełnemu. Energia tych fal nie rozdziela się na energię fal załamanych i odbitych. Zachowują one całą energię fal padających.

Na ośrodek II weźmy półkulę zrobioną ze szkła o możliwie największym współczynniku załamania światła, np. z ciężkiego flintu jęńskiego, którego współczynnik 1,8904 wymieniliśmy w § 16 na str. 30. Z jednej strony, np. od strony łuku kąta $\angle TQS$ rys. 23, oświetlmy ją rozproszonym światłem jednorodnym. Fale światła padające na powierzchnię półkuli zgodnie z jej promieniami geometrycznymi, padając do jej powierzchni prostopadle (normalnie), wchodzi w nią bez załamania. Padające w obrębie kąta



Rys. 23.

$\angle TQL$ rozdzielają się na załamane w ośrodku I i na odbite od powierzchni SP w ośrodku II, a więc energia tych fal rozdziela się na energię fal załamanych, które przechodzą do ośrodka I i odbitych, które słabo oświetlają kąt $\angle TQM$ w ośrodku II. Fale zaś, których promienie są zawarte w obrębie kąta $\angle LQS$, odbijają się całkowicie i oświetlają jaśniej pole $\angle MQP$. Gdy ustawimy przecięcie się nici w okularze lunety na M , ujrzymy granicę jaśniejszego pola PM i ciemniejszego MT . Kierując następnie lunetę na T możemy zmierzyć kąt graniczny $\angle MQT$.

Niechaj n = współczynnik załamania w powietrzu, v = współczynnik załamania w tem szkłe, z którego zrobiono półkulę przyrządu omawianego, a N współczynnik załamania światła w ciele badanym, t.j. w ośrodku I, przyczem $n < N < v$. W takim razie $v:n = \sin i : \sin r$. W przypadku kąta granicznego w półkuli szklanej względem powietrza kąt padania $i = 90^\circ$, kąt załamania r = kątowi granicznemu γ , a więc $v:n = 1 : \sin \gamma$.

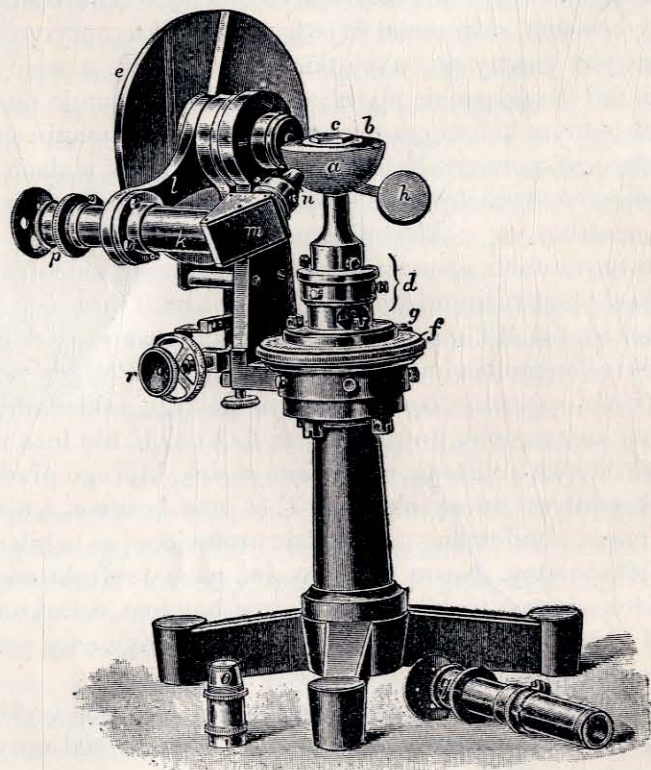
Gdy zamienimy powietrze na jakieś inne ciało, t.j. gdy do odpolerowanego przekroju półkuli PS przyłożymy wypolerowaną powierzchnię jakiejś płytki lub ścianę kryształu, to kąt graniczny będzie inny. Niech jego wartość będzie G . Wtedy mamy $v:N = 1 : \sin G$. A więc $N = v \sin G$. Ponieważ $v = 1 : \sin \gamma$, więc $N = \sin G : \sin \gamma$.

Zasada odbicia zupełnego to ma przed sposobem najmniejszego odchylenia, że nie wymaga szlifowania pryzmatu, a tylko wypolerowania jednej płaszczyzny. Ponadto umożliwia ona pomiar współczynnika załamania fal, których promienie ślizgają się na dowolnym azymucie płaszczyzny przyłożonej do półkuli. W badaniu ciał optycznie izotropnych nie ma to znaczenia, współczynnik bowiem załamania światła w ośrodku optycznie izotropnym jest równy we wszystkich kierunkach, a więc każdy promień fali ślizgającej się po tej powierzchni załamuje się w półkuli pod jednym kątem granicznym, czyli po załamaniu się promienie leżą na powierzchni stożka kołowego. W ciałach natomiast anizotropnych optycznie wartość współczynnika załamania światła zmienia się z kierunkiem. Promienie ślizgające się na różnych azymutach płaszczyzny ciała optycznie anizotropnego załamują się pod różnymi kątami granicznymi. Obracając płytkę badaną około osi RT możemy zmierzyć kąt graniczny odpowiadający określonej azymutowi na płaszczyźnie PS , gdy bowiem zamiast ciała optycznie izotropnego na półkulę nakładamy ciało optycznie anizotropne, to promienie LQ i QM nie leżą na powierzchni stożka kołowego, ale tworzą stożek, którego przekrojami prostopadłymi do wysokości QT są inne krzywe, a nie koła.

Przyrządy zbudowane na zasadzie omówionej są to tak zwane totalreflektometry. Noszą one również nazwę refraktometrów, aczkolwiek nie jest to właściwe, nazwa bowiem refraktometru przystoi każdemu przyrządowi, którym dokonywamy pomiaru współczynnika załamania światła, czyli refrakcji.

Rys. 24 przedstawia totalreflektometr Abbego, wykonany w fabryce Zeissa, nader przydatny do badania ciał optycznie anizotropnych. Płytkę ciała badanego c umieszcza się na płaszczyźnie półkuli b , przyklejając ją kropelką cieczy, której współczynnik załamania ma wartość pomiędzy wartościami współczynnika załamania w badanej płytce c i w szkłe półkuli a , np. jodek metylenu: $N = 1,7421$. Równoległościenna warstewka tej cieczy pomiędzy płytką c i powierzchnią półkuli b nie zmienia kierunku fal. Półkulę a oświetlamy światłem jednorodnym z pomocą zwierciadła h , a powierzchnię graniczną pomiędzy falami

odbitemi częściowo i zupełnie obserwujemy patrząc w okular p lunety k , która w m zawiera pryzmat kierujący promienie z półkuli a i z obiektywu n pod kątem prostym w k i p . Nastawiwszy przecięcie się nici, umieszczonych w płaszczyźnie ogniskowej okularu lunety, na granicę pola silniej i słabiej oświetlo-



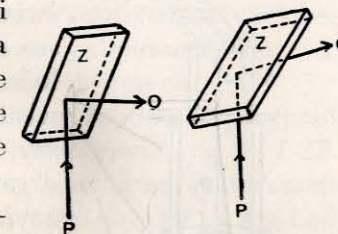
Rys. 24.

nego, odczytujemy kąt graniczny na pionowym kole dzielonym e , którego zero jest zgodne z pionem płaszczyzny b . Półkulę a wraz z leżącą na niej płytką badaną c , z podstawą d i z poziomym kołem dzielonym f ; możemy obracać około osi pionowej, a więc mierzyć kąt graniczny względem każdego azymutu pla-

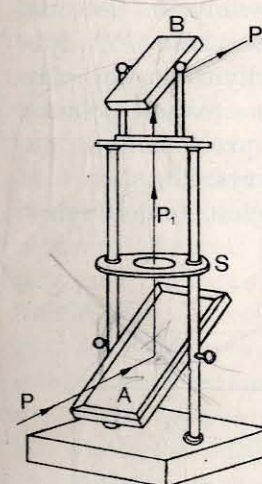
szczyzny c , odczytując azymut ten na poziomym kole dzielonym względem stałego nonjusa g .

§ 19. Polaryzacja fali odbitej i załamanej. W §-fie 16-yim zaznaczyliśmy, że energia fali padającej na powierzchnię, rozgraniczającą dwa przezroczyste ośrodki optycznie izotropne, rozdziela się na energię fali odbitej i załamanej. Dwie te fale przybierają nie tylko odrębne kierunki, ale jeszcze pewne szczególne właściwości fizyczne.

Fala świetlna, pochodząca bezpośrednio ze źródła światła, a więc z punktu rozżarzonego gazu, cieczy lub ciała stałego, odbija się w każdym azymucie płaszczyzny prostopadłej do normalnej jej czoła. Przekonywamy się o tem



Rys. 25.

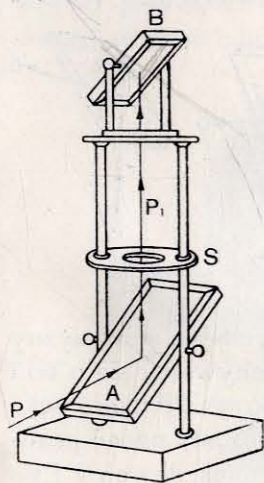


Rys. 26.

obracając zwierciadło Z rys. 25 około pęka fal równoległych P . Możemy nadać pękowi fal odbitych O kierunek dowolny i po odbiciu natężenie w nim światła jest równe we wszystkich kierunkach. Z tego wnosimy, że wszystkie azymuty płaszczyzny prostopadłej do normalnej czoła fali są równe. Interpretujemy to orzeczeniem, że drgania w falach tak zwanego światła zwykłego, t. j. pochodzącego bezpośrednio od ciał promieniujących energię świetlną, odbywają się na wszystkich azymutach płaszczyzn prostopadłych do normalnej czoła fali. Fala jednak odbita okazuje własności odmienne.

Weźmy płytę szklaną A rys. 26 i skierujmy na nią pęk fal równoległych P tak, aby się odbił od niej. Następnie na drodze pęka odbitego P_1 ustawmy drugą płytę szklaną B do płyty A równoległą. Stwierdzimy, że pęk fal P_2 odbija się od niej z zachowaniem tego samego natężenia światła, jaką okazuje pęk P_1 odbity od płyty A . Gdy jednak pocniemy obracać płytę B

dokola pęka P_1 zachowując ten sam kąt płyty do niego, to stwierdzimy zmniejszenie się natężenia światła w pęku P_2 odbitym od płyty B i wreszcie gdy płyta B przybiera położenie do płyty A prostopadłe rys. 27, natężenie światła w odbitym od niej pęku P_2 zmniejsza się do zera, t.j. pęk fal P_1 w tem położeniu płyty B nie odbija się od niej wcale. Na zasadzie tego zjawiska orzekamy, że w fali odbitej od płyty szklanej drgania nie odbywają się na wszystkich azymutach płaszczyzny, prostopadłej do normalnej czola fali, ale są przyporządkowane tylko azymutowi jednemu, prostopadłemu do tej płaszczyzny, na której leży normalna czola fali padającej i odbitej od płyty A . O fali P_1 mówimy, że jest ona

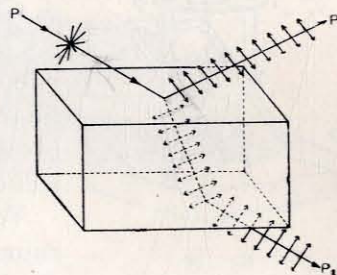


Rys. 27.

polaryzowana w płaszczyźnie PP_1 lub w azymucie prostopadłym do tej płaszczyzny. Fala załamana też jest polaryzowana w azymucie prostopadłym do

azymutu polaryzacji fali odbitej, co ilustruje rys. 28.

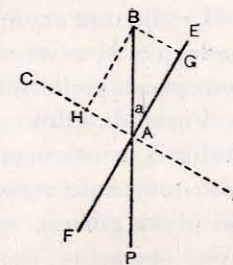
D. Brewster dowiódł, że polaryzacja zupełna, to jest sprowadzenie drgań tylko do wymienionych dwu azymutów, zachodzi wtedy, gdy tyczna kąta padania jest równa współczynnikowi załamania światła w ośrodku załamującym i odbijającym: $\text{Tng } i = N$. Dzieje się to w tej wartości kąta padania, która sprawia, że normalna fali odbitej z normalną fali załamanej (OQ i OZ rys. 16) tworzy kąt prosty. Kąt i , którego $\text{Tng } i = N$, nazywa się kątem polaryzacji danego ciała. Np. kąt polaryzacji zwykłego szkła (crownu lekkiego), którego $N = 1,5153$, wynosi $56^\circ 35'$. Fala światła pod tym kątem padająca na szkło po odbiciu się odeń jest zupełnie



Rys. 28.

polaryzowana, to znaczy, że drgania jej odbywają się tylko na jednym azymucie; a więc gdy fala ta pod kątem polaryzacji pada na drugą płytę szklaną do pierwszej prostopadłą, to nie odbija się od niej wcale. Fale padające i odbite pod innymi kątami są polaryzowane częściowo, t.j. drgania ich w większej lub mniejszej mierze są przyporządkowane jednemu azymutowi, ale oprócz tego odbywają się na azymutach innych.

Na tej zasadzie J. G. Chr. Nörrenberg zbudował przyrząd polaryzacyjny, którego dwie pozycje przedstawia rys. 26 i 27. Dolna płyta szklana A jest ustawiona pod kątem polaryzacji szkła, to jest tak, aby normalne czola fal padających na nią i od niej odbitych z jej pionem tworzyły kąt, którego tyczna jest równa współczynnikowi załamania światła w tem szkłe. Fale światła odbite od firmamentu lub od jasnych obłoków padają na tę płytę, odbijając się od niej polaryzują się, biegną pionowo w górę i trafiają w górną płytę szklaną B ustawioną pod takim samym kątem, to jest tak aby pionowa oś przyrządu z pionem płyty górnej tworzyła kąt i , którego $\text{Tng } i = N$ szkła. Podstawa płyty górnej B jest ruchoma w kolistym pierścieniu, tak iż możemy obracać ją około pionowej osi przyrządu i ustawiać w dowolnym azymucie. Gdy ustawimy płytę górną równoległą do płyty dolnej rys. 26 i spojrzemy w płytę górną, to ujrzymy światło od niej odbite. Gdy natomiast obrócimy ją wraz z jej podstawą o 90° rys. 27, to spojrzawszy w nią ujrzymy ciemność. Stwierdzimy, że światło nie odbija się od niej.



Rys. 29.

Interpretacja tego zjawiska jest następująca. Niech AB rys. 29 jest amplitudą drgań fali, której azymutem polaryzacji jest kierunek PB . Gdy fala o drganiach AB pada na płytę tak ustawioną względem niej, że azymutem polaryzacji fali od płyty odbitej jest EF , a załamanej w płycie jest kierunek CD , to według zasady równoległoboku sił drganie AB rozkłada się na dwa drgania nawzajem sobie prostopadłe, których amplitudy są:

$AG = AB \cdot \cos a$ i $AH = AB \cdot \sin a$, gdzie a jest wartością kąta pomiędzy azymutem polaryzacji fali odbitej od płyty dolnej i azymutem polaryzacji fali odbitej od płyty górnej. Widzimy, że amplitudy AG i AH są mniejsze od amplitudy AB , czyli że natężenie światła w obu falach, załamanej w płycie górnej i w odbitej od tej płyty, jest mniejsze od natężenia światła odbitego od płyty dolnej. Wreszcie kiedy CD jest prostopadłe do BP , wtedy $\sin a = 1$, a więc $AH = AB$, t.j. fala padająca na płytę górną załamuje się w niej zachowując amplitudę AB , czyli natężenie fali odbitej od płyty dolnej, a $\cos a = 0$, więc i $AG = 0$, t.j. fala odbita od płyty górnej nie istnieje.

Dolna płyta przyrządu Nörrenberga jest polaryzatorem: polaryzuje ona światło, t.j. dostarcza fal z drganiami zachodzącymi na jednym azymucie. Płyta górna jest analizatorem: wskazuje ona azymut, na którym odbywają się drgania fal na nią padających, niweczy je mianowicie gdy ją ustawimy jej azymutem prostopadłe do azymutu drgań w falach na nią padających.

Pomiędzy dolną i górną płytą przyrządu Nörrenberga jest stolik S z otworem we środku. Kładąc na ten otwór płytki ciał optycznie anizotropnych i spoglądając na ich obraz odbity od płyty górnej, spostrzegamy różne zjawiska świetlne, które niżej opiszemy.

Przyrząd Nörrenberga jest przydatny do jakościowych spostrzeżeń nad zjawiskami, zachodzącymi w dużych kryształach i w płytkach ciał o dużej anizotropii optycznej. Nie nadaje się on natomiast do pomiarów ilościowych, do badania obiektów mikroskopowych, oraz do obserwacji zjawisk zachodzących w ciałach o małej anizotropii optycznej. Jest on ponadto użyteczny tylko w znacznym oświetleniu światłem słonecznym. Zastosowanie w nim światła sztucznego, a szczególnie jednorodnego, bardzo jest utrudnione. Daleko doskonalszym przyrządem polaryzacyjnym jest t.zw. pryzmat Nicol'a. W pryzmacie tym wyzyskano polaryzację zachodzącą w ośrodkach optycznie anizotropnych załamaniem w nich światła.

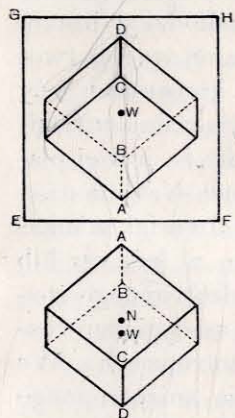
§ 20. Podwójne załamanie światła w kalcycie. Jak wiemy z paragrafów poprzednich, w ośrodkach optycznie izotropnych

normalna czoła fali padającej, normalna fali załamanej i pion powierzchni rozgraniczającej dwa ośrodki optycznie izotropne leżą na jednej płaszczyźnie, przyczem istnienie jednej fali padającej powoduje istnienie tylko jednej fali załamanej. W ciałach optycznie anizotropnych załamanie światła zachodzi w innym sposobie. Promień z normalną czoła fali załamanej wogóle tworzy kąt większy od zera i tylko w niektórych kierunkach leży z nią na jednej prostej. Następnie promień i należąca doń normalna czoła fali tylko w niektórych kierunkach leży na jednej płaszczyźnie z pionem powierzchni rozgraniczającej. Nakoniec istnienie jednej fali padającej powoduje istnienie dwu fal załamanych w ciele optycznie anizotropnym. Tylko w jednym lub najwyżej w dwu kierunkach ciała optycznie anizotropnego rozprzestrzenianie się fali świetlnej poniekąd jest analogiczne rozchodzeniu się fali w ośrodkach optycznie izotropnych. We wszystkich innych kierunkach ciała optycznie anizotropnego zachodzi tak zwane podwójne załamanie światła: fala świetlna wchodząc w ośrodek optycznie anizotropny rozdwaja się, rozdziela się na dwie fale. W ośrodku optycznie anizotropnym w ogólnym przypadku w jednym i tym samym kierunku, jako kierunku normalnej czoła fali, rozprzestrzeniają się dwie fale z nierówną prędkością. W niektórych ciałach podwójne załamanie jest tak znaczne, że bezpośrednio dostrzega je oko nieuzbrojone. Kryształom mianowicie kalcytu $\text{CaCO}_3/S(6'2'2)$ podwójne załamanie światła jest właściwe w mierze bardzo wielkiej.

Kalcyt jest bezbarwny i przezroczysty, a jak zaznaczono w § 2 łupie się zgodnie ze ścianami romboedru, przyczem łupliwość jego jest doskonała, to znaczy, że zręcznymi uderzeniami nie jest trudne wylupanie zeń romboedru lub romboedrycznego odlupka, ograniczonego gładkimi lśnąciami ścianami.

Na kartce papieru zrobmy jakiś niewielki ale wyraźny znak, np. okrągłą plamkę średnicy około dwu milimetrów i połóżmy na nią odlupek romboedryczny kalcytu grubości kilku centymetrów. Spojrzawszy na górną płaszczyznę odlupka ujrzymy plamki dwie rys. 30 w odstępie prawie $\frac{1}{10}$ grubości odlupka

jedna od drugiej. Jedna, bliższa do naroża C , wydaje się leżącą nieco wyżej (na rys. 30 oznaczono ją z tego powodu literą W) jakby uniesioną nad powierzchnią papieru. Druga niższa N leży bliżej naroża B .



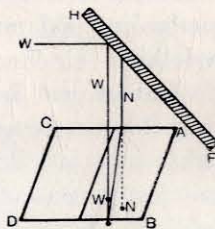
Rys. 30.

Jak widzimy z kalcytu wychodzą dwie fale świetlne, rozprzestrzeniające się z prędkościami nierówną. Jedna jest opóźniona względem drugiej. Spółczynniki załamania tych dwu fal są nierówne, gdyż kąty jakie tworzą ich promienie z pionem górnej i dolnej ściany odlupka kalcytowego są niejednakowej wielkości. Gdy obracamy odlupek około pionu płaszczyzny, na której on leży, to obraz W nie zmienia położenia, obraz N natomiast okrąża plamkę W . Promień W nie jest załamany, jest prostopadły do płaszczyzny kalcytu dolnej i górnej, zgodny z normalną, co widzimy na rys. 31.

Promień N zbacza od tego kierunku. Normalne czoła fal, do tych dwu promieni należące, są równoległe jak to ilustruje rys. 31. Obrót obrazu N wyraźnie wskazuje, że promień i normalna N leżą na płaszczyźnie padania tylko wtedy, gdy tą płaszczyzną jest płaszczyzna $ABCD$ rys. 30 i 32.

Weźmy płytę szklaną $EFGH$ rys. 30 i użyjmy jej jako zwierciadła. Ustawmy ją w azymucie EF t.j. tak aby ona była prostopadła do płaszczyzny $ABCD$, na której leżą oba obrazy plamki W i N a także krawędzi kalcytu AB i CD . Obracając płytę szklaną $EFGH$ około prostej EF nadajmy jej to położenie, w którym ujrzymy odzwierciedlenie odlupka kalcytowego. W tym obrazie, odbitym od powierzchni szkła, zobaczymy tylko jeden obraz plamki, mianowicie wyższy W , bliższy do naroża C . Obraz niższy nie odbija się. Rys. 31 przedstawia to samo w profilu.

Z opisanego przed chwilą spostrzeżenia wnosimy, że fala N jest polaryzowana i że drgania jej zachodzą równoległe do AC .

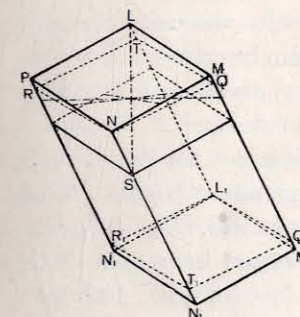


Rys. 31.

Obróćmy odlupek kalcytu o $\frac{1}{2}\pi$ około pionu płaszczyzny, na której leży. W płytce szklanej, służącej nam za zwierciadło, ujrzymy, że znika odbicie obrazu odzwierciedlonego poprzednio W , a pojawia się odzwierciedlenie obrazu plamki niższej N rys. 32, bliższej do naroża B . A zatem fala W jest polaryzowana prostopadle do AC .

Tak dzieje się w każdym ośrodku anizotropnym. Z wyjątkiem jednego lub najwyższych dwu kierunków, w każdym innym jako w kierunku normalnej czoła fali w ośrodku optycznie anizotropnym rozprzestrzeniają się dwie fale z prędkościami nierówną. Są one polaryzowane wzajemnie prostopadle t.j. kierunek drgań jednej z kierunkiem drgań drugiej tworzy kąt prosty.

Fizyk angielski William Nicol (1768—1851) usunął jedną z fal kalcytu zupełnym jej odbiciem wewnętrznym od warstewki balsamu kanadyjskiego, umieszczonej odpowiednio w kalcyście.

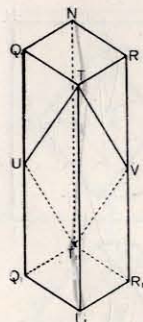


Rys. 33.

W ten sposób przyrządem nadającym się do użycia światła przechodzącego, a nie odbitego jak w przyrządzie Nörrenberga, W. Nicol osiągnął otrzymanie światła o drganiach odbywających się tylko na jednym azymucie płaszczyzny prostopadłej do normalnej czoła fali wychodzącej z jego przyrządu w powietrze. Budowa przyrządu służącego do tego celu jest następująca.

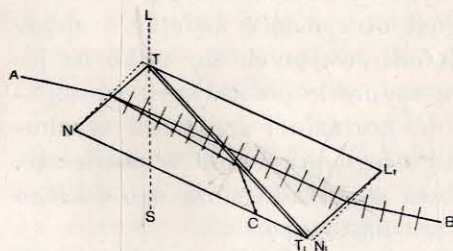
§ 21. **Pryzmat Nicola.** Z jednorodnego doskonałego kryształu kalcytowego wylupujemy odlupek romboedryczny mniej więcej trzy razy dłuższy od jego grubości. Rys. 33 przedstawia stosunek takiego odlupka do romboedru umiarnego. Zarazem na rysunku tym jest zaznaczony kierunek osi

głównej kalcytu LS (osi przystawania trzykrotnego) oraz prostopadłych do niej trzech osi bocznych (osi przystawania dwukrotnego), kryształom bowiem kalcytu jest właściwa symetryczność przypadku $S(6'2'2)$ t.j. rodzaju skalenoedrów dwutrygonalnych. Krawędzi LL_1 i NN_1 do ścian romboedru $LMNP$ i $L_1M_1N_1P_1$ są nachylnie pod kątami $70^\circ 52'$ i $109^\circ 8'$. Aby z kalcytowego odlupka zrobić pryzmat Nicola zamiast tych ścian szlifuje się i starannie poleruje ściany nieco mniej skośne $RTQN$ i $L_1Q_1T_1R_1$ na



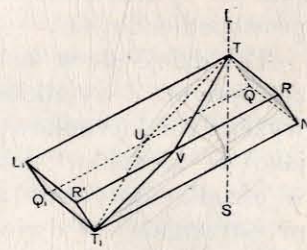
Rys. 34.

rys. 33 zaznaczone liniami kropkowanymi. Z krawędziami wymienionymi ściany te tworzą kąty 66° i 112° . Następnie odlupek romboedryczny kalcytu przecinamy płaszczyzną TVT_1U rys. 34 i 35. Biegnie ona prostopadle do odszlifowanych płaszczyzn $NRTQ$ i $L_1Q_1T_1R_1$ oraz do płaszczyzny TNL_1T_1 . Obie powierzchnie tego przekroju polerujemy i sklejamy balsmem kanadyjskim połówką pryzmatu w położeniu pierwiastkowym, poczem boczne ściany czernimy i osadzamy w oprawie korkowej.



Rys. 36.

w kalcycie rozdwa się na dwie fale. Jedną z nich B jest mniej załamana o drganiach leżących na płaszczyźnie rysunku, oznaczonych licznymi kreskami, a druga C , o drganiach prostopadłych do płaszczyzny przekroju omawianego, oznaczonych kropkami,



Rys. 35.

Kierunek fal świetlnych w pryzmacie Nicola wskazuje rys. 36. Jest to przekrój przez krawędzi TL_1T_1N rys. 33 - 35. Fala padająca, której normalną czoła jest prosta A rys. 36,

jest załamana więcej. Spółczynnik załamania fali C we wszystkich kierunkach kryształu kalcytowego jest równy. W świetle sodowym jego wartość wynosi 1,6584. Na warstewkę balsamu kanadyjskiego fala C pada pod kątem 70° . Spółczynnik załamania światła sodowego w balsamie kanadyjskim wynosi 1,5450. Gdy fala świetlna z ośrodka o współczynniku załamania 1,6584 przechodzi w ośrodek współczynnika załamania 1,5450 (balsam kanadyjski) to kąt graniczny jest $68^\circ 12'$. Wobec tego, że fala C pada pod kątem 70° , doznaje ona całkowitego odbicia wewnętrznego od warstewki balsamu kanadyjskiego, odbija się ku wyczerzonej, długiej, bocznej ścianie pryzmatu Nicola, gdzie ją pochłania warstwa czarnej matowej farby. Spółczynnik załamania fali B , której drgania są zgodne z płaszczyzną rysunku 36-go, zmienia się ze zmianą kierunku. Największa jego wartość, równa wartości współczynnika załamania fali omówionej poprzednio, zachodzi w kierunku osi głównej, najmniejsza 1,4864 na wszystkich azymutach płaszczyzny do osi głównej prostopadle. W kierunku zgodnym z długimi krawędziami i z długimi ścianami pryzmatu współczynnik załamania tej fali wynosi 1,5158 a więc jest mniejszy od współczynnika załamania w balsamie kanadyjskim 1,5450, fala załamuje się więc w nim i wychodzi w kierunku pierwotnym po załamaniu się w równoległościenną warstewkę balsamu kanadyjskiego, poczem wychodzi w powietrze równoległe do A ze względu na równoległość ścian $TQNR$ i $L_1Q_1T_1R_1$. A więc, jak widzimy, po przejściu przez pryzmat Nicola światło jest polaryzowane w azymucie zgodnym z osią główną kalcytu, to jest w azymucie leżącym na płaszczyźnie TNT_1L_1 . Płaszczyzna ta jest to tak zwany przekrój główny pryzmatu Nicola. Jest on, innymi słowy, zgodny z krótką przekątną LN rombu $LMNP$ rys. 33.

Prażmowski, Thompson, Glan i inni modyfikowali pryzmat Nicola, nadając mu kształt równoległościanu prostokątnego i t.p., ale we wszystkich tych modyfikacjach zasada pozostała ta sama: odbicie zupełne fali o większym współczynniku załamania od warstewki ciała obcego w kalcycie.

Ponieważ w zmodyfikowanych pryzmatach polaryzacyjnych

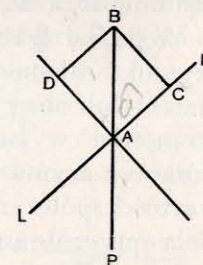
nie zawsze możemy oznaczyć ich przekrój główny z samej postaci pryzmatu, przeto należy go określić przed użyciem. W tym celu przez pryzmat badany spoglądamy na lśniąca powierzchnię politurowanego stołu. Światło odbite jest polaryzowane względem płaszczyzny pionowej w azymucie równoległym do płaszczyzny odbijającej. Obracając pryzmat polaryzacyjny około normalnej czoła fali odbitej od powierzchni stołu, a zarazem około osi podłużnej pryzmatu, znajdujemy takie jego położenie, w którym światło odbite zanika, powierzchnia stołu wydaje się matowa, traci polysk. W tem położeniu przekrój główny pryzmatu polaryzacyjnego jest zgodny z płaszczyzną prostopadłą do płaszczyzny stołu.

Pryzmat Nicola i jego modyfikacje są to przyrządy daleko doskonalsze od zwierciadel przyrządu Nörrenberga. Możemy je oprawić w lunecie, w mikroskopie i we wszelkim innym przyrządzie optycznym. Łącząc je z kołem dzielonym oraz z niektórymi przyrządami dodatkowymi możemy jaknajdokładniej oznaczyć azymut drgań światła polaryzowanego, a także dokonywać wielu innych ważnych oraz interesujących pomiarów i spostrzeżeń nad ciałami optycznie anizotropnymi.

Dwa pryzmaty Nicola: jeden, polaryzator, umieszczony pod stolikiem mikroskopu i drugi, analizator, oprawiony nad obiektywem, są nieodłącznym atrybutem mikroskopu, służącego do badań kryształów, minerałów i skal.

Gdy światło z jednego pryzmatu Nicola wchodzi w drugi, to drgania fali świetlnej doznają tego samego, co dzieje się z niemi gdy spotykają na swej drodze drugą płytę szklaną po odbiciu się od pierwszej w przyrządzie Nörrenberga. Tam drgania rozdzielają się na drganie fali załamanej i odbitej, tu na dwa wzajemnie prostopadłe drgania dwu fal załamanych. Drgania wychodzące z polaryzatora są przyporządkowane do azymutu BP rys. 37. Niechaj odcinek AB będzie proporcjonalny do amplitudy tych drgań. Na drodze tego światła postawmy drugi pryzmat Nicola, analizator, tak aby jego oś długa była zgodna z osią długą polaryzatora i z kierunkiem normalnej czoła fali, ale obróćmy go około tej osi tak, aby jego przekrój główny NL

z przekrojem głównym polaryzatora BP tworzył kąt większy od zera, mniejszy od $\frac{1}{2}\pi$. Wtedy według równoległoboku sil drganie AB rozkłada się w analizatorze na dwa drgania wzajemnie prostopadłe: na AC i AD . Fala o drganiach AD usuwa się na stronę całkowitem odbiciem od warstewki balsamu kanadyjskiego. Z analizatora wychodzi fala o drganiach AC . Jeżeli kąt $\angle BAN = a$, to $AC = AB \cdot \cos a$. A więc gdy $a = 0$, czyli gdy oba pryzmaty, polaryzator i analizator, są zgodne, t. j. gdy przekroje główne ich obu leżą na jednej płaszczyźnie, wtedy $\cos a = 1$, przeto $AC = AB$: amplituda drgań świetlnych, opuszczających analizator, jest równa amplitudzie drgań wychodzących z polaryzatora, światło przechodzi przez oba pryzmaty, oko skierowane w analizator widzi jasność, doznaje podrażnienia świetlnego.



Rys. 37.

Gdy poczynamy obracać analizator około jego osi długiej, nadajemy kątowi $\angle BAC$ wartości większe od zera, amplituda AC staje się coraz mniejsza, ponieważ $\cos a$ staje się mniejsza od jedności. Natężenie światła maleje. Oko spoglądające w analizator doznaje coraz słabszego podrażnienia świetlnego. Wreszcie gdy kąt $\angle BAN = \frac{1}{2}\pi$ wtedy $\cos a = 0$ i amplituda $AC = 0$, drgania świetlne nie ma. Oko w analizator skierowane nie doznaje podrażnienia świetlnego, w przyrządzie panuje ciemność, przez tak ustawione pryzmaty Nicola światło nie przechodzi.

Dwa pryzmaty Nicola ustawione w ten sposób, że długie ich osi leżą na jednej prostej, a przekroje główne leżą na jednej płaszczyźnie, w mowie potocznej nazywamy pryzmatami równoległymi. Gdy zaś osi ich są tak samo zgodne, a przekroje główne są wzajemnie prostopadłe, to mówimy, że pryzmaty Nicola są skrzyżowane. Wyrażenia te, aczkolwiek się utarły, nie są należycie dobrane. Właściwsze byłyby wyrażenia: pryzmaty Nicola zgodne i pryzmaty Nicola prostopadłe.

Gdy pomiędzy wzajemnie prostopadłymi pryzmatami Nicola znajduje się powietrze, albo jakiekolwiek inne ciało optycznie

izotropne, niepodlegające działaniu pola elektromagnetycznego ani nie zawierające asymetrycznych cząsteczek chemicznego połączenia organicznego, oko spoglądające w analizator »widzi ciemność«, to jest nie doznaje podrażnienia świetlnego. Gdy natomiast pomiędzy wzajemnie prostopadłymi pryzmatami Nicol'a umieścimy ciało optycznie anizotropne, to zależnie od kierunku normalnych czoła fal przebiegających to ciało, patrząc na nie przez analizator, ujrzymy różnorodne zjawiska świetlne, których opis jest treścią dalszych części książki niniejszej. Z tego więc względu pryzmat Nicol'a jest jednym z ważniejszych przyrządów optycznych. Bez niego badanie optyczne jest nader utrudnione, a w wielu przypadkach nawet niemożliwe.

W § 17 i § 18 opisaliśmy sposoby pomiaru wartości współczynnika załamania światła. Otrzymawszy falę załamaną pryzmatem lub obserwując stożek graniczny promieni w totalreflektometrze w każdym przypadku pryzmatem Nicol'a możemy oznaczyć azymut, na którym zachodzą drgania. Wymierzając wartości współczynnika załamania światła w różnych kierunkach ciała optycznie anizotropnego, oraz w każdym kierunku oznaczając azymut drgań, otrzymujemy dokładne, wyczerpujące, jednoznaczne określenie ciała badanego pod względem optycznym.

II. KRYSZTAŁY OPTYCZNIE DWUOSIOWE

§ 22. Podział kryształów na trzy główne grupy optyczne.

W § 12 zaznaczyliśmy, że kryształy dzielą się na trzy grupy.

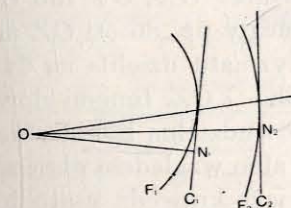
Jedna grupa to kryształy trójskośne, jednoskośne i rombowe. W trzech wzajemnie prostopadłych kierunkach zachowują się one odmiennie pod względem zjawisk fizycznych. Trzy te kierunki są nierównoznaczne, symetrycznie są one niezależne od siebie, żaden z nich bowiem nie jest symetrycznym powtórzeniem któregośkolwiek z dwu pozostałych.

Kryształy trygonalne, tetragonalne i heksagonalne są grupą drugą. Jeden ich kierunek, tak zwana oś główna, jest odmienny od pozostałych. Na płaszczyźnie prostopadłej do osi głównej w kryształach tych są albo dwa albo trzy kierunki równe, odmiennie w swych własnościach od osi głównej.

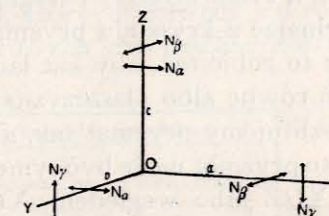
Trzecią wreszcie grupę tworzą kryształy regularne, których trzy kierunki wzajemnie prostopadłe, z krawędziami sześciangu zgodne, są równe pod względem zachowania się fizycznego.

Rozważmy nasamprzód własności optyczne kryształów trójskośnych, jednoskośnych i rombowych.

§ 23. Zarys ogólny zjawisk optycznych w kryształach trójskośnych, jednoskośnych i rombowych. Kryształy trójskośne, jednoskośne i rombowe są optycznie anizotropne, różnokierunkowe. Wynika to z właściwej im symetryczności. Jeżeli bowiem przez środek któregośkolwiek z nich poprowadzimy prostą zgodną z jakąś ich krawędzią, oraz dwie proste prostopadłe do tej prostej i prostopadłe pomiędzy sobą, to wzdłuż każdej z tych trzech prostych własności fizyczne tych kryształów są odmienne,



Rys. 38.



Rys. 39.

ponieważ te proste nie są wzajemnym powtórzeniem symetrycznym. A więc gdy fala świetlna przenika w kryształ trójskośny, jednoskośny lub rombowy, to rozdziela się w nim na dwie fale, przyczem w przeważającej liczbie kierunków promienie i należące do nich normalne czoła fal załamanych nie leżą na tej płaszczyźnie, na której leży normalna czoła fali padającej i pion powierzchni kryształu w punkcie padania. Ilustruje to rys. 38 przedstawiający odcinki dwu fal F_1 i F_2 , ich promień OP , dwie płaszczyzny do nich styczne (czoła) C_1 i C_2 , oraz ich normalne ON_1 i ON_2 . Wobec tego gdybyśmy wyszlifowali pryzmat z kryształu trójskośnego, jednoskośnego lub rombowego, obierając dowolny kierunek krawędzi kąta łamiącego i dwu jego boków, to pryzmatu tego nie moglibyśmy użyć do pomiaru współczynników załamania sposobem najmniejszego odchylenia.

W każdym jednak kryształ trójskośnym, jednoskośnym i rombowym są trzy wzajemnie prostopadłe płaszczyzny, względem których symetryczne pryzmaty nadają się do tego pomiaru. Jeżeli mianowicie temi płaszczyznami są płaszczyzny ZOX , ZOY , XOY rys. 39, to w każdym pryzmacie, którego krawędź kąta łamiącego jest równoległa do OX , lub do OY albo do OZ i którego ściany są symetryczne względem jednej z tych płaszczyzn, normalna czoła fali padającej oraz promienie i normalne czoła fal załamanych zarówno w pryzmacie jak po wyjściu z pryzmatu leżą na jednej płaszczyźnie o ile falę padającą skierowaliśmy tak aby normalna jej czoła leżała na płaszczyźnie prostopadłej do krawędzi łamiącej pryzmatu.

Pryzmatów takich jest sześć, po dwa wzajemnie prostopadłych, a symetrycznych względem kierunku OX , OY lub OZ . Wycinając z kryształu pryzmat równoległy np. do osi OZ możemy to robić tak, aby kąt łamiący pryzmatu dzieliła na dwie części równe albo płaszczyzna XOZ albo YOZ . Innymi słowy, gdy szlifujemy pryzmat tak, aby jego dwudzielną był kierunek OX , to pryzmat może być symetryczny albo względem płaszczyzny XOZ albo względem XOY , t.j. jego krawędź może być równoległa albo do OZ albo do OY .

Jednym słowem, każdy z tych sześciu pryzmatów tak ma być wycięty z kryształu, aby krawędź jego kąta łamiącego była równoległa do jednej z trzech osi omawianych i prostopadła do jednej z dwu osi pozostałych.

Którykolwiek z sześciu wymienionych pryzmatów umieścimy na osi gonjometru rys. 21 tak, aby obie ściany jego kąta łamiącego były prostopadłe do płaszczyzny kolimatora i lunety. Oświetliwszy kolimator światłem jednorodnym, na jedną ścianę pryzmatu skierujemy kolimatorem ukośnie pęk fal równoległych, czyli falę płaską. A więc w układzie opisanym normalna czoła fali padającej leży na płaszczyźnie prostopadłej do krawędzi kąta łamiącego. Skierowawszy skośnie lunetę na drugą ścianę pryzmatu ujrzymy dwie fale płaskie, jedną załamaną mniej, drugą więcej. Obrotami osi gonjometru z pryzmatem możemy ustawić każdą z tych fal w położenie najmniejszego odchylenia, a od-

powiedniem nastawieniem lunety możemy zmierzyć kąty ich najmniejszego odchylenia i obliczyć każdej z nich współczynnik załamania. Każdej z tych fal odpowiada jeden z trzech współczynników N_α , N_β , N_γ , właściwych badanemu ciału w określonej długości fali świetlnej. Badając każdą z tych dwu fal pryzmatem Nicola przekonamy się, że obie są polaryzowane. Azymut drgań jednej z nich jest zgodny z kierunkiem krawędzi pryzmatu, a drugi jest do niego prostopadły.

Z sześciu pryzmatów omawianych dwa dowolne wystarczają do zmierzenia największego współczynnika N_γ , średniego N_β i najmniejszego N_α . Układ azymutów drgań oraz wartości współczynników według których zachodzi załamanie podwójne kryształów trójskośnych, jednoskośnych i rombowych wskazuje rys. 39.

Tabliczka niżej podana wymienia współczynniki załamania jakie możemy zmierzyć w pryzmatach, których krawędź jest równoległa do osi X , Y lub Z oraz których dwudzielną jest jedna z tych osi. Mianowicie.

Dwudzielną	Kierunek krawędzi pryzmatu			
	X	Y	Z	
X		N_α N_β	N_α N_γ	
Y	N_β N_α		N_β N_γ	
Z	N_γ N_α	N_γ N_β		

Drgania świetlne, zapoczątkowane w kryształ trójskośnym, jednoskośnym lub rombowym, w każdym kierunku (wyjawszy dwu jak się to niżej okaże) rozprzestrzeniają się na dwu wzajemnie prostopadłych azymutach, na jednym z nich szybsze, na drugim powolniejsze. W kryształach omawianych drgania świetlne, zapoczątkowane w jednym punkcie, po pewnym czasie zachodzą na dwupowłokowej powierzchni krzywej.

Zważywszy rozkład wzajemny azymutów drgań o różnych współczynnikach załamania, widzimy, że OX jest kierunkiem sprężystości największej α , czyli najmniejszego oporu, jaki ośrodek przeciwstawia drganiom świetlnym, jest to bowiem kierunek drgań przyporządkowany fali najmniej załamanej, której

właściwy jest najmniejszy współczynnik: $a = \frac{1}{N_\alpha}$. Oś OY jest w takim razie kierunkiem sprężystości średniej $b = \frac{1}{N_\beta}$, a oś OZ kierunkiem sprężystości najmniejszej $c = \frac{1}{N_\gamma}$.

Trzy płaszczyzny ab , bc , ac nazywamy głównymi przekrojami optycznymi kryształów trójskośnych, jednoskośnych i rombowych. Jeżeli z któregośkolwiek z tych kryształów wyszlifujemy trzy płytki równoległe do tych trzech przekrojów to w totalreflektrometrze możemy poznać cały podwójny stożek graniczny, będący przekrojem obu powłok wyżej nadmienionych.

Okazuje się, że każdy z tych trzech przekrojów jest elipsą¹⁾ i kołem. Na przekroju bc promieniem koła jest N_α , półosiami elipsy N_β i N_γ , na przekroju ab promieniem koła jest N_γ a półosiami elipsy N_α i N_β , na przekroju ac promieniem koła jest N_β a półosiami elipsy N_α i N_γ .

Przekrój	Promień koła	Półosi elipsy
bc	N_α	N_β N_γ
ab	N_γ	N_α N_β
ac	N_β	N_α N_γ

Na przekroju ab koło otacza elipsę bez punktów wspólnych. Na przekroju bc elipsa otacza koło nie przecinając go ani się z nim nie stykając. Na przekroju natomiast ac koło i elipsa przecinają się w czterech punktach. A więc na tym przekroju leżą dwa kierunki, w których rozprzestrzenia się tylko drganie prędkości b , wobec czego w tym kierunku nie ma załamania podwójnego. Dwa te kierunki noszą nazwę *pierwotnych osi optycznych*.

Ponieważ kierunków tych jest dwa, przeto kryształy trójskośne, jednoskośne i rombowe nazywamy ośrodkami *optycznie dwuosiowymi*.

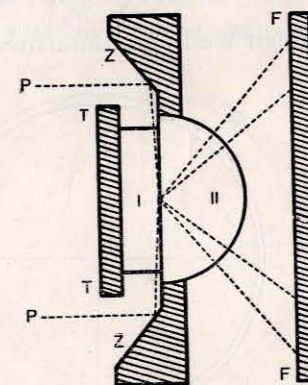
¹⁾ Ściśle biorąc nie są to elipsy lecz owale bardzo mało różniące się od elips. Tak np. na ścianie romboedru w kalcycie osi elipsy obliczone wynoszą 0,6573 i 0,6500, osi owalu obliczone mają wartości 0,6582 i 0,6508, a zmierzone 0,6587 i 0,6506. Niżej podamy przyczynę, dla której mamy tu owale a nie elipsy.

Przekroje omawianej powierzchni dwupowłokowej możemy poznać obserwując w lunecie totalreflektometru odcinki stożka granicznego obracaniem półkuli z płytką badaną około osi pionowej przyrządu. Możemy nawet od razu ujrzeć cały przekrój w przyrządzie zbudowanym według zasady następującej.

Płytkę szlifujemy z kryształu badanego tak, aby równoległe jej płaszczyzny były zgodne z jednym z trzech przekrojów głównych, poczem nadajemy jej kształt cylindra, t. j. obtaczamy ją z boków okrągło i boczną powierzchnię cylindryczną starannie polerujemy tak aby nic nie stało na przeszkodzie przenikaniu w nią światła naokoło.

Istotnymi częściami przyrządu służącego do okazania stożka granicznego jest zwierciadło stożkowe Z rys. 40 i półkula II zrobiona ze szkła, którego współczynnik załamania jest możliwie największy. Płytkę cylindryczną I umieszczamy pomiędzy zasłoną nieprzezroczystą T i półkulą II . Gdy przyrząd oświetlimy od strony nieprzezroczystej zasłony, to fale światła P padają na stożkowe zwierciadło Z , które naokoło otacza cylindryczną płytkę I , odbijają się odeń i przenikając w płytkę ślizgają się po wszystkich azymutach przekroju głównego. Na każdym azymucie, wyjąwszy pierwotnych osi optycznych, biegają dwie fale, jedna powolniejsza, druga szybsza. Każda z nich załamuje się w półkuli II pod właściwym jej kątem granicznym i opuściwszy półkulę pada na ekran lub na płytę fotograficzną F ¹⁾.

Najwięcej interesujący i najważniejszy jest przekrój ac , ten na którym koło przecina się z elipsą, a więc na którym leżą dwa kierunki bez załamania podwójnego, t. j. bez rozdwojenia fali. Przekrój ten nazywamy *płaszczyzną osi optycznych* kryształu

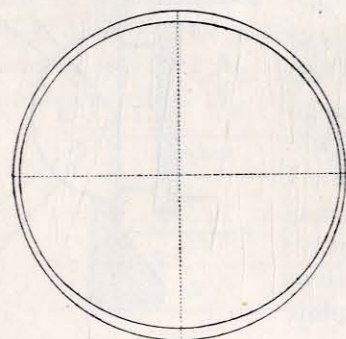


Rys. 40.

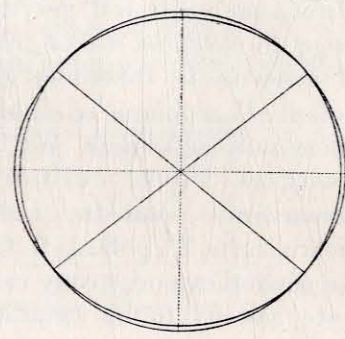
¹⁾ Przyrząd omówiony przedstawia przekrój stożka granicznego poprawnie pod względem jakościowym, ale ilościowo go nieco zniekształca.

optycznie dwuosowego. Na tej płaszczyźnie leżą kierunki a i c , t. j. największej i najmniejszej sprężystości optycznej. Kierunek b prostopadły do płaszczyzny osi optycznych jest to tak zwana *optyczna normalna*.

Tabl. I fig. 1 jest fotogramem przekroju ac stożka promieni granicznych w kryształach kwasu winnego $C_4H_6O_6/S(2')$. Zjawisko to jest za subtelne aby z całą wyrazistością można było je oddać na fotogramie, a potem w reprodukcji książkowej. Na rys. 42 podajemy je schematycznie z zamianą wartości $N_\alpha, N_\beta, N_\gamma$ na prędkości drgań $a = \frac{1}{N_\alpha}, b = \frac{1}{N_\beta}, c = \frac{1}{N_\gamma}$ w kryształach kwasu winnego według pomiarów W. Kohlrauscha.



Rys. 41.



Rys. 42.

Kryształom kwasu winnego jest właściwa dość wielka anizotropia optyczna. W przeważającej liczbie kryształów optycznie dwuosowych jest ona daleko mniejsza. W zwykłe przytaczanych rysunkach schematycznych do ilustracji służących, jak np. rys. 44, odległości pomiędzy dwiema powłokami i różnice osi elips są wielokrotnie przesadzone.

W §-cie 13-ym na str. 18 nadmieniono, że własności optyczne kryształów odwzorowywa elipsoida trójosiowa. Obecnie podamy sposób tego odwzorowania.

Weźmy odwrotności współczynników załamania

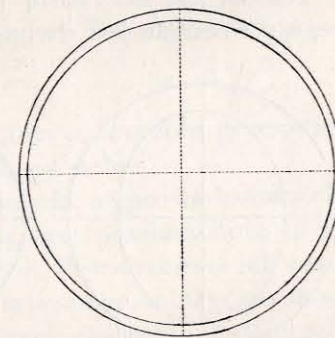
$$\frac{1}{N_\alpha} = a \quad \frac{1}{N_\beta} = b \quad \frac{1}{N_\gamma} = c$$

W dwu punktach dostatecznie od siebie oddległych jako w początkach współrzędnych założmy dwa równoległe prostokątne układy trójosiowe. Na dodatnich i ujemnych zwrotach jednego układu odcinamy odcinki proporcjonalne wartościom a, b, c i zbudujemy na nich elipsoidę trójosiową. Następnie przez jej środek przeprowadzmy dowolną płaszczyznę środkową M . Przecięcie się jej z powierzchnią elipsoidy naogół jest elipsą. W drugim układzie przez środek przeprowadzmy prostą równoległą prostej prostopadłej do płaszczyzny M i na obu zwrotach tej prostej odcinamy po dwa odcinki równe półosiom elipsy M . Wreszcie zrobimy to we wszystkich kierunkach pozostałych i punkty, otrzymane na promieniach wodzących, w układzie drugim połączmy powierzchnią.

Jeżeli teraz poprowadzimy dowolny promień wodzący tej powierzchni, to odcinki jego od środka do tej powierzchni są równe prędkościom promieni tego samego kierunku w kryształach o współczynnikach $N_\alpha, N_\beta, N_\gamma$. A jeżeli przez osi elipsy prostopadłej do tego promienia, t. j. przez osi elipsy M , poprowadzimy płaszczyznę do tej elipsy prostopadłą, to na tych płaszczyznach leżą azymuty drgań rozprzestrzeniających się wzdłuż promienia. Innymi słowy: *prędkości dwu promieni rozprzestrzeniających się w tym samym kierunku S są równe długościom półosi elipsy będącej środkowym przekrojem elipsoidy a, b, c , prostopadłym do kierunku S , a płaszczyznę przeprowadzone przez kierunek S i przez każdą z dwu osi elipsy M doń prostopadłą są płaszczyznami drgań dwu promieni.*

Z elipsoidy trójosiowej, której półosi są równe wartościom współczynników załamania $N_\alpha, N_\beta, N_\gamma$, tą samą regułą otrzymamy prędkości normalnych czoła fal. Mianowicie:

Prędkości normalnych czoła fal określonego kierunku rozprzestrzeniania się są równe odwrotnościom półosi elipsy będą-

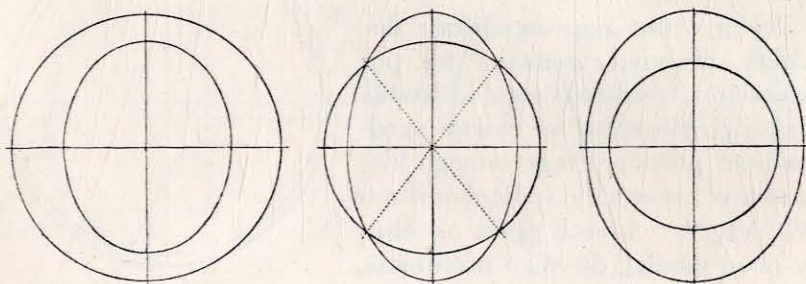


Rys. 43.

cej środkowym przekrojem elipsoidy N_α , N_β , N_γ prostopadłym do tego kierunku, a osi tej elipsy są azymutami drgań w tych falach.

Regulę omówioną w r. 1827 podał fizyk francuski A. Fresnel. Elipsoidę, której pólosi są równe wartościom a , b , c , nazywamy elipsoidą Fresnela, albo elipsoidą sprężystości optycznej, a regulę przytoczoną zowiemy regulą Fresnela. Reguła ta jest podstawowym twierdzeniem w optyce kryształów. Wyniki pomiarów najdokładniejszych są zgodne z tą regułą i z jej następstwami, jak również wszelkie spostrzeżenia zjawisk świetlnych w kryształach zupełnie ją potwierdzają.

Rzeczą jest oczywistą że powierzchnia zbudowana według reguły Fresnela jest dwupowłokowa. Jeżeli bowiem przez śro-

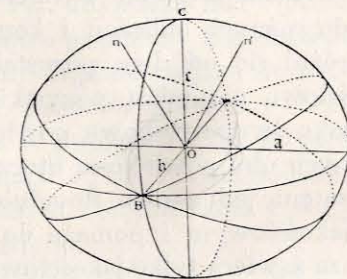


Rys. 44.

dek elipsoidy trójosiowej poprowadzimy dowolną prostą P i płaszczyznę do niej prostopadłą, a przez jakiś punkt jako środek poprowadzimy prostą tak samo orjentowaną jak prosta P w elipsoidzie i na tej prostej odcinamy odcinki równe pólosiom przekroju eliptycznego, to wobec nierówności tych pólosi na każdym zwrocie prostej otrzymujemy po dwa punkty. Jeżeli następnie przez jedną oś elipsoidy poprowadzimy najrozmaiciej skierowane płaszczyzny, to wszystkie elipsy będące przecięciami się tych płaszczyzn z powierzchnią elipsoidy, mają jedną oś wspólną, a więc na wszystkich prostych, do tych płaszczyzn prostopadłych, jeden z dwu położonych odcinków jest równy, a zatem miejscem geometrycznym końców wszystkich tych odcin-

ków jest obwód koła. Stąd więc każdy z przekrojów głównych dwupowłokowej powierzchni Fresnela jest kołem i elipsą.

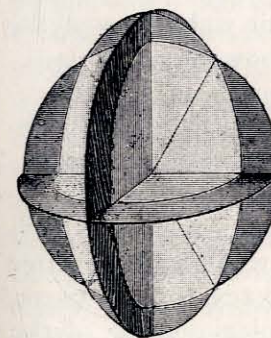
Elipsoidzie trójosiowej wreszcie, jak to uprzytamnia rys. 45, są właściwe dwa przekroje kołowe. A więc budując omawianą wyżej powierzchnię dwupowłokową, na prostych prostopadłych do przekrojów kołowych odcinamy jeden tylko odcinek, ponieważ wszystkie promienie przekroju kołowego są równe. Innymi słowy obie powłoki powierzchni rzeczownej na tych prostych mają punkty wspólne.



Rys. 45.

Rys. 46 w perspektywie przedstawia trzy przekroje główne powierzchni Fresnela, w celu wyrazistości o znacznie przesadzonych odległościach dwu jej powłok od siebie.

Dwupowłokowa powierzchnia Fresnela, wyprowadzona z elipsoidy sprężystości optycznej a , b , c , jest powierzchnią prędkości promieni. Powierzchnia fali natomiast jest to miejsce geometryczne spodków normalnych czoła fali. Powierzchnię tę otrzymamy, w każdym punkcie powierzchni Fresnela prowadząc płaszczyznę styczną i jej normalną, oraz na odpowiednim promieniu wodzącym odcinając odcinki równe odcinkowi od środka do spodka każdej normalnej czoła fali. W tym sposobie koła pozostają kołami a każda elipsa staje się owalem. Tak skonstruowana powierzchnia jest pochodną owaloidu.



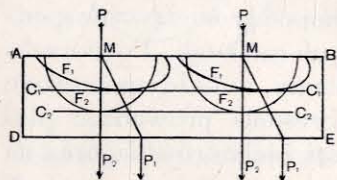
Rys. 46.

W niektórych względach jest pożyteczna wspomniana już wyżej elipsoida współczynnika, t. j. elipsoida, której pólosi są równe współczynnikom załamania N_α , N_β , N_γ . Każdy jej promień wodzący jest równy współczynnikowi załamania tej fali,

której drgania są zgodne z kierunkiem promienia wodzącego. Gdy z elipsoidy współczynnika wykreślamy powierzchnię dwupowłokową według reguły Fresnela, to otrzymujemy tak zwaną powierzchnię współczynnika.

Każda z trzech wymienionych powierzchni jest przydatna do różnych obliczeń i konstrukcji ilościowych i każda z nich różni się od dwu pozostałych stosunkami ilościowymi. Jakościowo natomiast wszystkie one są charakteru jednakowego, jako dwupowłokowe powierzchnie o czterech punktach wspólnych obu powłokom, otoczonych wgłębieniami. Każda z nich zatem jednakowo dosadnie ilustruje zjawiska pod względem jakościowym i pomaga do ich uzmysłowienia. Książka niniejsza zawiera tylko jakościowy opis zjawisk świetlnych w kryształach i nie wdaje się w ilościową ich interpretację, wystarczającą więc nam w danym razie jakościowe ilustracje ogólnego charakteru powierzchni omawianych. Jedną tylko okoliczność zaznaczamy.

Wyobraźmy sobie, że na równoległościenną płytkę optycznie anizotropną o przekroju $ABDE$ rys. 47 prostopadłe pada fala płaska PP . Wszystkie jej promienie jednocześnie wchodzi w płytkę jednocześnie powodując w punktach MM , leżących na jej powierzchni AB , drgania świetlne. Po pewnym czasie drgania te rozprzestrzeniają się na krzywych powierzchniach F_1 i F_2 o równych promieniach wodzących, a więc

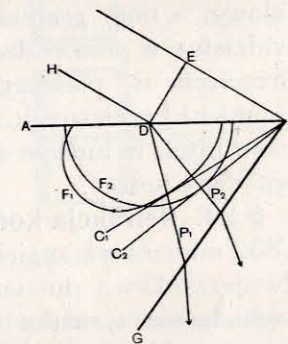


Rys. 47.

o czołach C_1 i C_2 równoległych do płaszczyzny AB . A zatem, gdy fala płaska pada prostopadłe na równoległościenną płytkę optycznie anizotropną, w płytce powstają dwie fale płaskie o czołach równoległych do czoła fali padającej, a więc równoległych pomiędzy sobą, jedna powolniejsza druga prędsza, o wspólnej normalnej, zgodnej z normalną czoła fali padającej. Promienie ich natomiast w ogólnym przypadku zbiegają zgodnie z ich współczynnikami załamania, jak tego mieliśmy przykład na jednym

promieniu w równoległościennym odblupku kalcytowym. Wychodząc z płytki równoległościennej fale te idą dalej w powietrzu równolegle.

Wyobraźmy sobie następnie, że na ciało optycznie anizotropne, ograniczone płaszczyzną AB rys. 48, płaska fala o czole ED pada skośnie. Gdy jeden jej promień graniczny EB doszedł do punktu B i zapoczątkował w nim drgania mające się rozprzestrzeniać w ciecie anizotropnym, promień graniczny HD wcześniej już zapoczątkował drgania w punkcie D , tak że owe drgania zachodzą już na powierzchniach F_1 i F_2 . A zatem ciało anizotropne przebiegają dwie fale płaskie, których czoła C_1 i C_2 otrzymujemy prowadząc płaszczyzny styczne do powierzchni krzywych F_1 i F_2 z punktu B . Widzimy, że czoła te są nierównoległe, promienie do nich należące załamują się każdy według właściwego im współczynnika załamania. Gdy druga płaszczyzna, ograniczająca ciało optycznie anizotropne, jest równoległa do pierwszej, oba promienie wychodzą w powietrze równoległe do HD . W przypadku pryzmatu t. j. w razie nierównoległych płaszczyzn ograniczających ośrodek anizotropny, jak to mamy na rys. 48,



Rys. 48.

po załamaniu się w powietrzu wychodzą one nie równoległe, a więc po drugiej stronie pryzmatu otrzymujemy dwie fale płaskie, których normalne tworzą kąt większy od zera. W załamaniu więc bezpośrednio obserwujemy przebieg kierunków promieni, jak to widzieliśmy np. w kalcyecie (§ 20). Obserwowaliśmy tam mianowicie zboczenie jednego promienia i dwie fale równoległe z kalcytu wychodzące. Prawo załamania, t. j. prawo stałości stosunku wstaw kąta padania i załamania jest słuszne w odniesieniu do kątów promieni, a otrzymany stąd współczynnik jest miarą prędkości w kierunku normalnych do tych promieni należących.

Co do powierzchni granicznej, widzialnej w totalreflekt-

metrze lub w przyrządzie demonstrującym przekrój stożka granicznego, to zważmy, że w § 18 podaliśmy, iż $N = \sin G : \sin \gamma$, gdzie G jest to kąt graniczny w półkuli wobec płytki, a γ kąt graniczny wobec powietrza. Jeżeli więc na różnych azymutach płytki anizotropnej mamy różne kąty graniczne G , to wobec stałego kąta γ wstawy kątów G mają się jak współczynniki załamania na różnych azymutach

$$\sin G_1 : \sin G_2 : \sin G_3 : \dots = N_1 : N_2 : N_3 : \dots$$

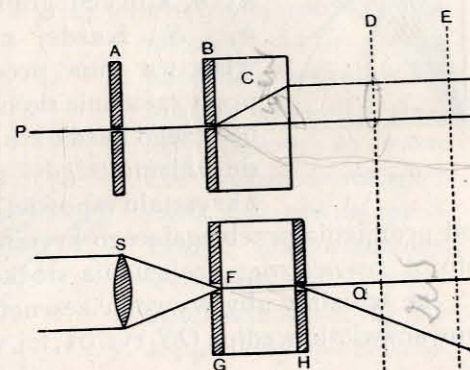
Małe różnice wstaw z bardzo małym błędem są proporcjonalne do różnic ich rzutów na płaszczyznę styczną i do różnic odpowiadających im łuków, a więc w totalreflektometrze i w przyrządzie rys. 40 obserwujemy przekroje powierzchni falowej, a linie graniczne pól jaśniej i ciemniej oświetlonych, widzialne w polu widzenia lunety totalreflektometru, są to linie przecięcia się płaszczyzny pola widzenia z odcinkami stożka promieni granicznych. Przecięcie się tej granicy ze skrzyżowaniem nitki w lunecie jest to promień graniczny zgodny z osią optyczną lunety.

§ 24. **Refrakcja koniczna czyli załamanie stożkowe.** Roku 1832 matematyk angielski W. Hamilton, badając geometrycznie dwupowłokową powierzchnię Fresnela, dowiódł konieczności zachodzenia zjawiska refrakcji konicznej czyli załamania stożkowego w kryształach optycznie dwuosowych. Niedługo potem H. Lloyd doświadczeniami potwierdził słuszność przewidywań W. Hamiltona.

Zjawisko refrakcji konicznej zachodzi w sposób następujący. Bardzo cienka wiązka równoległych fal świetlnych P rys. 49 z otworka w zasłonie A pada na otworek w zasłonie B leżący na dość grubej płytce równoległościennej kryształu optycznie dwuosowego C wyszlifowanej prostopadle do jednej z osi optycznych. Wiązka ta w kryształach rozchodzi się w stożek, który wychodzi z płytki wiązką równoległą cylindryczną o średnicy większej od wiązki pierwiastkowej. Na ekranie tworzy ona jasny krążek D lub E o jednakowej średnicy w każdej odległości ekranu od płytki. To zjawisko nazywamy *wewnętrzną* refrakcją koniczną.

Jeżeli natomiast płytkę umieścimy pomiędzy dwiema zasłonami G i H z małymi otworkami i otworek F umieścimy w ognisku głównym soczewki S , a soczewkę tę oświetlimy pękiem fal równoległych, a więc na kryształ skierujemy soczewką wierzchołek stożka fal zbieżnych, to przez kryształ przebiega cienka wiązka, która po wyjściu z kryształu rozprzestrzeni się w stożek Q , padający na ekran jako krążek świetlny średnicy powiększającej się w miarę oddalania ekranu od kryształu. Jest to tak zwana *zewnętrzna* refrakcja koniczna.

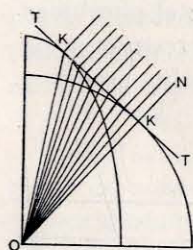
Interpretacja zjawisk rzeczonych jest następująca. Około punktu wspólnego obu powłokom fresnelowskiej powierzchnia prędkości promieni się zapada, węgłbia ku środkowi. Z tego więc powodu czoło fali biegnącej w kierunku



Rys. 49.

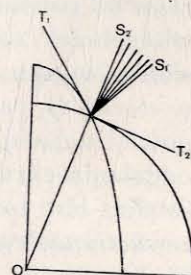
promienia o jednej prędkości, czyli odpowiednia temu promieniowi płaszczyzna styczna TT rys. 50, z powierzchnią prędkości promieni styka się nie w jednym punkcie lecz na obwodzie koła KK . Normalna tej płaszczyzny jest to tak zwana binormalna, czyli pierwotna oś optyczna. Proste łączące środek powierzchni Fresnela z punktami styczności czoła fali, t. j. z punktami leżącymi na obwodzie koła rzeczzonego, ograniczają stożek wewnętrznej refrakcji konicznej. Stożek ten wypełniają promienie należące do fali, której normalną jest pierwotna oś optyczna (binormalna). Wychodząc z kryształu w powietrze promień OK jako zgodny z normalną i prostopadły do płaszczyzny płytki nie załamuje się. Inne załamują się tem więcej im więcej są odchylone od normalnej ON . Po wyjściu w powietrze wypełniają one prostopadły do czoła fali cylinder, czyli wywołują zjawisko *wewnętrznego* załamania stożkowego.

Co zaś do zewnętrznej refrakcji konicznej, to zważmy, że w punkcie wspólnym obu powłok powierzchni Fresnela istnieje nieskończenie wiele płaszczyzn stycznych, leżących na powierzchni stożka $T_1 T_2$ rys.



Rys. 50.

51, którego wierzchołkiem jest właśnie ów punkt wspólny, a więc i nieskończenie wiele normalnych, których granicznymi są S_1 i S_2 . Każdej z nich jest właściwa inna prędkość rozprzestrzeniania się światła, wobec czego każda z nich inaczej się załamuje gdy przechodzi z kryształu w powietrze. A więc

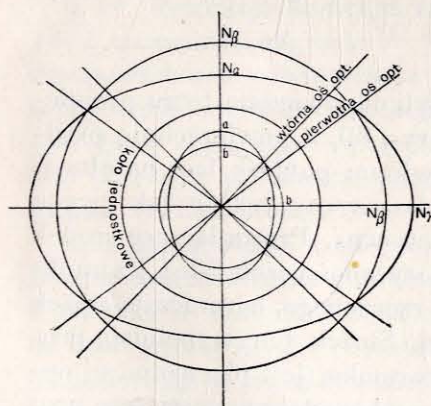


Rys. 51.

od promienia przebiegającego kryształ w kierunku OS_2 powstaje stożek zewnętrznego załamania stożkowego $S_1 S_2$.

Jak widzimy aby wywołać zewnętrzne załamanie należy skierować światło wzdłuż OS_2 rys. 51, t. j. wzdłuż tak zwanej biradjalnej czyli wtórnej osi optycznej

rys. 52, a wewnętrzne wzdłuż ON rys. 50 czyli wzdłuż pierwotnej osi optycznej (binormalnej), należy więc odpowiednio nachylać i przesuwac nieprzezroczyste zasłony z otworkami. Przesunięcia te są bardzo niewielkie, w przeważającej bowiem liczbie ciał optycznie dwuosowych kąt pomiędzy binormalną i przyległą jej biradjalną wynosi od kilku do kilkunastu zaledwie minut, a tyl-

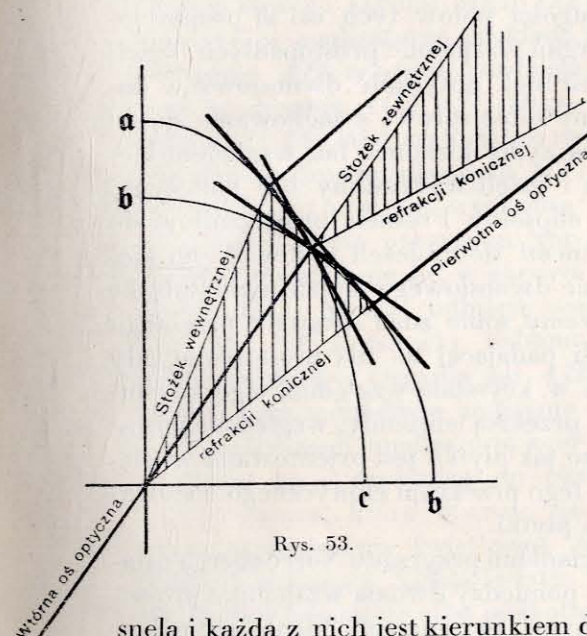


Rys. 52.

ko w ciałach nielicznych o wyjątkowo wielkiej dwójłomności dochodzi do kilku stopni.

Z dowolnego punktu, jako ze środka, promieniem, którego długość przyjmujemy na jednostkę, zakresłmy kulę rys. 52. Z te-

go samego środka w tej samej jednostce wykreślmy powierzchnię fresnelowską a, b, c i powierzchnię współczynnika $N_\alpha, N_\beta, N_\gamma$. Na przekroju ac i $N_\alpha N_\gamma$ poprowadźmy proste łączące punkt środkowy z punktami będącymi przecięciem się obwodów kół z obwodami elips. Linje rysunku 52, a szczególnie jego ćwiartki powiększonej rys. 53, dosadnie ilustrują treść zjawiska refrakcji konicznej. Zarazem z rysunków tych widzimy, że pierwotne osi optyczne, czyli binormalne, t. j. osi wewnętrznej refrakcji konicznej, są to prostopadłe do przekrojów kołowych elipsoidy współczynnika i że są one kierunkami normalnych czoła fali równej prędkości, odpowiadającej średniemu współczynnikowi załamania N_β . Niżej podamy opis zjawisk, w których osi te uwi-
daczają się wyraźnie, tak iż możemy zmierzyć kąt pomiędzy nimi zawarty, zwany kątem osi optycznych. Osi refrakcji zewnętrznej są prostopadłe do przekrojów kołowych elipsoidy Fres-



Rys. 53.

snela i każda z nich jest kierunkiem dwu promieni równej prędkości. A więc kąt pierwotnych osi (binormalnych) bezpośrednio możemy zmierzyć lub obliczyć z wartości współczynników załamania $N_\alpha, N_\beta, N_\gamma$, a kąt wtórnych osi optycznych (biradjalnych) możemy obliczyć z wartości a, b, c .

Przewidzenie zjawisk refrakcji konicznej przez W. Hamiltona jest jednym z tryumfów naukowych. Niektórzy fizycy stawiają to przewidzenie narówni z odkryciem Neptuna obliczeniami Leveriera i Adamsa. Dowodzi ono prawdziwości i słuszności

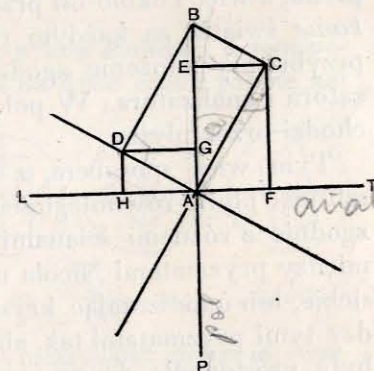
tych założeń, na których opiera się nauka o rozprzestrzenianiu się energii promienistej wogóle, energii świetlnej w kryształach w szczególności.

§ 25. Zachowanie się przekroju eliptycznego kryształów optycznie dwuosiowych pomiędzy polaryzatorem i analizatorem. Z reguły Fresnela wynika, że dowolny przekrój ciała optycznie dwuosiowego naogół jest eliptyczny. Osi tego przekroju kierunkami swemi określają azymuty drgań, zachodzących w dwu falach płaskich, których normalna czola jest prostopadła do danego przekroju, a długości połów tych osi są proporcjonalne do prędkości dwu drgań wzajemnie prostopadłych. Jeżeli więc fala płaska pada na ośrodek optycznie dwuosiowy w dowolnym kierunku, to zdamy sobie sprawę z zachowania się fal w tym ośrodku, jeżeli oznaczymy kierunek fali względem kierunków a, b i c w ośrodku i jeżeli wykreślimy lub obliczymy elipsę będącą przekrojem elipsoidy Fresnela prostopadłym do kierunku fali padającej. Innymi słowy jeżeli w dowolnym kierunku z kryształu optycznie dwuosiowego wyszlifujemy płytkę równoległościenną, to możemy sobie zdać sprawę z przebiegu podwójnego załamania fali padającej na nią prostopadle, gdy określimy położenie płytki w kryształach względem jego kierunków a, b, c i gdy zbadamy przekrój elipsoidy, względem jej osi a, b, c orjentowany tak samo jak płytka jest orjentowana względem a, b, c kryształu. Osi tego przekroju eliptycznego nazywamy przekrojami głównymi płytki.

Pomiędzy dwoma zwierciadłami przyrządu Nörrenberga ustawionymi prostopadle, albo pomiędzy dwoma wzajemnie prostopadłymi, czyli skrzyżowanymi, pryzmatami Nicola umieścimy kryształ optycznie dwuosiowy tak, aby światło z polaryzatora padało prostopadle normalną czola fali na jakąś ścianę kryształu, przechodziło przezeń i wychodziło przez ścianę równoległą do ściany poprzedniej. Albo użyjmy płytki równoległościennej, wyszlifowanej z kryształu optycznie dwuosiowego zgodnie z jakimś jego przekrojem eliptycznym.

Jak wiemy z reguły Fresnela, w takiej płytce drgania świetlne odbywają się tylko na dwu azymutach, mianowicie na jej prze-

krojach głównych, t.j. na krótkiej i na długiej osi zgodnego z nią przekroju eliptycznego elipsoidy Fresnela. Niech AB rys. 54 oznacza amplitudę drgania fali świetlnej, która wyszła z polaryzatora; AC i AD niech będą to azymuty drgań zachodzących w płytce, a zarazem jej przekroje główne. Drganie AB rozdziela się w płytce na dwa drgania wzajemnie prostopadłe AC i AD według równoległoboku sil. Drgania te zachodzą z prędkością nierówną, jedno z nich wychodzi więc z płytki wcześniej drugie później. Opuściwszy płytkę wchodzi one w analizator, którego azymut drgań LT jest prostopadły do BP . Drganie AC w analizatorze rozkłada się na dwa drgania AE i AF . Drganie AD również rozdziela się na drgania AG i AH . Drgania AG i AE , jako zachodzące na azymucie prostopadłym do LT , z analizatora nie wychodzą: w górnej płycie przyrządu Nörrenberga załamują się, w górnym pryzmacie Nicola odbijają się w bok od warstewki balsamu kanadyjskiego. Drgania zaś AH i AF , jako zachodzące na azymucie polaryzacji analizatora, opuszczają go i dochodzą do oka obserwatora, które doznaje zatem podrażnienia świetlnego. A więc przez prostopadłe ustawione pryzmaty Nicola światło nie przechodzi, gdy pomiędzy nimi jest powietrze albo jakikolwiek inny ośrodek optycznie izotropny. Ale gdy umieścimy tam skośnie leżący przekrój eliptyczny ciała optycznie anizotropnego, światło przezeń przechodzi.



Rys. 54.

Jeżeli kąt $\angle CAB = a$, to:

$$\begin{aligned} AC &= AB \cdot \cos a \text{ i } AD = AB \cdot \sin a, \text{ więc} \\ AF &= AC \cdot \sin a = AB \cdot \sin a \cdot \cos a \text{ i} \\ AH &= AD \cdot \cos a = AB \cdot \sin a \cdot \cos a. \end{aligned}$$

Gdy $a = 0$ lub gdy $a = 90^\circ$, wtedy $AH = 0$ i $AF = 0$, t. j. gdy osi przekroju eliptycznego, czyli przekroje główne płytki,

są zgodne z przekrojami głównymi polaryzatora i analizatora, oko spoglądające w analizator nie doznaje podrażnienia świetlnego, w przyrządzie panuje ciemność.

Gdy kąt a staje się większy od zera czy mniejszy od kąta prostego, t. j. gdy płytkę obracamy około jej pionu, to odcinki AH i AF stają się większe od zera, pokazuje się światło. Gdy $a = 45^\circ$, długość AH i AF jest największa, występuje największe natężenie światła, zachodzi jasność największą. W miarę dalszego obrotu światło znów słabnie.

Innymi słowy w pełnym obrocie płytki zgodnej z eliptycznym przekrojem ciała optycznie anizotropnego o 360° około pionu, a więc i około osi przyrządu, czterokrotnie zachodzi *znikanie* światła, za każdym razem gdy przekroje główne płytki przybierają położenie zgodne z przekrojami głównymi polaryzatora i analizatora. W położeniach pozostałych światło przechodzi przez płytkę.

Tym więc sposobem, z kryształu optycznie dwuosiowego szlifując płytki równoległościennie w różnych kierunkach, to jest zgodnie z różnymi ścianami i badając ich zachowanie się pomiędzy pryzmatami Nicola ustawionymi prostopadle względem siebie, lub umieszczając kryształ optycznie dwuosiowy pomiędzy tymi pryzmatami tak, aby różne płaszczyzny tego kryształu były prostopadle do osi przyrządu polaryzacyjnego, możemy oznaczyć położenie elipsoidy sprężystości optycznej w kryształach, t. j. kierunki a , b , c względem jego ścian i krawędzi.

Do tych spostrzeżeń najpospoliciej używamy mikroskopu, którego stolik obraca się około optycznej osi przyrządu. Brzeg stolika jest podzielony na stopnie i części stopnia, a na oprawie stolika znajduje się nieruchomy nonjusz. Na płaszczyźnie ogniskowej głównego w okularze jest naciągnięta cieniutka niteczka, równoległa do przekroju głównego jednego z pryzmatów Nicola lub dwie niteczki prostopadle, zgodne z przekrojami głównymi polaryzatora i analizatora. Polaryzator jest umieszczony pod stolikiem mikroskopu. Analizator albo jest wprawiony w rurę mikroskopu nad obiektywem, albo ustawia się go nad okulem.

§ 26. **Znikanie światła proste, symetryczne i skośne.** W zjawisku znikania światła zachodzą trzy możliwości, mianowicie znikanie światła proste, symetryczne i skośne.

Obrotem stolika mikroskopu ustawiamy kryształ lub płytkę tak, aby krawędź ściany, krawędź płytki, lub szczelinka lupliwości, o ile jest, była zgodna z jedną nicią okularu, poczem wprowadzamy analizator. Jeżeli w tem położeniu zachodzi ciemność, t. j. znikanie światła w płytce czy na ścianie obserwowanej, to wnosimy, że jeden z przekrojów głównych przekroju eliptycznego odpowiadającego obserwowanej ścianie jest zgodny z krawędzią lub z kierunkiem lupliwości. Jest to znikanie światła *proste* rys. 55.

W innych przypadkach znikanie światła zachodzi w tem położeniu, w którym nic okularu dzieli na dwie części równe kąt pomiędzy dwiema krawędziami, albo pomiędzy dwoma kierunkami lupliwości. Jest to znikanie światła *symetryczne* rys. 56. Tam gdzie ono zachodzi, krawędzi lub kierunki lupliwości leżą symetrycznie



Rys. 55.

Rys. 56.

Rys. 57.

względem przekrojów głównych. Symetryczne znikanie światła stwierdzamy, mierząc kąt pomiędzy położeniem, w którym następuje znikanie światła, a krawędziami lub szczelinami lupliwości po obu stronach jednego z dwu przekrojów głównych. A więc ustawiamy jedną krawędź lub szczelinę lupliwości zgodnie z nicią okularu i odczytujemy podziałkę koła, stojącą naprzeciw zera nonjusa. Następnie obracamy stolik wraz z płytką czy kryształem aż do zniknięcia światła w płytce i odczytujemy to położenie. Różnica tych dwu odczytywań daje wartość kąta pomiędzy jedną krawędzią lub szczeliną a leżącym pomiędzy krawędziami czy szczelinami przekrojem głównym. Następnie obracamy stolik tak, aby z nicią była zgodna druga krawędź lub szczelinka i odczytujemy położenie koła. Różnica odczytania drugiego i trzeciego daje wartość kąta pomiędzy przekrojem głównym a drugą krawędzią lub szcze-

linką. Jeżeli oba te kąty otrzymujemy równe, to stwierdzamy symetryczne znikanie światła.

Trzeci wreszcie przypadek jest wtedy, gdy pomiędzy kierunkami przekrojów głównych a krawędziami ściany badanej lub szczelinami lupliwości niema stosunku symetryczności. Jest to *skośne* znikanie światła rys. 57. Nastawiamy jedną krawędź lub szczelinę lupliwości na nić okularu i zapisujemy podziałkę koła stojącą naprzeciw zera nonjusza. Następnie obracamy stolik do zniknięcia światła w płytce i w tem położeniu też zapisujemy położenie koła względem nonjusza. Różnica tych dwu położenia koła jest miarą wartości kąta znikania światła na danej ścianie badanego kryształu względem danej krawędzi lub kierunku lupliwości.

Ścisłe pomiary kąta znikania światła należy wykonywać w świetle jednorodnem. W wielu jednak ciałach optycznie dwuosowych różnice wartości kąta znikania światła różnej długości fali są tak drobne, że leżą w granicach błędów pomiaru, innemi słowy w świetle różnej długości fali pomiar wypadają jednakowo, a więc możemy go wykonać w świetle białem.

Kryształom trójskośnym $S(1')$ i $S(2''2''2'')$ nie jest właściwa ani płaszczyzna odbicia, ani oś przystawiania. A więc kierunki sprężystości a , b , c nie są przyporządkowane w nich ścianom i krawędziom, t.j. niema w nich ani takiej ściany ani takiej krawędzi, do której byłby prostopadły lub równoległy choć jeden z trzech kierunków głównych a , b , c sprężystości optycznej. Na każdej więc ścianie, albo względem któregośkolwiek kierunku lupliwości w kryształach trójskośnych zachodzi znikanie światła *skośne*. Najczęściej oznaczamy w nich kąty znikania światła na ścianach pola największego, lub na płaszczyznach lupliwości, którym nadajemy symbole (100) , (010) , (001) , t.j. które obieramy na płaszczyzny osiowe czworościanu jednostkowego. Na przykład w kryształach cjanitu $Al_2SiO_5/S(2''2''2'')$ na ścianie (100) względem krawędzi $(100):(010)$ kąt znikania światła wynosi 30° , na ścianie (010) względem tej samej krawędzi $7^\circ 30'$. W kryształach albitu $Na_2Al_2Si_6O_{16}/S(2''2''2'')$ na (001) względem krawędzi $(001):(010)$ kąt znikania światła ma 4° , na (010) 20° , w kryształach anortytu $CaAl_2Si_2O_8/S(2''2''2'')$ na

(001) 40° , na (010) 38° i t.p. A więc w kryształach trójskośnych ani jeden z trzech głównych kierunków sprężystości optycznej a , b , c nie jest zgodny z którąkolwiek ścianą lub krawędzią kryształu. Jest to do przewidzenia z symbolów symetryczności tych kryształów $S(1')$ i $S(2''2''2'')$, wskazujących, że kryształom trójskośnym nie jest właściwa ani płaszczyzna odbicia, ani oś przystawiania. Wobec tego elipsoida sprężystości optycznej leży niesymetrycznie względem ich ścian i krawędzi, nie będąc przyporządkowana ani jakiejś krawędzi, ani jakiejś ścianie.

W kryształach jednoskośnych na ścianę (010) obieramy płaszczyznę odbicia, na krawędź osiową OK , t.j. OY czyli b obieramy oś przystawiania dwukrotnego albo normalną, pion, płaszczyzny odbicia. Kryształy jednoskośne okazują proste lub symetryczne znikanie światła na (100) , na (001) i na wszystkich ścianach pasa $[(100):(001)]$, a więc na wszystkich ścianach $(h0l)$, t.j. równoległych do osi przystawiania lub do pionu płaszczyzny odbicia. Na ścianach natomiast pasa $[(100):(010)]$ i pasa $[(001):(010)]$ widzimy znikanie światła skośne o kącie tem większym im mniejszy kąt normalna ściany badanej tworzy z osią przystawiania lub z normalną płaszczyzny odbicia, t.j. z osią OK czyli z $OY(b)$. I wreszcie na ścianie (010) , t.j. na ścianie prostopadłej do krawędzi osiowej OK , czyli $OY(b)$, kąt znikania światła przybiera wartość największą, kryształom danej substancji charakterystyczną. Na przykład na ścianie (010) kryształów skolezytu $CaAl_2Si_3O_{10}/S(1)$ względem krawędzi OZ , t.j. OL czyli c , innemi słowy względem krawędzi ścian $(100):(010)$, kąt znikania światła w świetle błękitnem wynosi $17^\circ 52'$, w świetle czerwonym $17^\circ 8'$. W kryształach kwasu winnego $C_4H_6O_6/S(2')$ kąt ten ma $71^\circ 18'$ w świetle czerwonym, $72^\circ 10'$ w świetle niebieskiem. W kryształach adularu $K_2Al_2Si_6O_{16}/S(2'2'2')$ na (010) względem lupliwości zgodnej z (001) , a więc względem krawędzi $(010):(001)$, t.j. OX albo a czyli OH , $5^\circ 18'$ w świetle czerwonym, $5^\circ 44'$ w świetle niebieskiem.

Z tego wnosimy, że w kryształach jednoskośnych jeden z trzech kierunków a , b , c jest zgodny, czyli niejako stale sprzę-

zony z osią przystawiania albo z normalną płaszczyzny odbicia, t. j. z krawędzią, którą oznaczamy literami OY , albo OK , lub b . Innymi słowy elipsoida sprężystości optycznej kryształów jednoskośnych leży symetrycznie względem płaszczyzny (010), która w kryształach jednoskośnych jest, jak wiemy, albo płaszczyzną odbicia, albo prostopadłą do osi przystawiania dwukrotnego. Do tej płaszczyzny stale jest przyporządkowany jeden z trzech głównych przekrojów elipsoidy sprężystości optycznej, a więc i powierzchni falowej, ab , ac lub bc . A zatem w pasie ścian równoległych do OY , czyli do b , t. j. OK , innymi słowy prostopadłych do (010), orientacja optyczna jest symetryczna względem śladu płaszczyzny (010) i prostopadłego doń śladu osi $OY(b)$ czyli krawędzi OK . Na ścianach tych zachodzi znikanie światła proste względem osi $OX(a)$ na (001), względem osi $OZ(c)$ na (100). Na (010) natomiast przekroje główne nie są przyporządkowane do żadnego kierunku krystalograficznego, tworzą więc z krawędziami kąty znikania światła charakterystyczne kryształom każdej substancji. Wynika to z symbolów symetryczności rodzajów jednoskośnych: $S(1)$ płaszczyzna odbicia, $S(2')$ oś przystawiania dwukrotnego, $S(2'2'2)$ płaszczyzna odbicia i prostopadła do niej oś przystawiania dwukrotnego.

W kryształach rombowych na każdym z dwuścianów (100), (010), (001) oraz na każdej ścianie słupów (Ok), (hO), (hkO) zachodzi znikanie światła proste, a na ścianach piramid i dwupiramid (hkl) znikanie światła symetryczne. W tych więc kryształach kierunki a , b , c są zgodne z osiami przystawiania i z płaszczyznami odbicia. Tym bowiem kryształom są właściwe albo dwie wzajemnie prostopadłe płaszczyzny odbicia $S(2)$, albo trzy wzajemnie prostopadłe osi przystawiania dwukrotnego $S(2'2'2')$, albo trzy wzajemnie prostopadłe płaszczyzny odbicia $S(222)$.

§ 27. Barwy interferencyjne. Dotychczas w przekrojach eliptycznych rozważaliśmy znikanie światła. Zachodzi ono, jak wiemy, wtedy gdy przekroje główne badanego przekroju eliptycznego przybierają położenie zgodne z przekrojami głównymi analizatora i polaryzatora ustawionych wzajem do siebie prosto-

padle. O położeniach innych, pośrednich, nadmieniliśmy jedynie to, że gdy przekroje główne płytki nie są zgodne z przekrojami głównymi prostopadłe do siebie ustawionych pryzmatów Nicola, czy zwierciadeł przyrządu Nörrenberga, to przez płytkę światło przechodzi. Rozważmy to zjawisko bliżej i dokładniej, szczególnie w płytkach bardzo cienkich.

Jak wiemy, fala świetlna wychodząca z polaryzatora, polaryzowana linjowo, prostopadłe swą normalną czoła padając na płytkę, będącą przekrojem eliptycznym ciała optycznie anizotropnego, rozdziela się w niej na dwie fale. Jeżeli płytka jest bardzo cienka, to normalne czoła dwu tych fal leżą prawie na jednej prostej po wyjściu z płytki. Jedna wszakże fala względem drugiej jest nieco opóźniona, drgania bowiem jednej są powolniejsze, drugiej szybsze. Analizator sprowadza te dwa drgania do jednego azymutu. Dwie fale biegną po jednej prostej na jednej płaszczyźnie, więc zachodzi interferencja. Ponieważ, jak to widać z rys. 54, drgania tych dwu fal są o fazach znaków przeciwnych, zanikają przeto te z nich, które się różnią o parzystą wielokrotność $\frac{1}{2}\lambda$, a składają się w drgania najsilniejsze te, które różnią się o $(2n - 1) \cdot \frac{1}{2}\lambda$.

Światło białe zawiera fale długości bardzo różnej. Smugom Fraunhofera oznaczonym wielkimi literami alfabetu łacińskiego odpowiadają długości fal λ następujące.

	λ		λ
A purpurowe	760 $\mu\mu$	F niebieskie	486 $\mu\mu$
B czerwone	687	G indygowo	430
C pomarańczowe	656	H fioletowe	397
D żółte	589		
E zielone	527		

1 $\mu\mu$ = 0,000001 mm

Jak widzimy, fale światła fioletowego są prawie dwa razy krótsze od fal światła czerwonego. W tej więc skali dość rozległej zachodzą wielorakie możliwości. Jedne fale zanikają zupełnie inne częściowo w jednym opóźnieniu. A zatem stosunek barw światła białego narusza się, z analizatora wychodzi światło o barwie tej części widma, której fale nie uległy zanikowi. Jeżeli np. interferowały do zera fale fioletowe, to pozostały żółte, a więc obserwując przekrój eliptyczny ciała bezbarwnego między prostopadłe ustawionymi pryzmatami Nicola lub zwier-

ciadłami przyrządu Nörrenberga ujrzymy go żółtym. Jednym słowem płytka będąca eliptycznym przekrojem ciała anizotropnego obracana w swej płaszczyźnie około pionu pomiędzy polaryzatorem i analizatorem w świetle jednorodnym, jednobarwnym, cztery razy w pełnym obrocie okazuje znikanie i pojawianie się światła tej barwy, jakiego użyliśmy do oświetlenia przyrządu. W świetle białym natomiast okazuje ona znikanie światła i barwę interferencyjną.

Jeżeli grubość płytki jest e , a współczynniki załamania światła w danym przekroju są N_1 i N_2 , to po wyjściu z płytki jedna fala względem drugiej jest opóźniona o $e(N_1 - N_2)$. A więc opóźnienie to zależy od grubości płytki, od kierunku przekroju i od dwójłomności właściwej danemu ośrodkowi optycznemu. Nawet w ośrodku o bardzo wielkiej dwójłomności opóźnienie względne dwu fal może być bardzo małe, jeżeli wyszlifujemy zeń płytkę nadzwyczaj cienką, albo pod bardzo małym kątem nachyloną do przekroju kołowego. W tym przypadku osi odpowiadającej jej elipsy różnią się bardzo mało, t. j. różnica $N_1 - N_2$ jest nader mało większa od zera.

Gdy opóźnienie omawiane wynosi mniej od $50 \mu\mu$, to podrażnienie świetlne oka jest tak słabe, że prawie nie odczuwamy wrażenia światła. Barwa interferencyjna jest czarna lub ciemnoszara. W miarę powiększania się tego opóźnienia w barwie interferencyjnej staje się coraz wyraźniejszy odcień fioletowy. W opóźnieniu około $200 \mu\mu$ fale fioletowe są najwięcej wzmocnione ($\frac{1}{2}\lambda_H = 198 \mu\mu$), barwa szara przechodzi w barwę sinawą. Z powiększeniem się opóźnienia wzmagają się stopniowo inne barwy, tak że gdy opóźnienie osiąga wartość około $260 \mu\mu$ powstaje interferencyjne światło prawie białe. Jest to tak zwana biała barwa interferencyjna pierwszego rzędu. Temu opóźnieniu odpowiadają następujące ułamki długości fal.

	λ	$\frac{1}{2}\lambda$
A purpurowe	760 $\mu\mu$	380 $\mu\mu$
B czerwone	687	343,5
C pomarańczowe	656	328
D żółte	589	294,5
E zielone	527	263,5
F niebieskie	486	243
G indygowo	430	215
H fioletowe	397	198,5

Widzimy więc, że opóźnienie około $260 \mu\mu$ jest dość bliskie do $\frac{1}{2}\lambda$ prawie w całym widmie, żadna więc z barw nie ulega zanikowi zupełnemu ani żadna nie wybija się ponad inne. Oko doznaje wrażenia światła mieszanego bez przewagi którejkolwiek barwy.

Opóźnienie około $330 \mu\mu$ jest bardzo bliskie do długości fali światła fioletowego, fale więc tego światła zanikają. A ponieważ ponadto $330 \mu\mu$ mało się różni od $\frac{1}{2}\lambda$ światła żółtego, więc ono najwięcej się wzmaga. Wobec tego barwa interferencyjna przybiera odcień żółty, powstaje barwa żółta pierwszego rzędu. W opóźnieniu około $550 \mu\mu$, t. j. około długości fali światła żółtego, ono zanika, a wybija się barwa czerwona, ($\frac{3}{4}\lambda_A = 570 \mu\mu$). Powstaje tak zwana czerwona barwa interferencyjna pierwszego rzędu.

Szczegółnej uwagi godna jest barwa interferencyjna wywołana interferencją fal światła białego o opóźnieniu względem około $575 \mu\mu$. Jest to tak zwany czuły fiolet interferencyjny: barwa o odcieniu pomiędzy purpurowym a fioletowoniebieskim. Nazwano go czułym z tego powodu, że nawet bardzo mała zmiana opóźnienia wywołuje w nim wyraźną zmianę albo na barwę czerwoną (gdy opóźnienie zmniejsza się do $565 \mu\mu$) albo na indygową (gdy opóźnienie zwiększa się do $600 \mu\mu$).

Ośrodki lub przekroje o bardzo małej dwójłomności wywołują tak drobną różnicę faz w dwu falach, czyli tak małe opóźnienie względne, że oko nie odczuwa podrażnienia świetlnego, będącego skutkiem ich interferencji: dwójłomności nie dostrzega. Jeżeli dobierzemy płytkę dwójłomną tej grubości aby światło polaryzowane prostoliniowo po przejściu przez nią rozkładało się na dwie fale o różnicy faz, czyli o opóźnieniu względem, $575 \mu\mu$, to pomiędzy prostymi wzajemnie pryzmatami Nicol'a płytka ta wykaże omawianą barwę czulego fioleto. Gdy na płycie tej położymy przekrój eliptyczny o tak małej dwójłomności, że w ciemnym polu widzenia pomiędzy skrzyżowanymi pryzmatami Nicol'a byłaby ona niedostrzegalna, to na fioletowym tle czulego fioleto dojrzymy ją wyraźnie. Bardzo mała różnica faz dodana lub odjęta od opóźnienia względnego, wywołującego

czuły fiolet, sprawia, że płytka bardzo małej dwójłomności powoduje zmianę czulego fioletu na barwę niebieską, gdy przekroje obu płytek sumują się optycznie, a na barwę czerwoną, gdy maksimum sprężystości optycznej w płytce badanej jest zgodne z minimum sprężystości płytki wytwarzającej czuły fiolet.

Czuły fiolet interferencyjny jest wynikiem opóźnienia $575 \mu\mu$. Ponieważ opóźnienie to jest bardzo mało różne od długości fali światła żółtego ($\lambda_D = 589 \mu\mu$) więc światło to zanika, a największego natężenia doznaje światło fioletowe: $575 \mu\mu$ jest to prawie $\frac{3}{2}\lambda$ światła fioletowego ($\lambda_H = 397 \mu\mu$; $\frac{3}{2} \cdot 397 = 595$).

Czuły fiolet interferencyjny właściwie należy już do barw interferencyjnych rzędu drugiego. Do pierwszego bowiem rzędu zaliczamy barwy te, które są wynikiem interferencji zachodzącej w świetle białym za sprawą opóźnienia względnego dwu fal niewiększego od $550 \mu\mu$: ciemnoszara, lawendowoszara, jasnoszara, biała pierwszego rzędu, żółta pierwszego rzędu, czerwona pierwszego rzędu.

Od opóźnienia $551 \mu\mu$ do $1000 \mu\mu$ idą barwy interferencyjne rzędu drugiego: fiolet czuły, błękitna drugiego rzędu, zielona drugiego rzędu, żółta drugiego rzędu, czerwona drugiego rzędu.

Od opóźnienia $1001 \mu\mu$ do $1622 \mu\mu$ są barwy rzędu trzeciego w tej samej kolei.

Najżywsze o najczystszych odcieniach są barwy interferencyjne rzędu pierwszego. Barwy rzędu drugiego są nieco blade i mniej czyste. Barwy trzeciego rzędu są jeszcze więcej blade i nieczyste odcienia.

Gdy opóźnienie wynosi około $1700 \mu\mu$, to doznajemy wrażenia światła prawie białego, w którym tylko oczy bardzo czule na odcienie barw stwierdzają odcień żółtawy, czerwony, jasno-błękitny lub zielonawy. Większe opóźnienia dają t. zw. światło białe rzędów wyższych. Na przykład opóźnienie około $5000 \mu\mu$ wynosi prawie tyleż co 7λ światła czerwonego, 8λ pomarańczowego, 9λ żółtozielonego, 10λ zielonego, 11λ niebieskiego, 12λ niebieskofioletowego, 13λ fioletowego. Wszystkie one zanikają, a do oka dochodzą pozostałe pomiędzy nimi pośrednie, t. j. te, które są nieparzystymi wielokrotnościami połowy

fali. Ponieważ te drgania pośrednie pochodzą ze wszystkich części widma, więc oko otrzymuje wrażenie światła białego.

Dwójłomność mineralów, w powłoce ziemskiej pospolitych, nie dochodzi do 0,3. Na przykład jeden z najczęściej dwójłomnych mineralów skalotwórczych, rutyl $\text{TiO}_2/S(422)$, okazuje różnicę pomiędzy największym i najmniejszym współczynnikiem załamania 0,287. Dwójłomność kalcytu wynosi 0,172. To są wszakże wyjątki. Przeważnie dwójłomność mineralów skalotwórczych jest mniejsza od 0,1. Opóźnienie $1700 \mu\mu$, to znaczy początek barw czwartego rzędu, w płytce niegrubszej od 10μ ($1 \mu = 0,001 \text{ mm}$) wywołuje przekrój eliptyczny o różnicy $N_1 - N_2 \geq 0,180$, w płytce niegrubszej od 20μ $N_1 - N_2 \geq 0,09$, w płytce niegrubszej od 30μ $N_1 - N_2 \geq 0,06$, w płytce niegrubszej od 40μ $N_1 - N_2 \geq 0,045$, w płytce niegrubszej od 50μ $N_1 - N_2 \geq 0,036$ (oliwin). A więc płytka do badania mikroskopowo optycznego, np. preparat wyszlifowany ze skały, nie powinna być grubsza od $0,05 \text{ mm}$, jeżeli nie chcemy pozbawić się możliwości wysnucia tych wniosków, które wynikają z obserwacji barw interferencyjnych.

Dwójłomność najważniejszych mineralów skalotwórczych jest bardzo mała: leucytu 0,001, nefelinów 0,005, ortoklazu 0,006, kwarcu 0,009, albitu 0,010, anortytu 0,013, piroksenów i amfibolów od 0,009 do 0,072, oliwinów 0,036. A więc do wywołania przekrojami tych mineralów żywych barw interferencyjnych pierwszego rzędu płytki winny być cieńsze od $0,05 \text{ mm}$.

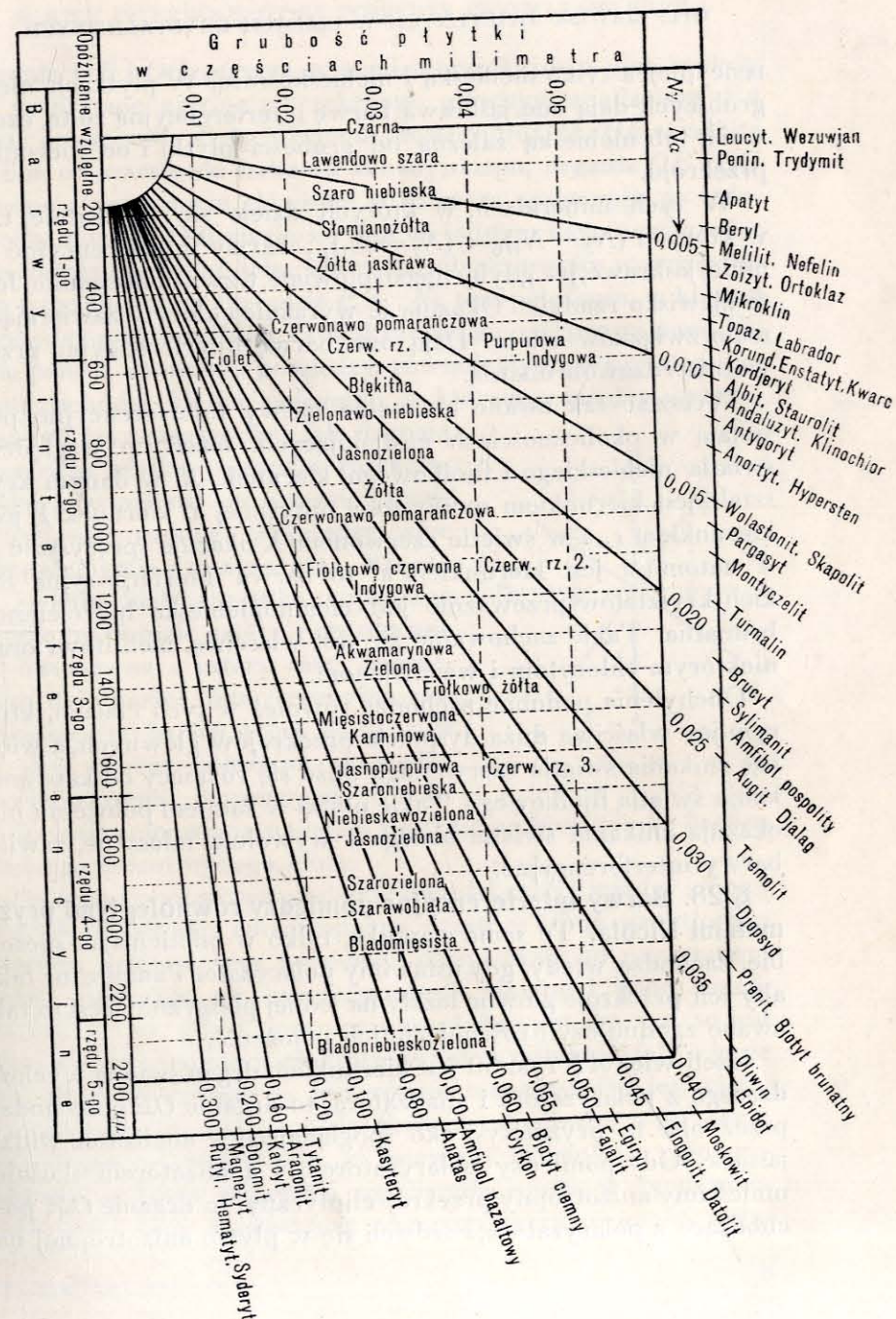
Wymieniony wyżej schemat następstwa barw interferencyjnych i związku ich z opóźnieniem jednej fali względem drugiej jest teoretyczny. Obliczono go w założeniu, że ani współczynnik załamania światła ani dwójłomność nie zależy od długości fali świetlnej, co, jak wiemy nie jest zgodne z rzeczywistością, zarówno bowiem współczynnik załamania jak dwójłomność zwiększa się ze zmniejszeniem długości fali. Jednak w większości mineralów nie wpływa to zbyt znacznie na odchylenie się barwy interferencyjnej od schematu teoretycznego. Z tego więc względu schemat ten może być użyteczny do przy-

blizonego oznaczania dwójłomności mineralów w preparatach mikroskopowych spostrzeżeniami ich barw interferencyjnych. Do tego służy djagramat w rodzaju rys. 58 zawierający poczet barw interferencyjnych, grubości płytki i dwójłomność różnych mineralów. Poprowadziwszy w nim linie odpowiednie odczytujemy w przybliżeniu dwójłomność przekroju obserwowanego z przecięcia się linii sposobem następującym.

Dajmy na to płytka grubości 0,015 mm okazuje czerwoną barwę interferencyjną rzędu pierwszego. Z djagramatu odczytujemy, że odpowiada to opóźnieniu 0,000551 mm, a więc $(N_2 - N_1) \cdot 0,015 = 0,000551$, skąd mamy, że $N_2 - N_1 = 0,037$.

Schemat teoretyczny kolejności barw interferencyjnych jest zgodny z następstwem tych barw w bardzo ciekim i płaskim klinie powietrza pomiędzy dwiema bezbarwnymi i przezroczystymi płytkami albo pomiędzy płytką i przyłożoną do niej bardzo płaską soczewką wypukłą, bezbarwną i przezroczystą, a więc w tak zwanych pierścieniach Newtona. Nazywamy przeto tę kolejność skalą Newtona. Barwy interferencyjne, wywołane przekrojami ciał optycznie anizotropnych pomiędzy polaryzatorem i analizatorem naogół są zgodne ze skalą Newtona lub różnią się od niej nieznacznie, jak to zaznaczyliśmy wyżej. Większe różnice zachodzą w kryształach barwnych, a w bezbarwnych od skali odchylają się barwy omawiane w tych ciałach, w których dwójłomność znacznie się różni w różnych częściach widma, czyli w tych ciałach, którym jest właściwa duża dyspersja dwójłomności. Dyspersję tę możemy wyrazić jako stosunek $(N_2 - N_1)_0 : (N_2 - N_1)_\rho$, t. j. jako stosunek dwójłomności w świetle fioletowym do dwójłomności w świetle czerwonym. Im więcej ten stosunek różni się od jedności, tem większe jest odchylenie barw interferencyjnych od skali Newtona.

Jeżeli dwójłomność w świetle fioletowym $(N_2 - N_1)_0$ jest dużo większa od dwójłomności w świetle czerwonym $(N_2 - N_1)_\rho$, to barwy rzędu pierwszego są szczególnie żywe, jaskrawe, tak zwane hypernormalne albo supernormalne. Przypadkiem najcharakterystyczniejszym tego rodzaju są epidoty. Bardzo cienkie płytki tych mineralów nie okazują czerwonej barwy interfe-



Rys. 58.

rencyjnej, a tylko niebieską i niebieskoszara. W płytkach nieco grubszych dają one jaskrawą barwę interferencyjną żółtą, czerwoną lub niebieską zależną od grubości płytki i od kierunku przekroju.

W tych minerałach, w których dzieje się odwrotnie, t. j. w których $(N_2 - N_1)_o < (N_2 - N_1)_p$, barwy interferencyjne są mniej jaskrawe, jak gdyby nieco spłowiałe, t. zw. subnormalne. Jest to zjawisko rzadkie. Okazują je wyraźnie chloryty zawierające mało związków żelaza. Dają one barwę interferencyjną przeważnie rdzawobrunatną.

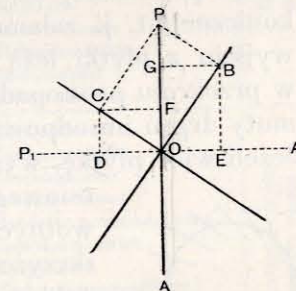
Wreszcie tak zwane anomalne barwy interferencyjne powstają w okolicznościach następujących. Jeżeli np. względem światła niebieskiego i fioletowego kierunek X w danym kryształcie jest kierunkiem sprężystości optycznej α , kierunek Y jest kierunkiem ϵ , a w świetle czerwonym X okazuje sprężystość ϵ , Y natomiast jest kierunkiem α , to barwa interferencyjna takich kryształów przeważnie jest ciemnoniebieska lub ciemnobrunatna. Takie zachowanie się jest właściwe melilitowi oraz niektórym chlorytom i wezuwjanom.

Odchylenia podobne zachodzą również w tych ciałach, którym jest właściwa duża dyspersja przekrojów głównych, a więc kąt znikania światła czerwonego dużo się różniący od kąta znikania światła fioletowego. Takie płytki w żadnym położeniu nie okazują znikania światła białego i wywołują mieszane, zawile barwy interferencyjne.

§ 28. Barwy interferencyjne pomiędzy równoległymi pryzmatami Nicola. Te same zjawiska, tylko w odmiennym sposobie, zachodzą wtedy, gdy ustawimy polaryzator i analizator tak, aby ich przekroje główne leżały na jednej płaszczyźnie. Jest to tak zwane zgodne czyli równoległe ich położenie.

Jeżeli więc AP rys. 59 jest kierunkiem drgań światła wychodzącego z polaryzatora i analizatora, to drganie OP przechodzi przez oba te pryzmaty i oko spoglądające w analizator widzi jasność. Gdy pomiędzy polaryzatorem i analizatorem skośnie umieścimy anizotropny przekrój eliptyczny, to drganie OP , pochodzące z polaryzatora, rozdzieli się w płytce anizotropnej na

drgania OB i OC , poczem w analizatorze każde z nich rozłoży się na drganie zgodne z przekrojem głównym analizatora PA i doń prostopadle P_1A_1 . Drgania prostopadle OD i OE są odbite w bok od warstewki balsamu kanadyjskiego, drgania OF i OG zgodne z przekrojem głównym analizatora opuszczają go i dochodzą do oka. Odbijają się one na jednym azymucie, a więc interferują pomiędzy sobą, ale w sposób przeciwny w porównaniu z drganiami na azymucie P_1A_1 . W tem położeniu, w którym pomiędzy prostopadłymi, czyli skrzyżowanymi, pryzmatami Nicola panuje ciemność, pomiędzy równoległymi pryzmatami jasność zachodzi. W tem położeniu, w którym pomiędzy skrzyżowanymi pryzmatami dane fale doznają zupełnego zaniku, pomiędzy równoległymi pryzmatami one właśnie są najwięcej wzmocnione. Pomiedzy więc równoległymi pryzmatami Nicola w świetle białym płytka eliptyczna w pełnym obrocie cztery razy okazuje się bezbarwna i cztery razy naprzemian daje barwę interferencyjną, dopełniającą tej barwy, która się okazuje w tem samym położeniu pomiędzy skrzyżowanymi pryzmatami Nicola.



Rys. 59.

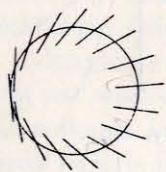
Zjawisko omawiane najlepiej ilustruje zachowanie się bardzo płaskiego anizotropnego klina.

Ponieważ opóźnienie względne dwu fal zależy między innymi od grubości ośrodka anizotropnego, przeto w klinie oświetlonym światłem jednorodnym pomiędzy skrzyżowanymi pryzmatami Nicola pojawiają się naprzemianległe ciemne i jasne smugi. Ciemne są tam, gdzie opóźnienie względne jest $2n \cdot \frac{1}{2}\lambda$, to jest gdzie wynosi parzystą wielokrotność połowy długości fali, a jasne tam, gdzie opóźnienie to jest równe nieparzystej jej wielokrotnościom $(2n - 1) \cdot \frac{1}{2}\lambda$. Gdy obrócimy analizator o 90° około jego długiej osi, to jest gdy go ustawimy równoległe z polaryzatorem, w klinie pojawiają się ciemne smugi w tych miejscach, które były najjaśniejsze pomiędzy skrzyżowanymi pryz-

matami Nicola, a na miejscach ciemnych smug tamtego położenia zjawiają się jasne przerwy.

Plaski klin anizotropny, oświetlony światłem białym, pomiędzy skrzyżowanymi pryzmatami Nicola daje smugi barw interferencyjnych w kolei wymienionej na dżigramacie rys. 58, a gdy obrócimy analizator o 90^0 na miejscu każdej smugi barwnej pojawia się barwa dopełniająca jak to mianowicie wskazuje tablica niżej przytoczona.

§ 29. Płytki kryształów dwuosiowych prostopadłe do jednej z pierwotnych osi optycznych. W § 24 nadmieniliśmy, że promień, padający na kryształ optycznie dwuosiowy w kierunku pierwotnej osi optycznej, ulega wewnętrznej refrakcji konicznej, t. j. załamuje się na stożek promieni, które po wyjściu z płytki leżą na powierzchni cylindrycznej, a więc w przekroju prostopadłym do osi leżą na obwodzie koła. Azy-muty drgań im odpowiadających leżą tak jak wskazuje rys. 60.



Rys. 60.

Jeżeli więc płytkę, wyszlifowaną z kryształu optycznie dwuosiowego prostopadłe do jednej z dwu pierwotnych osi optycznych umieścimy pomiędzy skrzyżowanymi pryzmatami Nicola i oświetlimy pękiem fal równoległych, czyli falą płaską, tak jak to się dzieje w zwykłym badaniu mikroskopowym, to w każdym położeniu w pełnym jej obrocie dokoła pionu jest ona jasna; gdy obracamy ją wraz ze stolikiem mikroskopu około osi przyrządu znikanie światła w niej nie zachodzi. Analizator gasi tylko drgania prostopadłe do jego przekroju głównego, drgania pozostałe przezeń przechodzą. Jak widzimy z rys. 60 gdy płytkę obracamy, kolejno coraz to inne drganie gaśnie, a więc na obraz ogólny zjawiska wpływu to nie wywiera.

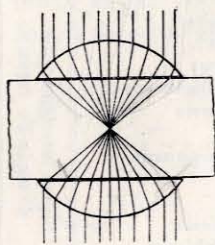
Należy zaznaczyć, że przekroje prostopadłe do jednej z dwu pierwotnych osi optycznych w pełnym obrocie o 360^0 pomiędzy skrzyżowanymi pryzmatami Nicola są jasne tylko w płytkach grubych, oraz w ciałach dużej dwójłomności. W miarę jak płytka jest coraz cieńsza i dwójłomność mniejsza, jasność się również zmniejsza, tak, iż bardzo cienkie płytki ciał optycz-

Opóźnienie względne w świetle długości fali $\lambda = 0,000551 \text{ mm}$.	Barwy interferencyjne po- między prostopadłymi pryzmatami Nicola	Barwy interferencyjne po- między równoległymi pryzmatami Nicola	Rząd barw
0,000000 mm	Czarna	Biała jasna i czysta	Barwy interferencyjne pierwszego rzędu
40	Żelazistoczarna	Biała	
97	Lawendowoszara	Żółtawobiała	
158	Szaroniebieska	Brunatnawobiała	
218	Szara	Brunatnożółta	
234	Zielonawobiała	Brunatna	
259	Prawie czystobiała	Jasnoczerwona	
267	Żółtawobiała	Karminowoczerwona	
275	Błada słomkowożółta	Ciemnobrunatnoczerwona	
281	Słomianożółta	Ciemnofioletowa	
306	Jasnożółta	Indygowa	
332	Jaskrawożółta	Niebieska	
430	Brunatnożółta	Szaroniebieska	
505	Czerwonopomarańczowa	Niebieskozielona	
536	Czerwona	Bładozielona	
551	Ciemnoczerwona	Żółtawozielona	
565	Purpurowa	Jasnozielona	Barwy interferencyjne drugiego rzędu
575	Fioletkowa	Zielonawożółta	
589	Indygowa	Złocistożółta	
664	Błękitna	Pomarańczowa	
728	Zielonawobłękitna	Brunatnopomarańczowa	
747	Zielona	Jasnokarminowa	
826	Jasnozielona	Purpurowa	
843	Żółtawozielona	Fioletowopurpurowa	
866	Zielonawożółta	Fioletkowa	
910	Czystożółta	Indygowa	
848	Pomarańczowa	Ciemnoniebieska	
998	Pomarańczowoczerwona	Zielonawoniebieska	
1101	Ciemna fioletkowoczerwona	Zielona	
1128	Niebieskawofioletkowa	Żółtawozielona	Barwy interferencyjne trzeciego rzędu
1151	Indygowa	Brudnożółta	
1258	Zielonawoniebieska	Mięsistoczerwona	
1334	Akwamarynowa	Brunatnoczerwona	
1376	Jaskrawozielona	Fioletkowa	
1426	Zielonawożółta	Szaroniebieska	
1495	Mięsistoczerwona	Akwamarynowa	
1534	Karminowa	Zielona	
1621	Purpurowa	Bładozielonawa	
1652	Fioletkowoszara	Żółtawozielona	
1682	Szaroniebieska	Zielonawożółta	Barwy interfe- ren- cyjne czwartego rzędu
1711	Akwamarynowa	Żółtoszara	
1744	Niebieskawozielona	Jasnofioletkowa	
1811	Jasnozielona	Karminowa	
1927	Zielonawoszara	Szaroczerwona	
2007	Białawoszara	Niebieskoszara	
2048	Mięsistoczerwona	Zielona	

nie dwuosioowych, prostopadle do jednej z dwu pierwotnych osi optycznych, pomiędzy skrzyżowanymi pryzmatami Nicola są szare lub ciemne, w każdym jednak przypadku nie wykazują one zmian, gdy je obracamy wraz ze stolikiem mikroskopu około jego osi optycznej.

§ 30. **Płytki, do pierwotnej osi optycznej prostopadle, w snopie zbieżnych fal światła polaryzowanego.** Obserwując płytkę przezroczystą sposobem dotychczas omawianym, to jest w zwykłym oświetleniu mikroskopowym, oświetlamy ją prostopadle do jej powierzchni, a więc fale światła przez nią przepuszczane przechodzą przez nią równolegle, czyli innemi słowy tym sposobem obserwacji badamy jej zachowanie się optyczne tylko w jednym kierunku. Możemy wszakże badać ją jednocześnie w kierunkach wielu, jeżeli ją oświetlimy snopem

fal zbieżnych, to jest jeżeli pod nią i nad nią umieścimy soczewki lub zbiory soczewek dużej krzywizny, tak jak to schematycznie podaje rys 61. Jeżeli tak postąpimy z dość grubą płytką kryształu optycznie dwuosioowego, wyszlifowaną prostopadle do jednej z dwu pierwotnych osi optycznych, to używszy skrzyżowanych pryzmatów Nicola i światła jednorodnego ujrzymy zjawisko zwane obrazem interferencyjnym, które przedstawia fotogram tabl. I fig. 2: spółśrodkowe naprzemian-



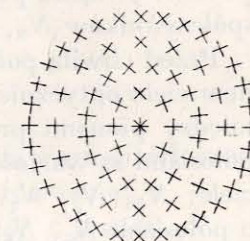
Rys. 61.

legle pierścienie jasne i ciemne, przecięte ciemną smugą wąską w środku, ku brzegom się rozszerzającą. Gdy obracamy stół z płytką około osi, ciemna smuga obraca się w kierunku przeciwnym. Jeżeli używamy światła białego, mieszanego, to zamiast pierścieni jasnych i ciemnych pojawiają się pierścienie barw interferencyjnych, przecięte ciemną smugą.

W celu interpretacji tego zjawiska rozważmy, że normalne czoła fal, przebiegających płytkę skośnie, na płaszczyznach do nich prostopadłych napotykają przekroje eliptyczne, a więc doznają załamania podwójnego, poczem ich fale interferują za sprawą analizatora. Normalne czoła fal doznających jednako-

wego opóźnienia leżą na powierzchni stożkowej, której przekrojem jest pierścień jednakowej interferencji, rys. 62. W świetle jednorodnym pierścienie ciemne są przekrojami stożków, na których zachodzi opóźnienie względne o $2n \cdot \frac{1}{2}\lambda$, a więc zanik drgań falistych; pierścienie jasne natomiast są przekrojami tych stożków, na których opóźnienie względne wynosi $(2n-1) \cdot \frac{1}{2}\lambda$.

W płytce bardzo cienkiej warunki zaniku i wzmagania się drgań zachodzą na przestrzeniach dość znacznych, to samo również dzieje się w ciałach o małej dwójłomności, a więc smuga ciemna środkowa jest gruba o zarysach niewyraźnych, pierścienie są również grube, rzadkie, rozplywające się lub nawet niema ich wcale. Im natomiast płytka jest grubsza lub dwójłomność ciała większa, tem przejścia pomiędzy nachyleniem fal zbieżnych są raptowniejsze, a więc tem raptowniejsze są przejścia pomiędzy stożkami fal jednakowego opóźnienia względnego i jednakowej interferencji, smuga środkowa jest tem cieńsza, pierścienie częstsze, liczniejsze, cieńsze i wyrazistsze.



Rys. 62.

§ 31. **Kąt pierwotnych osi optycznych.** W § 23 zaznaczyliśmy, że w ośrodku optycznie dwuosioowym dwa są kierunki, w których niema podwójnego załamania. Dwa te kierunki są wynikiem okoliczności, że elipsoidzie trójosiowej są właściwe dwa przekroje kołowe. A więc na tym przekroju głównym ośrodka optycznie dwuosioowego, na którym leży kierunek najmniejszej c i największej a sprężystości optycznej, leżą pomiędzy nimi dwa kierunki, w których sprężystość optyczna jest równa średniej sprężystości optycznej, mianowicie sprężystości w kierunku optycznej normalnej, t. j. b .

Wartość kąta pomiędzy pierwotnymi osiami optycznymi jest cechą charakterystyczną każdego ciała optycznie dwuosioowego. Posługując się obrazem interferencyjnym, wywołanym w płytce odpowiednio wyszlifowanej, możemy zmierzyć wartość tego kąta. Okazuje się, że jest ona równa wartości kąta pomiędzy

normalnemi (pionami) przekrojów kołowych elipsoidy trójosiowej, której półośi są proporcjonalne współczynnikom załamania N_α , N_β , N_γ . Innymi słowy znając wartości tych współczynników możemy wyliczyć wartość kąta pomiędzy pierwotnymi osiami optycznymi.

Wobec dużego znaczenia kąta pierwotnych osi optycznych zarówno w teorii jak w praktyce, jako ważnej cechy rozpoznawczej ciał optycznie dwuosiowych, nie będzie od rzeczy podanie związku pomiędzy wartością tego kąta, a wartościami współczynników N_α , N_β i N_γ .

Przed chwilą podaliśmy, że wartość kąta omawianego w danym ciele optycznie dwuosiowym jest równa wartości kąta pomiędzy pionami przekrojów kołowych w elipsoidzie, której półośiami są wartości współczynników załamania światła w tym ciele: N_α , N_β , N_γ . Niechaj więc będzie elipsoida trójosiowa o półośiach N_α , N_β , N_γ . W takim razie współrzędne każdego punktu jej powierzchni x , y , z , spełniają równanie:

$$\frac{x^2}{N_\alpha^2} + \frac{y^2}{N_\beta^2} + \frac{z^2}{N_\gamma^2} = 1.$$

Znajdźmy współrzędne jednego z dwu przekrojów kołowych tej elipsoidy.

Promieniem przekroju kołowego jest półoś N_β . Obróćmy układ osiowy elipsoidy około osi Y , t.j. około tej, na której leży odcinek N_β , o kąt V , taki, aby po tym obrocie oś X padła na płaszczyznę jednego z dwu przekrojów kołowych. Układu osi po tym obrocie użyjmy na nowy układ współrzędnych i nazwijmy nowe współrzędne dowolnego punktu powierzchni elipsoidy literami x_1 , y_1 , z_1 .

W nowym układzie wartość współrzędnej na osi Y się nie zmieni, a więc napiszmy, że:

$$y = y_1.$$

Spółrzędne zaś x i z dowolnego punktu p , leżącego na powierzchni elipsoidy, są równe współrzędnym punktu P rys. 63, będącego rzutem punktu p na płaszczyznę XOZ .

Niechaj odcinki rysunku 63 mają wartości następujące:

$$OX = x \quad OX_1 = x_1$$

$$OZ = z \quad OZ_1 = z_1$$

Wyrażmy dawne współrzędne dowolnego punktu powierzchni elipsoidy x , y , z , wartościami nowych współrzędnych x_1 , y_1 , z_1 . Z rys. 63 widzimy mianowicie, że

$$x = x_1 \cos V - z_1 \sin V$$

$$y = y_1$$

$$z = x_1 \sin V + z_1 \cos V$$

W równanie elipsoidy

$$\frac{x^2}{N_\alpha^2} + \frac{y^2}{N_\beta^2} + \frac{z^2}{N_\gamma^2} = 1$$

zamiast x , y , z wstawmy podane przed chwilą wartości ich w nowym układzie współrzędnych. Otrzymamy równanie:

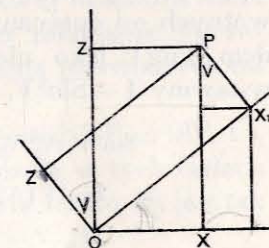
$$\frac{x_1^2 \cos^2 V}{N_\alpha^2} - \frac{2x_1 z_1 \sin V \cos V}{N_\alpha^2} + \frac{z_1^2 \sin^2 V}{N_\alpha^2} + \frac{y_1^2}{N_\beta^2} + \frac{x_1^2 \sin^2 V}{N_\gamma^2} + \frac{2x_1 z_1 \sin V \cos V}{N_\gamma^2} + \frac{z_1^2 \cos^2 V}{N_\gamma^2} = 1 \quad (I)$$

Założyliśmy, że po obrocie pierwotnego układu osiowego o kąt V około osi Y oś X pada na przekrój kołowy. A więc płaszczyzna $X_1 Y_1$ jest przekrojem kołowym. Równanie tego przekroju otrzymamy, kładąc w równaniu (I) $z_1 = 0$, co sprawia, że w równaniu tem każdy wyraz zawierający współczynnik z_1 znika, przybierając wartość zero. Otrzymujemy zatem równanie

$$\frac{x_1^2 \cos^2 V}{N_\alpha^2} + \frac{y_1^2}{N_\beta^2} + \frac{x_1^2 \sin^2 V}{N_\gamma^2} = 1$$

W równaniu tem sprowadźmy do wspólnego mianownika wyrazy zawierające współczynnik x_1^2

$$\frac{x_1^2 (\sin^2 V \cdot N_\alpha^2 + \cos^2 V \cdot N_\gamma^2)}{N_\alpha^2 N_\gamma^2} + \frac{y_1^2}{N_\beta^2} = 1 \quad (II)$$



Rys. 63.

Według założenia naszego przekrój elipsoidy, tem równaniem wyrażony, jest przekrojem kołowym. Ponieważ ogólne równanie koła jest $x^2 + y^2 = a^2$ czyli $\frac{x^2}{a^2} + \frac{y^2}{a^2} = 1$, nadajmy równaniu (II) postać analogiczną, t. j. taką, aby w liczniku pierwszego ułamka było tylko x_1^2 . Otrzymamy równanie

$$\frac{x_1^2}{N_\alpha^2 N_\gamma^2 (\sin^2 V \cdot N_\alpha^2 + \cos^2 V \cdot N_\gamma^2)} + \frac{y_1^2}{N_\beta^2} = 1$$

Jeżeli to równanie jest równaniem koła, to mianowniki ułamków jego strony lewej są równe. A zatem

$$N_\alpha^2 N_\gamma^2 (\sin^2 V \cdot N_\alpha^2 + \cos^2 V \cdot N_\gamma^2) = N_\beta^2 \quad \text{albo} \\ \sin^2 V \cdot N_\alpha^2 N_\beta^2 + \cos^2 V \cdot N_\beta^2 N_\gamma^2 = N_\alpha^2 N_\gamma^2. \quad (\text{III})$$

Przekroje kołowe elipsoidy trójosiowej leżą symetrycznie względem płaszczyzny YZ i YX , a więc względem tych płaszczyzn leżą również symetrycznie pionowo czyli normalne tych przekrojów. Kąt V jest zatem połową kąta pomiędzy pionami, czyli normalnemi, przekrojów kołowych elipsoidy trójosiowej. Innymi słowy jest on połową poszukiwanego przez nas kąta pierwotnych osi optycznych. Rozwiążmy więc to równanie względem $\text{Tng } V$ jako niewiadomej. W tym celu zamiast $\cos^2 V$ wstawmy $1 - \sin^2 V$.

$$\sin^2 V \cdot N_\alpha^2 N_\beta^2 + N_\beta^2 N_\gamma^2 - \sin^2 V \cdot N_\beta^2 N_\gamma^2 = N_\alpha^2 N_\gamma^2 \\ \sin^2 V (N_\alpha^2 N_\beta^2 - N_\beta^2 N_\gamma^2) = N_\alpha^2 N_\gamma^2 - N_\beta^2 N_\gamma^2 \\ \sin^2 V = \frac{N_\alpha^2 N_\gamma^2 - N_\beta^2 N_\gamma^2}{N_\alpha^2 N_\beta^2 - N_\beta^2 N_\gamma^2}$$

Pomnóżmy przez -1 licznik i mianownik ułamka wyrażającego wartość $\sin^2 V$.

$$\sin^2 V = \frac{N_\beta^2 N_\gamma^2 - N_\alpha^2 N_\gamma^2}{N_\beta^2 N_\gamma^2 - N_\alpha^2 N_\beta^2}$$

Wstawiając w równanie (III) $1 - \sin^2 V$ zamiast $\cos^2 V$, wstawmy obecnie w to równanie $1 - \cos^2 V$ zamiast $\sin^2 V$.

$$N_\alpha^2 N_\beta^2 - \cos^2 V \cdot N_\alpha^2 N_\beta^2 + \cos^2 V \cdot N_\beta^2 N_\gamma^2 = N_\alpha^2 N_\gamma^2 \\ \cos^2 V (N_\beta^2 N_\gamma^2 - N_\alpha^2 N_\beta^2) = N_\alpha^2 N_\gamma^2 - N_\alpha^2 N_\beta^2 \\ \cos^2 V = \frac{N_\alpha^2 N_\gamma^2 - N_\alpha^2 N_\beta^2}{N_\beta^2 N_\gamma^2 - N_\alpha^2 N_\beta^2}$$

W takim razie:

$$\text{Tng}^2 V = \frac{\sin^2 V}{\cos^2 V} = \frac{N_\beta^2 N_\gamma^2 - N_\alpha^2 N_\gamma^2}{N_\alpha^2 N_\gamma^2 - N_\alpha^2 N_\beta^2}$$

Mianownik i licznik ułamka otrzymanego podzielmy przez iloczyn $N_\alpha^2 N_\beta^2 N_\gamma^2$. Otrzymujemy wynik ostateczny

$$\text{Tng } V = \sqrt{\frac{\frac{1}{N_\alpha^2} - \frac{1}{N_\beta^2}}{\frac{1}{N_\beta^2} - \frac{1}{N_\gamma^2}}}$$

Wzór otrzymany podaje wartość kąta pomiędzy jedną pierwotną osią optyczną a kierunkiem najmniejszej sprężystości ϵ , czyli kierunkiem azymutu drgań tej fali, której normalna czoła załamuje się z największym współczynnikiem załamania N_γ . Innymi słowy jest to wzór wartości połowy kąta pierwotnych osi optycznych przy kierunku ϵ czyli N_γ .

Ze wzoru tego widzimy, że $V = 45^\circ$, czyli $2V = 90^\circ$, t. j. że pierwotne osi optyczne są sobie prostopadłe w tych ciałach optycznie dwuosiowych, których współczynnik średni N_β jest tak ustosunkowany pomiędzy wartościami N_α i N_γ , iż

$$\frac{1}{N_\alpha^2} - \frac{1}{N_\beta^2} = \frac{1}{N_\beta^2} - \frac{1}{N_\gamma^2}$$

Ciała optycznie dwuosiowe o kącie pierwotnych osi optycznych $2V = 90^\circ$ nazywamy ciałami optycznie zerowymi, albo ciałami o zerowym charakterze optycznym. Taką orientację optyczną niektórzy nazywają dwójłomnością zerową, ale nie jest

to polecenia godne, jako wyrażenie nieścisłe, gdyż może ono być rozumiane jako oznaczenie dwójłomności równej zeru, co byłoby błędne i niezgodne z rzeczywistością, dwójłomność bowiem równa zeru jest to izotropja optyczna.

$$\text{Gdy} \quad \frac{1}{N_{\alpha}^2} - \frac{1}{N_{\beta}^2} < \frac{1}{N_{\beta}^2} - \frac{1}{N_{\gamma}^2},$$

to kąt pierwotnych osi optycznych przy kierunku c jest mniejszy od 90° . Kryształy takie nazywamy optycznie *dodatnymi*. Gdy natomiast

$$\frac{1}{N_{\alpha}^2} - \frac{1}{N_{\beta}^2} > \frac{1}{N_{\beta}^2} - \frac{1}{N_{\gamma}^2},$$

kąt pierwotnych osi optycznych obok kierunku c jest większy od 90° . Takie kryształy noszą nazwę optycznie *odjemnych*. Innymi słowy w jednych kryształach optycznie dwuosiowych pierwotne osi optyczne leżą bliżej do kierunku najmniejszej sprężystości optycznej c , to jest obok niej tworzą kąt ostry, a obok a rozwarty, w innych dzieje się przeciwnie: kąt ostry pierwotne osi optyczne tworzą obok kierunku a , a obok c rozwarty. Dwudzielną ostrego kąta osi optycznych nazywamy pierwszą dwusieczną, dwudzielną kąta rozwartego drugą dwusieczną. A zatem pierwszą dwusieczną jest kierunek albo a albo c . Te kryształy, których pierwszą dwusieczną jest kierunek najmniejszej sprężystości optycznej c , nazywamy optycznie dodatnimi, a nazwę optycznie odjemnych noszą kryształy optycznie dwuosiowe, których pierwszą dwusieczną jest kierunek największej sprężystości optycznej a .

Wielkość kąta pierwotnych osi optycznych zależy od długości fali świetlnej, stąd więc prostopadłość wzajemna tych osi, czyli tak zwana zerowa orientacja optyczna zachodzi tylko w świetle pewnej długości fali. Zdarzają się ciała, których osi optyczne tworzą kąt prosty w środkowej części widma, a które względem światła niebieskiego i fioletowego są przeciwnego znaku optycznego, niż względem światła czerwonego. Takim właśnie ciałom, między innymi, są właściwe t. zw. anomalne barwy interferencyjne, o czym nadmieniliśmy w § 27.

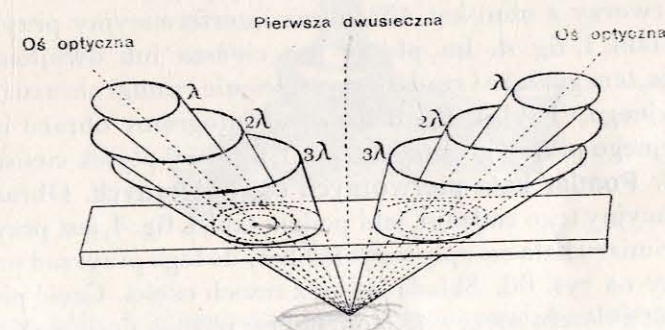
Optyczną dodatność i odjemność nazywamy również dodat-

nym i odjemnym charakterem optycznym, znakiem optycznym, lub dodatnim i odjemnym załamaniem podwójnym, a także dodatnią i odjemną dwójłomnością. Tak zwane zerowe ustosunkowanie się współczynników załamania światła, t. j. prostopadłość wzajemna pierwotnych osi optycznych zdarza się rzadko. W przeważnej liczbie ciał optycznie dwuosiowych kąt osi $2V$ różni się od $1/2\pi$ mniej lub więcej znacznie. Oto kilka przykładów.

Nazwa ciała	N_{α}	N_{β}	N_{γ}	$N_{\gamma} - N_{\beta}$	$N_{\beta} - N_{\alpha}$	$2V$	Znak opt.
Topaz	1,6072	1,6104	1,6176	0,0072	0,0032	$56^{\circ}56'$	+
Siarka rombowa	1,9505	2,0383	2,2405	0,2022	0,0878	$72^{\circ}20'$	+
Kwas winny	1,4961	1,5359	1,6055	0,0696	0,0398	$76^{\circ}56'$	+
Danburyt z Guadalcazaru .	1,6308	1,6334	1,6362	0,0028	0,0026	$88^{\circ}1'$	+
Oliwin z Itkul	1,6694	1,6878	1,7067	0,0189	0,0184	$90^{\circ}11'$	—
Aragonit	1,5301	1,6818	1,6859	0,0041	0,1517	$162^{\circ}10'$	—

Kąt $2V$ podajemy zgodny ze wzorem wyżej wyprowadzonym, to znaczy ten, którego dwusieczną jest kierunek drgań o największym współczynniku załamania N_{γ} , czyli kierunek najmniejszej sprężystości optycznej c .

§ 32. Płytki prostopadłe do dwusiecznej kąta osi optycznych. Płytki, prostopadłe do pierwszej dwusiecznej, pomiędzy



Rys. 64.

skrzyżowanymi pryzmatami Nicola w snopie fal zbieżnych, gdy są grubości dostatecznej, okazują bardzo charakterystyczny

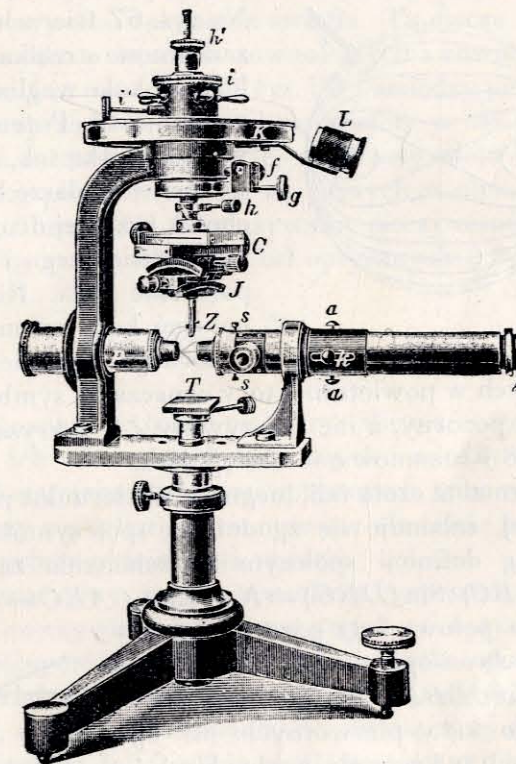
obraz interferencyjny tabl. I fig. 3. Jest on niejako połączeniem skośnem dwu tych obrazów, jakie wywołują płytki prostopadle do jednej pierwotnej osi optycznej. Stożki mianowicie, na których leżą normalne czoła fal o jednakowem opóźnieniu względem, są przecięte skośnie, rys. 64. Układ azymutów drgań w falach przebiegających płytkę w różnych kierunkach, wskazuje rys. 65. Ponieważ drgania zgodne z przekrojami głównymi skrzyżowanych pryzmatów Nicola zanikają, przeto powstaje ciemna smuga środkowa, oraz węższa od niej prostopadła, zgodna z płaszczyzną osi optycznych, a także zbiór pierścieni owalnych

i otaczających je lemniskat (a także innych krzywych Cassiniego), gdy płaszczyznę osi optycznych ustawimy równoległe do przekroju głównego jednego z dwu skrzyżowanych pryzmatów Nicola. Jeżeli wraz ze stolikiem mikroskopu obracamy płytkę około pierwszej dwusiecznej, to ramiona smug się rozchodzą. W tem położeniu, w którym płaszczyzna osi optycznych leży symetrycznie pomiędzy przekrojami głównymi skrzyżowanych pryzmatów Nicola, to jest tworzy z nimi kąt 45° , obraz interferencyjny przybiera postać tabl. I, fig. 4. Im płytkę jest cieńsza lub dwójłomność mniejsza, tem grubsze i rzadsze są pierścienie i smugi obrazu interferencyjnego. Tabl. I, fig. 3 i 4 są to fotogramy obrazu interferencyjnego płytek grubszych, tabl. I, fig. 5 i 6 płytek cieńszych.

Rys. 65.

§ 33. **Pomiar kąta pierwotnych osi optycznych.** Obraz interferencyjny tego rodzaju, jaki podaje tabl. I, fig. 4, jest przydatny do pomiaru kąta osi optycznych. Służy do tego przyrząd przedstawiony na rys. 66. Składa się on z trzech części. Część pierwsza *P* jest zbiorem soczewek o dużej krzywiznie, dostarczającym snopu fal zbieżnych. Pomiedzy temi soczewkami jest pryzmat Nicola, polaryzator. Część druga *ZA* jest zbiorem soczewek dających obraz figury interferencyjnej w ognisku soczewki okularowej *A*, zaopatrzonej w dwie wzajemnie prostopadle nici, prze-

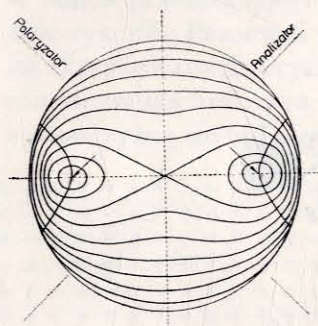
cinające się na osi optycznej przyrządu. W tym zbiorze soczewek znajduje się drugi pryzmat Nicola jako analizator. Płaszczyzny przekrojów głównych polaryzatora i analizatora są ustawione tak, że z niemi okularu tworzą kąt 45° , jak wskazuje rys. 67. Trzecią częścią omawianego przyrządu osiowego jest



Rys. 66.

poziome koło dzielone na stopnie i jego części *K*, stały nonjusz oraz oś koła wdół skierowana i opatrzona przyrządami dodatkowymi do ustawienia płytki badanej tak, aby płaszczyzna osi optycznych przypadła na poziomą nić okularu i aby pierwsza dwusieczna była zgodna z osią optyczną przyrządu. W takim

położeniu płaszczyzna osi optycznych płytki jest równoległa do płaszczyzny koła dzielonego, a optyczna normalna płytki jest zgodna z osią tego koła. Po takim ustawieniu płytki obracamy koło wraz z jego osią i płytką tak, aby wierzchołek (kulminacja) ciemnej krzywej smugi obrazu interferencyjnego przypadał na przecięcie się nici w okularze.



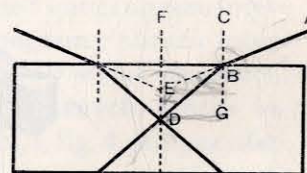
Rys. 67.

Na rys. 67 wierzchołki omawiane są zaznaczone strzałkami. Notujemy położenie koła względem nieruchomego noniusza. Potem obracamy koło wraz z płytką tak, aby z przecięciem się nici w okularze był zgodny wierzchołek krzywej drugiej części obrazu interferencyjnego i notujemy drugie położenie koła. Różnica tych dwu położenia koła jest miarą tak zwanego pozornego kąta pierwotnych osi optycznych w powietrzu, który oznaczamy symbolem $2E$. Że jest to kąt pozorny, a nie rzeczywisty $2V$ w kryształach, przekonywa

rys. 68 i rozumowanie następujące.

Normalna czoła fali, biegnąca w kierunku pierwotnej osi optycznej, załamuje się zgodnie ze współczynnikiem N_β . A więc, według definicji współczynnika załamania zachodzi zależność $\sin(ABC) : \sin(DBG) = N_\beta$. Kąt $\angle ABC = \angle AEF$. Kąt ten jest to połowa kąta pozornego pierwotnych osi optycznych w powietrzu $2E$. Kąt $\angle BDF$ jest połową rzeczywistego kąta pierwotnych osi optycznych w kryształach, a więc $\sin V = N_\beta \cdot \sin E$. Innymi słowy, aby ze zmierzonego w powietrzu pozornego kąta pierwotnych osi optycznych obliczyć ich kąt istotny, należy znać wartość średniego współczynnika załamania światła N_β .

Są ciała optycznie dwuosowe, których współczynnik załamania światła N_β jest tak wielki, oraz kąt pierwotnych osi optycz-



Rys. 68.

nych ma wartość tak znaczną, że w przejściu z kryształu w powietrze normalne czoła fal zgodnych z kierunkiem pierwotnych osi optycznych, a więc załamujących się ze współczynnikiem N_β , ulegają zupełnemu odbiciu wewnętrznemu. W takich przypadkach obraz interferencyjny w powietrzu jest niewidzialny. Możemy go jednak uzyskać i ujrzeć, otaczając płytkę jakąś cieczą o dużym współczynniku załamania światła. Tą cieczą napelniamy szklane korytko o ścianach równoległych i równoległościennych, stawiamy je na stoliku T rys. 66 pomiędzy pierwszą i drugą częścią przyrządu osiowego i zanurzamy w nie płytkę badaną. Na ciecz rzeczoną najczęściej używamy oleju cedrowego. Kąt pozorny pierwotnych osi optycznych w oleju zmierzony oznaczamy literą $2H$. Gdy używamy cieczy o współczynniku załamania N_0 , rzeczywisty kąt osi optycznych $2V$ otrzymujemy ze wzoru

$$\sin V = \sin H \cdot \frac{N_0}{N_\beta}$$

Ponieważ rozpoznajemy różne ciała krystaliczne, a szczególnie minerały, po ich własnościach optycznych i między innymi po wartości ich kąta pierwotnych osi optycznych, więc w opisie tych ciał podajemy nie tylko ich rzeczywiste ale także pozorne kąty osi optycznych w powietrzu i w oleju.

Nawiasem zaznaczmy, że tym sposobem bezpośrednio możemy zmierzyć rzeczywisty kąt pierwotnych osi optycznych, bez pomiaru współczynników N_β i N_0 . Należy tylko mieć dwie płytki badanego ciała, jedną wyszlifowaną prostopadle do pierwszej dwusiecznej, a drugą prostopadłą do dwusiecznej drugiej. Jeżeli użyjemy cieczy o dostatecznie wielkim współczynniku załamania światła, to możemy uzyskać widzialny obraz interferencyjny ostrego i rozwartego kąta pierwotnych osi optycznych. Ponieważ wypadkowa połówek tych kątów jest równa kątowi prostemu, więc wstawa jednego z nich jest dostawą drugiego. Nazwijmy literami V_1 i H_1 wartości rzeczywistego i pozornego w oleju kąta jednej pierwotnej osi optycznej z pierwszą dwusieczną, a V_2 i H_2 z drugą dwusieczną.

Jeżeli $\sin V = \sin H(N_0 : N_2)$ to $\sin H = \sin V(N_2 : N_0)$.

Więc
$$\frac{\sin H_1}{\sin H_2} = \frac{\sin V_1(N_2 : N_0)}{\sin V_2(N_2 : N_0)} = \frac{\cos V_1(N_2 : N_0)}{\cos V_2(N_2 : N_0)}$$

W takim razie

$$\frac{\sin H_1}{\sin H_2} = \frac{\sin V_1(N_2 : N_0)}{\cos V_1(N_2 : N_0)} = \operatorname{Tng} V_1.$$

Do pomiaru omawianego nadają się płytki dość dużych wymiarów, a nadewszystko dostatecznie grube, aby pierścienie obrazu interferencyjnego i jego smugi ciemne były jaknajcieńsze.

Obraz interferencyjny możemy otrzymać nie tylko w opisanym wyżej przyrządzie osiowym ale również w mikroskopie. W tym celu należy dodać odpowiednią soczewkę do zbioru soczewek oświetlających preparat, t. j. umieszczonych pod stolikiem mikroskopu, oraz użyć odpowiedniego obiektywu i jakiegś soczewki dodatkowej nad obiektywem, która przeniosłaby obraz interferencyjny w ognisko okularu.

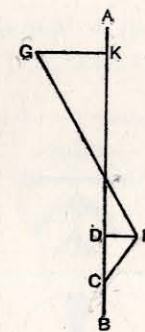
O tem, czy obiektyw jest przydatny do otrzymania obrazu możemy sądzić z jego t. zw. apertury liczbowej. Kątem apertury W nazywamy kąt prostych, łączących końce średnicy soczewki z jej ogniskiem głównem. Apertura względna jest to stosunek średnicy soczewki do jej odległości ogniskowej, a aperturą liczbową nazywamy iloczyn wstawy kąta apertury przez współczynnik otoczenia. W powietrzu zatem, gdzie $N=1$, apertura $A = \sin W$, w oleju $A = N_0 \cdot \sin W$ i t. p. A więc im kąt W jest większy, t. j. odległość ogniskowa kondensora (zbioru soczewek oświetlających) i obiektywu jest mniejsza, oraz im większy jest współczynnik N_0 , to obraz interferencyjny ciał o tem większym kącie pozornym $2E$ staje się cały widzialny. W celu ujżenia całego obrazu interferencyjnego w polu widzenia mikroskopu, w przypadku dużego kąta osi optycznych, preparat otaczamy olejem cedrowym lub alfajednobromonaftalinem, t. j. kroplę jednej z tych cieczy umieszczamy na soczewce oświetlającej i podnosimy ją tak, aby się kropla zetknęła z dolną powierzchnią preparatu, a na górną powierzchnię jego kładziemy drugą kro-

plę i opuszczamy mikroskop tak aby obiektyw zanurzył się w tej cieczy.

W preparatach mikroskopowych, które, jak wiemy, są płytkami bardzo cienkimi, obrazy interferencyjne składają się ze smug szerokich, rozplywających się i niewyraźnych. A więc nadają się one tylko do pomiarów przybliżonych. Przybliżonego pomiaru pozornego kąta osi optycznych możemy dokonać mikroskopem na zasadzie następującej.

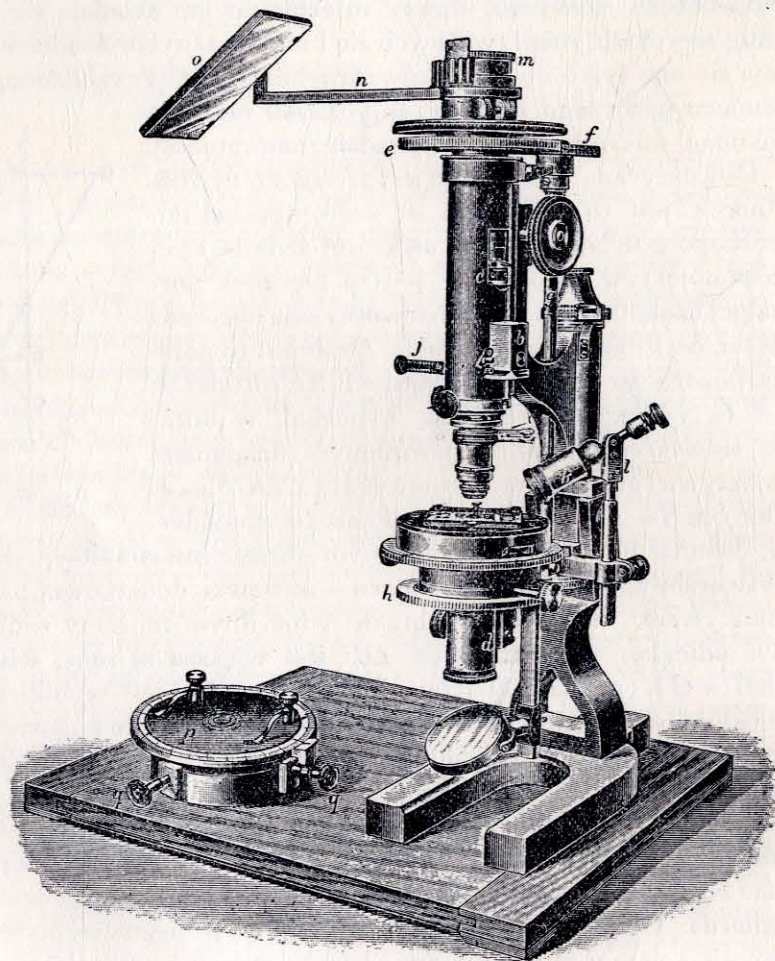
Oś optyczną mikroskopu jest prosta AB rys. 69. Punkt C jest to przecięcie się osi optycznej mikroskopu z tą płaszczyzną, na której światło opuszcza obiektyw. Prosta CF jest to kierunek normalnej czoła fali, zgodnej z pierwotną osią optyczną płytki, czyli innymi słowy kąt $\angle DCF$ jest to połowa pozornego kąta osi optycznych $2E$. Punkt F jest to wierzchołek ciemnej hyperboli w obrazie interferencyjnym, wytworzonym działaniem obiektywu i analizatora. Ponieważ kąt $\angle DCF = E$ więc $\sin E = DF : CF$. Punkt G jest to wierzchołek ciemnej hyperboli w widzialnym obrazie interferencyjnym, wytworzonym działaniem okularu i soczewki dodatkowej nad obiektywem. Ponieważ w obrazie widzialnym możemy zmierzyć odległość GK , która od DF jest większa m razy, więc $\sin E = GK : m \cdot CF$. Wartość iloczynu $m \cdot CF$ jest wynikiem odległości ogniskowej obiektywu i dodatkowej soczewki górnej. Zmierzywszy więc $2E$ jakiegś grubej płytki przyrządem rys. 66, umieszczamy ją w mikroskopie, otrzymujemy jej obraz interferencyjny i mierzymy mikrometrem okularowym odległość pomiędzy wierzchołkami ciemnych hyperbol $2D$. W takim razie $m \cdot CF = D : \sin E$. Wartość $m \cdot CF = k$ nazywamy stałą Mallarda. Obliczywszy ją w sposób podany, w nieznanej płytce dwuosiowej możemy zmierzyć $2D$ i otrzymać wartość kąta pozornego $2E$ ze wzoru $\sin E = D : k$.

Wynik tego pomiaru jest przybliżony, k bowiem byłoby stałe, gdyby soczewki były teoretycznie dokładne, t. j. gdyby punkty F różnych obrazów o różnych wartościach kątów E



Rys. 69.

leżały na powierzchni kuli. Błędy jednak soczewek sprawiają, że powierzchnia ta nie jest kulista. Wobec tego k jest zmienne i pomiar rzeczony jest przybliżony. Zbyteczne jest udowadnia-

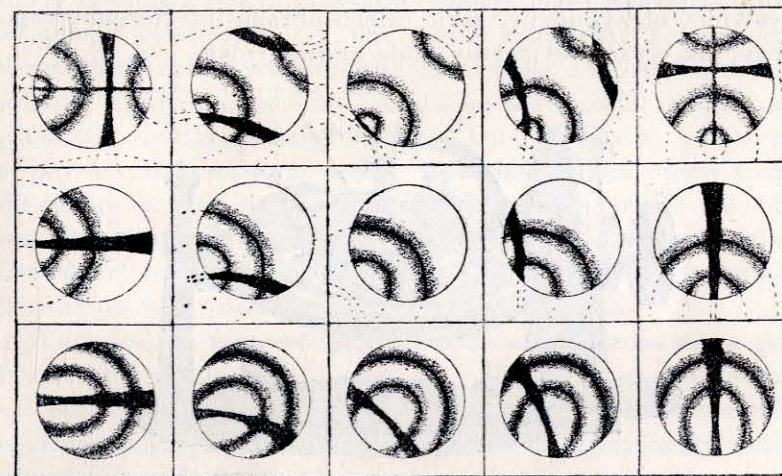


Rys. 70.

nie, że możemy się posługiwać wartością k , o ile do pomiaru używamy tego samego kondensora, obiektywu, soczewek dodatkowych, okularu i mikrometru, którymi oznaczyliśmy wartość k .

Wyniki tego pomiaru wypadają dokładniej bez uciekania się do wzoru $\sin E = D:k$. Jeżeli mianowicie zmierzmy $2D$ w kilku ciałach o znanej a różnej wartości $2E$, to możemy ułożyć diagram, nakreślić mianowicie krzywą, z której następnie możemy odczytywać przybliżoną wartość kąta nieznanego, o ile robimy pomiar tym samym doбором soczewek mikroskopu i tym samym mikroskopem.

Opisany sposób E. Mallarda F. Becke zmodyfikował w sposób następujący. Opatrzył mikroskop rys. 70 w przyrząd ry-

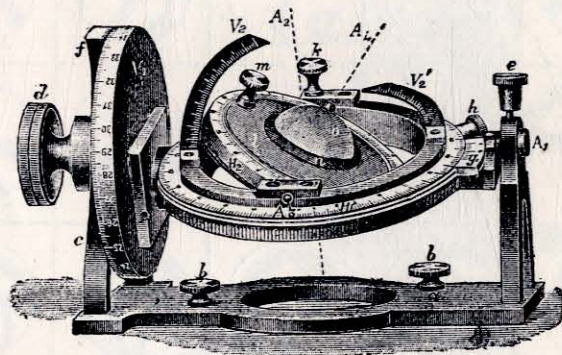


Rys. 71.

sunkowy (*camera lucida* ze zwierciadłem) oraz w stolik rysunkowy, na którym znajduje się krążek obrotowy z obwodem podzielonym na stopnie. W świetle zbieżnym otrzymujemy obraz interferencyjny, rzucamy go na stolik rysunkowy i kreślimy go na papierze, a potem skalą milimetrową wymierzamy odległość pomiędzy punktami wierzchołkowymi ciemnych hiperbol. Tu również układamy krzywą rzeczoną i z niej odczytujemy wartość $2E$ w przypadkach nieznanach.

Wrazie gdy przekrój badany nie jest prostopadły do pierw-

szej dwusiecznej, w polu widzenia mikroskopu jest widoczna tylko skośna część dwuosiowego obrazu interferencyjnego, jak to ilustruje rys. 71. W tych przypadkach w położeniu dowolnym rysujemy widoczną część ciemnej hyperboli, następnie obracamy stolik mikroskopu o niewielki kąt dowolny i o ten sam kąt w tym samym kierunku obracamy krążek obrotowy rysownicy rys. 70, poczem w tem położeniu widoczną część hyperboli znów rysujemy. Powtarzając tę czynność dalej co kilka lub kilkanaście stopni, pełnym a zgodnym obrotem obu kół, stolika i rysownicy, na papierze umieszczonym na krążku rysownicy otrzymujemy szkic całego obrazu interferencyjnego, który, jak wyżej, mierzymy skalą milimetrową.



Rys. 72.

Wreszcie kąt pierwotnych osi optycznych w dowolnym przekroju mikroskopowym możemy zmierzyć dodatkowym stolikiem Fiodorowa rys. 72. Składa się on z dwu lub z trzech pierścieni podzielonych na stopnie i ich części, obracających się około średnic wzajemnie prostopadłych. Posługiwanie się tym przyrządem odbywa się w świetle równoległym. Preparat umieszczamy pomiędzy dwiema półkulami szklanymi, przyklejonemi doń gliceryną. Obrotami i nachyleniami pierścieni rzeczono stolika dodatkowego pochylamy przekrój badany tak, aby jedna z jego pierwotnych osi optycznych stała się zgodna z osią mi-

roskopu. Położenie to poznajemy po tem, że przekrój badany okazuje się szary pomiędzy skrzyżowanymi pryzmatami Nicola na wszystkich azymutach, jak to podaliśmy w § 29. Następnie wyszukujemy takiego samego położenia drugiej osi. Ponieważ pierścienie stolika obracają się dookoła średnic wzajemnie prostopadłych, więc każdy kierunek w płytce możemy ustawić zgodnie z osią mikroskopu, oraz każdą płaszczyznę, a więc i płaszczyznę osi optycznych, zgodnie z jedną nicią okularową i z osią mikroskopu. Ustawivszy płytkę odpowiednimi pochyleniami i obrotami na azymucie rzeczonym, nastawiamy każdą oś optyczną płytki zgodnie z osią mikroskopu i odczytujemy podziałki odpowiedniego pierścienia. W ten sposób mierzymy kąt pozorny pierwotnych osi optycznych względem szkła, z którego zrobiono półkule wyżej wymienione. A znając tego szkła współczynnik załamania światła, możemy obliczyć kąt rzeczywisty i pozorny w powietrzu. Ponieważ każdy pierścień stolika omawianego jest podzielony na stopnie i na części stopnia, przeto możemy oznaczyć położenie płaszczyzny osi optycznych i każdej z osobna pierwotnej osi optycznej względem ścian i krawędzi kryształu, kierunków lupliwości lub płaszczyzn bliźniących.

Wartość kąta pierwotnych osi optycznych waha się w granicach nader rozległych, a więc jest ważną cechą rozpoznawczą ciał optycznie dwuosiowych. Oto kilka przykładów wartości pozornego kąta pierwotnych osi optycznych w powietrzu w żółtem świetle sodowym.

Bjotyt	7° 51'
Talk	19° 1'
Pospolity amfibol bazaltowy	67° 37'
Moskowitz	70° 0'
Selenit	95° 14'
Ortoklaz	120° 12'
Kordjeryt	125° 16'

§ 34. Odróżnianie dodatnych i odjemnych kryształów optycznie dwuosiowych. Przekroje prostopadłe do pierwszej dwusiecznej są przydatne do oznaczania znaku optycznego, t. j. do rozstrzygnięcia, czy w badanym ośrodku optycznie dwuosiowym pierwszą dwusieczną jest kierunek najmniejszej czy największej sprężystości optycznej. Do tego celu służą cienkie

plytki dodatkowe, albo płytka moskowitu dająca opóźnienie w środkowej części widma około $\frac{1}{4}\lambda$, albo płytka selenitowa pomiędzy skrzyżowanymi pryzmatami Nicola wytwarzająca czerwoną barwę interferencyjną pierwszego rzędu. Na takie płytki obieramy minerały wymienione z powodu ich doskonałej łupliwości, która sprawia, że odlupując blaszki jaknajcieńsze możemy przyrządzać z nich płytkę grubości żądanej.

Płytkę selenitową daje interferencyjną barwę czerwoną pierwszego rzędu gdy grubość jej wynosi około 0,13 milimetra, a płytka moskowitu powodująca opóźnienie względne $\frac{1}{4}\lambda$ w najjaśniejszej części widma, mianowicie w świetle zielonawożółtym o $\lambda = 0,000551$, jest grubości około 0,032 mm.

W mowie potocznej rzeczoną płytkę moskowitową nazywamy ćwierćfalówką, a płytka selenitowa nosi zazwyczaj nazwę płytki gipsowej albo płytki o czerwieni pierwszego rzędu.

Łupliwość moskowitu zachodzi prawie prostopadle do pierwszej dwusiecznej. Ponieważ moskowit jest optycznie odjemny, t.j. jego pierwszą dwusieczną jest kierunek największej sprężystości optycznej a , więc ślad płaszczyzny osi optycznych na płaszczyźnie łupliwości jest zgodny z kierunkiem c , a kierunek doń prostopadły jest to optyczna normalna b . Oświetliwszy płytkę moskowitową zbieżnym światłem polaryzowanym otrzymamy jej obraz interferencyjny i możemy oznaczyć jej kierunek b i c . Płytkę taką optycy zaklejają pomiędzy dwie płytki szklane w celu trwałości i oprawiają w oprawę metalową, na której zazwyczaj naznaczają jej kierunek c .

Płaszczyzna najdoskonalszej łupliwości selenitu (010) jest zgodna z płaszczyzną jego osi optycznych, a więc jest płaszczyzną największej dwójłomności, t.j. płaszczyzną, na której leżą kierunki największej a i najmniejszej c sprężystości optycznej. Na oprawie płytki gipsowej optycy też zaznaczają te kierunki. Gdyby jednak znaków nie było, możemy oznaczyć kierunek a i c w płytce selenitowej, obserwując zmianę jej barwy interferencyjnej pomiędzy skrzyżowanymi pryzmatami Nicola w świetle równoległym, nachylając ją mianowicie względem osi optycznej mikroskopu w dwu kierunkach prostopadłych, t.j. obracając ją

około długiego i około krótkiego jej boku. W jednym z tych położań nachylonych jej czerwień pierwszego rzędu przybiera odcień niebieski, mianowicie gdy nachylimy płytkę obróciwszy ją około boku zgodnego z kierunkiem c , w drugim natomiast, t.j. w obrocie dokola a , czerwień przybiera odcień żółty. Dzieje się to z przyczyny następującej.

Wartości współczynników załamania światła w selenicie są: $N_\alpha = 1,5207$, $N_\beta = 1,5228$, $N_\gamma = 1,5305$, a więc na przekroju eliptycznym ac dwójłomność wynosi $N_\gamma - N_\alpha = 0,0098$, na przekroju bc $N_\gamma - N_\beta = 0,0077$, na przekroju ab $N_\beta - N_\alpha = 0,0021$. Gdy nachylamy płytkę, obracając ją około boku zgodnego z c , sprawiamy, że normalne czoła fal napotykają przekrój mało różniący się dwójłomnością od przekroju ac , a zarazem przechodzą przez grubszą warstwę selenitu, zachodzi więc powiększenie opóźnienia względnego fal i przesunięcie się barwy interferencyjnej ku błękitowi drugiego rzędu. Jeżeli natomiast obracamy płytkę około boku zgodnego z kierunkiem a , to również kierujemy fale przez grubszą warstwę selenitu, ale podstawiamy im przekrój bliższy do ab , na którym dwójłomność jest znacznie mniejsza od dwójłomności przekroju ac , a więc w tem pochyleniu zachodzi mniejsze opóźnienie promieni i przesunięcie się barwy interferencyjnej do barwy żółtej.

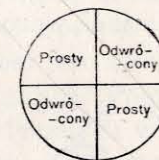
Użycie płytek wyżej opisanych opiera się na tem, że ich kierunki mniejszej i większej sprężystości optycznej ustawiamy zgodnie lub niezgodnie z kierunkami mniejszej i większej sprężystości optycznej w płytce badanej. Gdy więc oprócz płytki badanej pomiędzy pryzmaty Nicola wprowadzimy płytkę pomocniczą, to nastąpi albo zwiększenie się opóźnienia względnego, jeżeli kierunki większej i mniejszej sprężystości optycznej w obu płytkach (badanej i dodatkowej) są zgodne, albo zmniejszenie się tego opóźnienia, jeżeli kierunek mniejszej sprężystości optycznej w jednej płytce jest zgodny z kierunkiem sprężystości większej w płytce drugiej. Innemi słowy wprowadzenie płytki dodatkowej, czyli pomocniczej, sprawia to, że układ dwójłomny staje się albo optycznie grubszy albo optycznie cieńszy.

Jak wiemy, pierścienie obrazu interferencyjnego są tem cieńsze, węższe i gęstsze, im płytka wywołująca ten obraz jest grubsza; w miarę natomiast im cieńszej płytki używamy, tem pierścienie obrazu interferencyjnego stają się grubsze i rzadsze. W przypadku dużej dwójłomności, lub płytki dość grubej, wytwarzającej obraz interferencyjny o kilku zbiorach pierścieni, do oznaczenia znaku optycznego używamy ćwierćfalowej płytki moskowitowej. Obrotem stolika mikroskopu wraz z płytką badaną dokoła osi optycznej mikroskopu ustawiamy obraz interferencyjny w tak zwane położenie normalne (tabl. I, fig. 3 i 5), to jest takie, w którym ślad płaszczyzny osi optycznych jest zgodny z przekrojem głównym jednego z pryzmatów Nicola. Następnie wprowadzamy ćwierćfalową płytkę moskowitową tak, aby jej kierunki b i c tworzyły kąt 45° z przekrojami głównymi pryzmatów Nicola. W tym celu nad obiektywem mikroskopu jest odpowiednia szczelina. Po wprowadzeniu moskowitowej płytki dodatkowej w dwu naprzemianległych kwadrantach obrazu interferencyjnego pierścienie się zwężają, a w dwu pozostałych się rozszerzają, w dwu bowiem kwadrantach drgania prędsze płytki badanej dodają się do drgań prędszych płytki moskowitowej, oraz drgania powolniejsze obu płytek też się sumują na jednym azymucie, zjawisko zachodzi tak, jak gdyby zachodziło w płytce grubszej: pierścienie się zwężają. W dwu kwadrantach przeciwnych dzieje się odwrotnie: drganie prędsze płytki badanej sumuje się z drganiem powolniejszym płytki dodatkowej i odwrotnie, czego wynikiem jest jak gdyby zmniejszenie się grubości ciała dwójłomnego, a więc rozszerzenie się pierścieni. Staje się to jasne z pomocą rys. 65, ilustrującego rozmieszczenie drgań w dwuosiowym obrazie interferencyjnym, gdy uprzytomnimy sobie ich sumowanie się w czterech kwadrantach obrazu z drganiami płytki moskowitowej, odbywającymi się na dwu azymutach tworzących kąt 45° z płaszczyznami przekrojów głównych polaryzatora i analizatora.

W celu ułatwienia i zrozumiałości opisu zjawisk omawianych, do czterech kwadrantów pola widzenia podzielonego dwiema prostokątnymi niteczkami w okularze przyporządkuje-

my nazwy »prosty« i »odwrócony« tak jak to wskazuje rys. 73. Szczelina mikroskopu nad obiektywem, służąca do wprowadzania płytek pomocniczych, idzie w kierunku kwadrantów prostych.

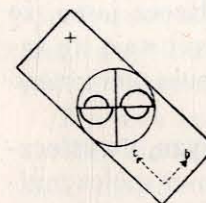
W obrazie interferencyjnym kryształu optycznie dodatniego kierunek śladu płaszczyzny osi optycznych jest a , kierunek doń prostopadły jest b , a więc w kwadrantach prostych sumują się kierunki zgodnie, zachodzi zwężenie pierścieni, w kwadrantach odwróconych sumują się niezgodnie, jeżeli długi bok płytki moskowitowej jest zgodny z kierunkiem c moskowitu, t. j. ze śladem jego płaszczyzny osi optycznych, rys. 74.



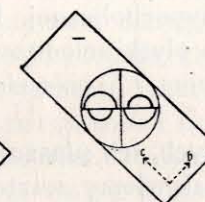
Rys. 73.

Gdy mamy kryształ optycznie odjemny, zwężają się pierścienie w kwadrantach odwróconych, a rozszerzają w prostych, rys. 75.

Rysunki 74 i 75 są schematyczne. Dokładny widok dwuosioowego obrazu interferencyjnego, zniekształconego wprowadzeniem płytki ćwierćfalowej, przedstawia fotogram tabl. II, fig. 1.



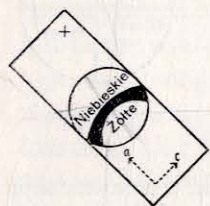
Rys. 74.



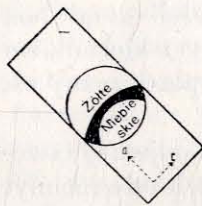
Rys. 75.

Gdy obserwujemy obraz interferencyjny w ciele o małej dwójłomności, albo w płytce cienkiej, w której otrzymujemy jedynie ciemne smugi, albo w przekroju skośnie przebiegającym względem pierwszej dwusiecznej, tak że widzimy tylko część obrazu interferencyjnego, to uciekamy się do płytki selenitowej, dającej czerwień pierwszego rzędu. Obrotem stolika mikroskopu z preparatem ustawiamy obraz interferencyjny w t. zw. położenie przekątne (tabl. I, fig. 4 i 6), t. j. w to, w którym płaszczyzna osi optycznych tworzy kąt 45° z przekrojami głównymi pryzmatów Nicola. Jeżeli płytka selenitowa jest tak oprawiona, że długi jej bok jest zgodny z a , to w przypadku kryształu optycznie do-

datnego, po ustawieniu go wyżej wymienionem, drgania a kryształu badanego sumują się z drganiami a płytki selenitowej, środkowa część obrazu staje się niebieska, a we wklęsłościach smug hyperbolicznych, zbliżonych do drugiej dwusiecznej pojawia się barwa żółta, rys. 76. W kryształach optycznie odjemnych zjawisko omawiane zachodzi odwrotnie. Po stronie wypukłej smug hyperbolicznych, t. j. zwróconej do pierwszej dwusiecznej, wprowadzenie płytki selenitowej wywołuje interferen-



Rys. 76.



Rys. 77.

cyjną barwę żółtą, a we wklęsłych częściach, zwróconych do drugiej dwusiecznej, barwę niebieską, rys. 77. Ponieważ wypukłość i wklęsłość smugi hyperbolicznej w położeniu przekątnem wyraźnie wskazuje kierunek pierwszej i drugiej dwusiecznej, więc oznaczenia tego możemy doko-

nać nawet na przekroju skośnym, gdy w polu widzenia dostrzegamy tylko część smugi hyperbolicznej. Rzecz jasna, że smugi ciemne po wprowadzeniu płytki selenitowej stają się zabarwione jej barwą interferencyjną, t. j. czerwienią pierwszego rzędu.

§ 35. Dyspersja osi optycznych, ich płaszczyzn, dwusiecznych i normalnej optycznej. Jak wiemy, wartości współczynników załamania zależą od długości fali świetlnej. W świetle czerwonym, a więc w falach najdłuższych, współczynniki załamania przybierają wartości najmniejsze; w świetle fioletowym, t. j. w falach najkrótszych, wartości współczynników załamania są największe. Różnicę pomiędzy współczynnikiem załamania światła fioletowego i czerwonego nazywamy dyspersją światła.

Ciałom optycznie różnokierunkowym anizotropja jest właściwa w różnej mierze nie tylko pod względem sprężystości optycznej ale również pod względem dyspersji. Innymi słowy dyspersja ciała optycznie anizotropnego bywa różna w różnych kierunkach, w jednych mniejsza, w innych większa, czyli w każ-

dem ciała optycznie anizotropnem kształt elipsoidy sprężystości jest różny w świetle różnej długości fali. Odbija się to przede wszystkim na wartości kąta osi optycznych w świetle różnej barwy. W jednych ciałach różnica wartości tego kąta w świetle czerwonym i fioletowym jest niewielka, w innych natomiast bardzo znaczna. Ponadto w jednych ciałach kąt osi optycznych w świetle czerwonym jest większy od kąta w świetle fioletowym, innym natomiast ciałom większy kąt osi optycznych w świetle fioletowym od kąta w świetle czerwonym jest właściwy. Zjawisko to nazywamy dyspersją osi optycznych. Ponieważ rodzaj tej dyspersji jest jedną z charakterystycznych właściwości ciał, a więc oznak rozpoznawczych, przeto wymieniamy ją w opisie ciał optycznie dwuosiowych, używając do tego symbolów $\rho > \nu$ ¹⁾ lub $\rho < \nu$. Symbol $\rho > \nu$ oznacza kąt osi optycznych w świetle czerwonym większy od kąta w świetle fioletowym, $\rho < \nu$ jest znakiem ustosunkowania przeciwnego. Kryształom anhydrytu, celestynu, barytu dyspersja $\rho < \nu$ jest właściwa; w sylianicie, w cerusycie, w topazie widzimy $\rho > \nu$ natomiast.

Od długości fali świetlnej zależy nie tylko kształt elipsoidy sprężystości optycznej danego ciała, ale również jej orientacja względem krawędzi i ścian kryształu, będąca właśnie wyrazem rodzaju symetryczności, właściwej temu ciału.

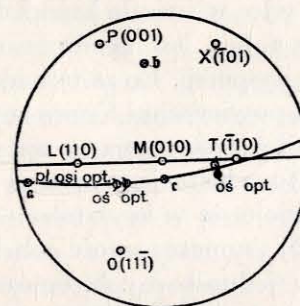
Z prawa symetryczności fizycznej wynika, że w ośrodku optycznie dwuosiowym, któremu ani oś przystawiania, ani płaszczyzna odbicia nie jest właściwa, w każdej długości fali świetlnej elipsoida sprężystości optycznej nie tylko jest innego kształtu, ale inaczej leży względem ścian i krawędzi kryształu, w każdym ponadto rodzaju światła jej kierunki główne nie są zgodne z którymkolwiek krawędziami lub ścianami tego kryształu.

Tak się rzecz ma w kryształach trójskośnych. Widzimy w nich mianowicie dyspersję pierwszej dwusiecznej, drugiej dwusiecznej, optycznej normalnej i obu pierwotnych osi optycznych, z tych bowiem pięciu kierunków ani jeden nie jest wspólny falom świetlnym różnej długości. Każdy z tych pięciu

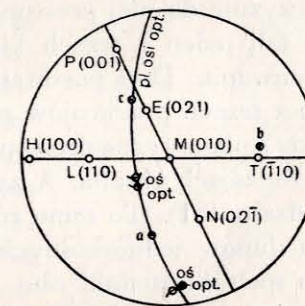
¹⁾ ρ όδρος = różowy, ν ακίνθινος = fioletowy.

kierunków ma bieg sobie tylko właściwy w świetle każdej barwy. Odbija się to nie tylko na kącie znikania światła, o czym nadmieniam § 26, ale szczególnie jest to charakterystyczne w obrazie interferencyjnym. Płaszczyzna, poprowadzona prostopadle do pierwszej dwusiecznej w świetle jednej barwy, leży skośnie do pierwszej dwusiecznej w świetle innej długości fali. Gdy płytkę taką oświetlimy snopem zbieżnych fal polaryzowanego światła białego, to ujrzymy obraz interferencyjny o cechach tak zwanej dyspersji asymetrycznej. Będąc zbiorem obrazów interferencyjnych różnych części widma, obraz ten nie dzieli się symetrycznie dwiema prostopadłymi wzajemnie płaszczyznami, jak to jest właściwe obrazowi w świetle jednorodnym na płaszczyźnie ściśle prostopadłej do pierwszej dwusiecznej. Pierścienie jednej jego części nie są równe pierścieniom części drugiej. Plamki niebieskie i czerwone wewnątrz najmniejszego pierścienia w jednej części obrazu leżą niesymetrycznie względem plamek tej samej barwy wewnątrz najmniejszego pierścienia drugiej części obrazu. Ilustrują to schematycznie rzuty stereograficzne ścian i kierunków optycznych w kryształach albitu rys. 78 i anortytu rys. 79. Nakreślono tam w przybliżeniu średni kierunek płaszczyzn osi optycznych, oraz pierwotne osi optyczne w świetle czerwonym (kółka »os opt.« niezaczernione) i w świetle fioletowym (zaczernione). Z rzutów tych zarazem jest widoczna zupełna niezależność, wzajemne nieprzyporządkowanie, ścian i głównych kierunków optycznych. Jest to zgodne z rodzajami symetryczności kryształów trójskośnych. Dwa są bowiem rodzaje trójskośne, jeden $S(1')$, rodzaj jednoscianów trójskośnych, któremu ani jeden element symetryczności nie jest właściwy, oraz drugi $S(2''2''2'')$, rodzaj dwuscianów trójskośnych, w którym nie ma ani płaszczyzny odbicia, ani osi przystawiania, jedynie tylko jest tak zwany środek równości odwróconej, element polegający na tym, iż każdy dowolny wektor i jego powtórzenie symetryczne, są to zwroty jednej prostej. Innymi słowy, zwrot dodatni i ujemny dowolnej prostej poprowadzonej przez środek utworu, czyniacemu zadość warunkowi inwersji prostokątnej $S(2''2''2'')$, jest wzajemnym

powtórzeniem symetrycznym. Symetryczność powierzchni odwzorowujących zjawiska świetlne, elipsoidy trójosiowej i powierzchni Fresnela, jest daleko większego stopnia: trzy wzajemnie prostopadle płaszczyzny odbicia, a co za tem idzie, środek równości odwróconej i trzy wzajemnie prostopadle osi przystawiania dwukrotnego są im właściwe. Zbiór zatem tych powierzchni, dowolnie względem siebie orjentowanych około wspólnego środka, nie przeczy istnieniu środka równości odwróconej, a więc warunkowi $S(2''2''2'')$, tembardziej nie przeczy również warunkowi $S(1')$, gdzie wogóle nie ma ani jednego elementu symetryczności. A więc zbiór wszystkich elipsoid sprę-



Rys. 78.



Rys. 79.

żystości optycznej we wszystkich długościach fali świetlnej w dowolnej orientacji względem ścian i krawędzi kryształu trójskośnego czyni zadość warunkom przypadków symetryczności $S(1')$ i $S(2''2''2'')$, wobec czego w każdym rodzaju światła i postać i orientacja elipsoidy sprężystości, a co zatem idzie i orientacja i postać powierzchni falowej, jest swoista i niezależna od kierunku ścian i krawędzi w kryształach trójskośnych.

Do jednoskośnych, jak wiadomo, zaliczamy kryształy trzech rodzajów: $S(1)$ daszków jednoskośnych, $S(2')$ sfenoidów jednoskośnych i $S(2'2'2)$ słupów jednoskośnych. Kryształom rodzaju $S(1)$ jest właściwa jedna płaszczyzna odbicia. Nadajemy jej symbol (010) , to jest mamy jej normalną za krawędź osiową

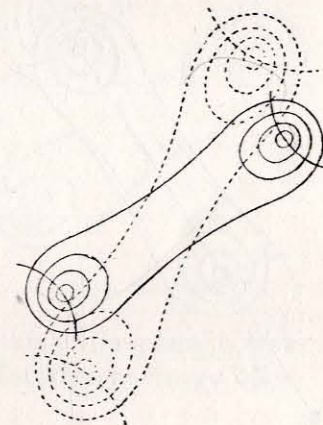
OY , t. j. OK czyli b . W każdym kryształcie rodzaju $S(1)$ wszystkie własności fizyczne czynią zadość wymienionej płaszczyźnie odbicia, a więc jeden z trzech przekrojów głównych powierzchni Fresnela jest z nią zgodny we wszystkich długościach fali świetlnej. Zarazem we wszystkich rodzajach światła jeden z trzech kierunków a , b , c jest spólny i zgodny z normalną płaszczyzny odbicia, czyli z krawędzią osiową OY . To samo dzieje się w kryształach, których własności fizyczne spełniają warunek $S(2')$. Dwie wzajemnie prostopadłe płaszczyzny obrotu, jakie zakładamy w tym rodzaju, jest to usprawiedliwienie jednej osi przystawiania dwukrotnego, właściwej kryształom rodzaju $S(2')$. Oś tę obieramy na krawędź OY , czyli przypisujemy znak (010) płaszczyźnie do niej prostopadłej. A więc w świetle każdej długości fali jeden z trzech kierunków a , b , c jest zgodny z osią przystawiania. Dwa pozostałe ulegają dyspersji. Co za tem idzie, jeden z trzech przekrojów głównych powierzchni Fresnela jest zgodny z płaszczyzną prostopadłą do osi przystawiania we wszystkich rodzajach światła. A zatem jest to orjentacja taka sama jak w rodzaju $S(1)$. To samo również dzieje się w kryształach rodzaju słupów jednoskośnych $S(2'2'2)$, symetryczność ich bowiem spełnia warunki obu rodzajów jednoskośnych, omówionych wyżej. Kryształom mianowicie rodzaju $S(2'2'2)$ jest właściwa jedna płaszczyzna odbicia, i jedna do niej prostopadła oś przystawiania dwukrotnego. Jak widzimy przeto, we wszystkich kryształach jednoskośnych powierzchnia Fresnela jednym ze swych przekrojów głównych jest przyporządkowana płaszczyźnie (010) , a więc jednym z kierunków a , b lub c jest ona przyporządkowana osi OY we wszystkich długościach fali świetlnej. Z tego więc powodu wszystkim kryształom jednoskośnym jest właściwe znikanie światła proste na wszystkich ścianach $(h0l)$ t. j. w pasie $[(100):(001)]$, oraz skośne znikanie w pasach pozostałych z największą wartością kąta znikania światła na ścianie (010) , jak to § 26 podaje.

Pod względem jednak rodzaju dyspersji osi optycznych, ich płaszczyzn i dwusiecznych oraz normalnej optycznej, różne ciała jednoskośne zachowują się rozmaicie z tego powodu, że w każ-

dym kryształcie jednoskośnym zachodzi jeden z trzech przypadków możliwych: z krawędzią osiową OY , t. j. z normalną płaszczyzny (010) , jest zgodna albo pierwsza dwusieczna kąta pierwotnych osi optycznych, albo optyczna normalna, albo druga dwusieczna.

W przypadku pierwszym, t. j. w tych kryształach jednoskośnych, w których oś przystawiania dwukrotnego, albo normalna płaszczyzny odbicia, jest pierwszą dwusieczną, interferencyjny obraz osiowy jest widzialny na ścianie (010) . W świetle różnej długości fali płaszczyzny osi optycznych są różne, przecinając się na spólnej wszystkim rodzajom światła pierwszej dwusiecznej. Zachodzi tu tak zwana dyspersja *skrzyżowana*. Rys. 80 ilustruje ją schematycznie w sposobie znacznie przesadzonym. Linje ciągłe są szkicem obrazu interferencyjnego w świetle np. czerwonym, linje przerywane w świetle np. fioletowym. W tym więc przypadku jest dyspersja płaszczyzn osi optycznych, dyspersja osi optycznych, dyspersja drugiej dwusiecznej, dyspersja optycznej normalnej. Tylko pierwsza dwusieczna, jako zgodna z osią przystawiania w rodzaju $S(2')$ i $S(2'2'2)$, z normalną płaszczyzny odbicia w rodzaju $S(1)$, dyspersji nie ulega jako spólna falam wszystkim długości. W celu uprzytomnienia sobie tego rodzaju dyspersji powierzchnię Fresnela obracajmy w wyobraźni około pierwszej dwusiecznej. Dyspersję skrzyżowaną, wyraźnie widoczną w świetle białym, możemy obserwować w kryształach glikolu pinolowego, boraksu, heulandytu.

W przypadku drugim z kierunkiem OY jest zgodna optyczna normalna b . Wtedy w każdej długości fali świetlnej płaszczyzna osi optycznych jest zgodna z płaszczyzną (010) . Innymi słowy ani płaszczyzna osi optycznych ani optyczna normalna nie ulega

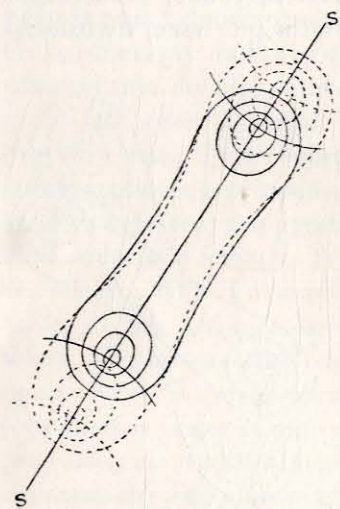


Rys. 80.

dyspersji. Zachodzi jedynie dyspersja obu dwusiecznych i osi optycznych, ich bowiem położenie jest różne w różnej długości fali świetlnej na wspólnej całemu widmu płaszczyźnie osi optycznych, stale przyporządkowanej w tym przypadku płaszczyźnie odbicia w kryształach rodzaju $S(1)$ i $S(2'2'2)$, płaszczyźnie prostopadłej do osi przystawiania w rodzaju $S(2')$. Ze zmianą długości fali świetlnej powierzchnia Fresnela obraca się około optycznej normalnej, a więc płaszczyzna osi optycznych położenia nie zmienia. Obraz interferencyjny osi optycznych jest

widzialny na jednej z płaszczyzn $(h0l)$, t. j. w pasie ścian $[(100):(001)]$. Ślad płaszczyzny osi optycznych jest prostopadły do krawędzi osiowej OY . W tym przypadku zachodzi tak zwana dyspersja *pochylona*, którą rys. 81 schematycznie ilustruje.

Dyspersja obu osi optycznych, gdy leżą na płaszczyźnie (010) , w wielu ciałach wyraźnie bywa nierówna, np. w djopsydach oś skierowana ku (001) ulega dyspersji daleko mniejszej niż oś wychodząca na (100) . Wielkość dyspersji pierwszej i drugiej dwusiecznej bywa dość duża, np. w niektórych augitach tytanowych kąt zni-



Rys. 81.

kania światła na (010) w świetle czerwonym o $\lambda = 0,0006800 \text{ mm}$ wynosi $44^\circ 20'$, a w świetle niebieskim o $\lambda = 0,0004718 \text{ mm}$ $39^\circ 54'$, tak iż w świetle białym ich płytki zgodne z (010) na żadnym azymucie nie okazują znikania światła. Oprócz djopsydów i augitów wyraźną dyspersją pochyloną odznaczają się kryształy selenitu i epidotów.

Trzeci wreszcie przypadek zachodzi w tym sposobie, że druga dwusieczna jest zgodna z krawędzią OY . W tym przypadku płaszczyzny osi optycznych w świetle różnej długości fali, po-

dobnie jak w przypadku pierwszym, są prostopadłe do (010) , ale interferencyjny obraz osiowy jest widzialny, podobnie jak w przypadku drugim, na jednej z płaszczyzn pasa $[(100):(001)]$, lecz ślady płaszczyzn osi optycznych w świetle różnej barwy do OY są równoległe, do (010) prostopadłe. Że jednak ze zmianą fali świetlnej zachodzi obrót powierzchni falowej około drugiej dwusiecznej, dyspersja jest *pozioma*, jak to rys. 82 ilustruje. Na rysunku tym prosta SS oznacza ślad płaszczyzny odbicia albo płaszczyzny prostopadłej do osi przystawiania. Na płaszczyźnie tej leżą pierwsze dwusieczne w świetle różnej barwy. Kryształy adularu okazują wyraźnie ten rodzaj dyspersji.

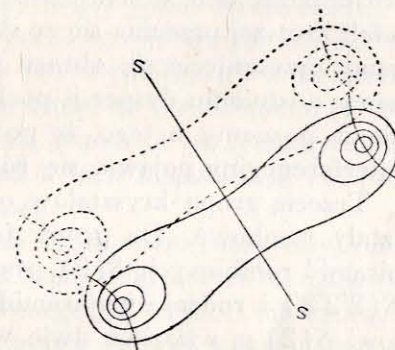
W przypadkach dyspersji dużej każdy z trzech opisanych rodzajów dyspersji kryształów jednoskośnych możemy obserwować w świetle białym. Wywoławszy mianowicie pojawienie się obrazu interferencyjnego, zwracamy uwagę na wewnętrzną stronę najmniejszego pierścienia, mianowicie na czerwone i niebieskie w nim plamki. Rozmieszczenie ich w dwu częściach obrazu interferencyjnego ujawnia rodzaj dyspersji.

W przypadku dyspersji skrzyżowanej linia prosta, łącząca plamki czerwone w dwu częściach obrazu, przecina się z linią prostą, na której leżą plamki niebieskie tabl. II, fig. 2. Na fotografii jednobarwnym plamki rzeczono zaznacza litera c (czerwone) i n (niebieskie).

W dyspersji pochylonej plamki czerwone i niebieskie leżą na jednej prostej, tabl. II, fig. 3.

Dyspersja pozioma wreszcie polega na tem, że linia prosta, poprowadzona przez plamki czerwone, jest równoległa do tej linii, na której leżą plamki niebieskie, tabl. II, fig. 4.

Bezpośrednie te spostrzeżenia udają się tylko w tych ciałach,



Rys. 82.

którym jest właściwa dyspersja duża. W tych natomiast przypadkach, w których ona zachodzi w małej mierze, rodzaj jej możemy stwierdzić obserwacją obrazu interferencyjnego w świetle różnej długości fali. Otrzymawszy obraz w świetle czerwonym, ustawiamy nań mikrometr okularowy i notujemy podziałki przypadające na ślady osi optycznych. Następnie, nieporuszając ani preparatu badanego ani mikrometru, oświetlamy przyrząd światłem niebieskim albo zielonym i obserwujemy przemieszczenie się obrazu względem skali mikrometru. Dyspersję skrzyżowaną stwierdzimy tem, że ślad płaszczyzny osi optycznych w świetle o fali krótszej przecina się ze skalą mikrometru. Gdy spostrzegamy przesunięcie się obrazu wzdłuż skali mikrometru, orzekamy o istnieniu dyspersji pochylonej. Dyspersję wreszcie poziomą poznamy z tego, że po zmianie rodzaju światła obraz interferencyjny pojawia się równoległe do skali mikrometru.

Trzecią grupą kryształów optycznie dwuosiowych są kryształy rombowe. Do grupy tej należą trzy rodzaje: rodzaj piramid rombów $S(2)$, rodzaj dwusfenoidów rombów $S(2'2'2')$ i rodzaj dwupiramid rombów $S(222)$. Rodzajowi $S(2)$ są właściwe dwie wzajemnie prostopadłe płaszczyzny odbicia, a więc w różnych rodzajach światła postać ich powierzchni Fresnela jest rozmaita, ale orientacja jej jest stała: dwa jej przekroje główne są zgodne z dwiema płaszczyznami odbicia a trzeci do nich jest prostopadły z natury rzeczy. W rodzaju $S(2'2'2')$ są trzy wzajemnie prostopadłe osi przystawiania dwukrotnego, a więc we wszystkich długościach fali świetlnej z osiami temi jest zgodna pierwsza dwusieczna, druga dwusieczna i optyczna normalna. Tak samo rzecz się ma w rodzaju $S(222)$, w nim bowiem są trzy wzajemnie prostopadłe płaszczyzny odbicia i trzy osi przystawiania dwukrotnego, jako proste przecięcia się tych trzech płaszczyzn. Jak widzimy więc wszystkim kryształom rombom jest właściwe jednakowe położenie powierzchni Fresnela, o czym już nadmieniliśmy w § 26, gdzie była mowa o prostym lub symetrycznym znikaniu światła na różnych ścianach tych kryształów. Z tego wynika, że ani płaszczyzny osi optycznych, ani dwusieczne, ani optyczna nor-

malna nie ulega dyspersji. Jest tylko dyspersja osi optycznych, t. j. kąt ich zmienia się ze zmianą długości fali świetlnej, a płaszczyzna osi optycznych pozostaje spólna we wszystkich częściach widma. Ten rodzaj dyspersji nazywamy dyspersją symetryczną, tabl II, fig. 5. Rozmieszczenie barw interferencyjnych rombów obrazu interferencyjnego w świetle białym jest takie, że dzieli się on na części symetryczne płaszczyzną osi optycznych i płaszczyzną do niej prostopadłą podobnie jak każdy dwuosiowy obraz interferencyjny w świetle jednorodnym w płycie ściśle prostopadłej do pierwszej dwusiecznej.

Stała orientacja optyczna kryształów rombów wyraża się tem jeszcze, że gdy odlupimy lub wyszlifujemy z kryształu rombów trzy płytki zgodne z trzema dwusiecznymi (100), (010), (001), to na jednej z nich napewno otrzymamy obraz interferencyjny, ponieważ jedna z nich z pewnością jest prostopadła do pierwszej dwusiecznej.

Oświetlmy przyrząd światłem czerwonym i ustawmy rombów obraz interferencyjny na skalę mikrometru okularowego. Po zamianie światła czerwonego na światło fali krótszej, ujrzymy obraz interferencyjny leżący na skali mikrometru, co świadczy o tem, że płaszczyzna osi optycznych pozostaje ta sama. Jedynie odległość środków pierścieni najmniejszych zmienia się symetrycznie do środka obrazu, gdyż zmienia się wartość kąta osi optycznych, przyczem obraz maleje lub się zwiększa, zależnie od tego, czy jest $\rho \gg \nu$ lub też $\rho < \nu$.

Są jednak nieliczne ciała rombowe o dyspersji nie tylko osi optycznych, ale nawet ich płaszczyzn. Przykładem wyjaśnimy, jak zachodzi dyspersja płaszczyzn osi optycznych w kryształach rombów.

Jeden z polimorfonów bezwodnika tytanowego, mianowicie minerał brukit $\text{TiO}_2/S(222)/\delta = 4,0$, najczęściej tworzy kryształy tabliczkowe zgodnie z dwusiecznym (100). W kryształach tych pierwsza dwusieczna jest prostopadła do (100), a więc na tej ścianie jest widzialny obraz interferencyjny. W świetle czerwonym płaszczyzna osi optycznych jest (001), a zatem obraz interferencyjny na (100) jest równoległy do krawędzi osiowej

OY. W świetle czerwonym kąt osi optycznych osiąga wartość największą, mianowicie $2E = 58^\circ$. Ze zmniejszeniem się długości fali świetlnej kąt ten maleje. W świetle żółtym $2E = 38^\circ 10'$. W świetle żółtozielonym o długości fali $\lambda = 0,000555 \text{ mm}$ wartość kąta osi optycznych brukitu jest równa zeru, t.j. obie osi optyczne przystają do siebie i do pierwszej dwusiecznej. Inne mi słowy sprężystość optyczna wzdłuż drugiej dwusiecznej i optycznej normalnej względem światła o $\lambda = 0,000555 \text{ mm}$ staje się równa. Gdy osi optyczne zlewają się z sobą i z pierwszą dwusieczną, dwa przekroje kołowe też zlewają się z sobą i z płaszczyzną, na której leży optyczna normalna i druga dwusieczna. Elipsoida sprężystości optycznej brukitu w tym świetle jest elipsoidą obrotową, powierzchnia Fresnela jest kulą i elipsoidą obrotową, które stykają się z sobą w dwu punktach leżących na prostej, powstałej od złania się pierwszej dwusiecznej i obu osi optycznych. Tej prostej przystoi nazwa osi izotropii, jako prostopadłej do jedyne go przekroju kołowego, niema ona bowiem charakteru ani pierwszej dwusiecznej ani pierwotnej osi optycznej. Optyczna normalna staje się równa drugiej dwusiecznej, oba te kierunki się zatracają, przekrój bowiem, na którym leżą, staje się kołowy: wszystkie jego promienie są równe.

W świetle o długości fali mniejszej od $0,000555 \text{ mm}$ wartość kąta osi optycznych brukitu znów staje się większa od zera, ale płaszczyzną osi optycznych jest płaszczyzna (010), t.j. do poprzedniej (001) prostopadła, tak iż obraz interferencyjny jest równoległy do krawędzi osiowej OZ. W świetle zielonym (rozżarzonej pary talu) $2E = 21^\circ 40'$.

Wobec takiej dyspersji interferencyjny obraz osiowy brukitu, światłem białym otrzymany, jest bardzo zawily i zamacony, jest to bowiem zbiór ciągly obrazów interferencyjnych różnej barwy, znacznie różniących się nie tylko rozwartością kąta osi optycznych, ale jeszcze i tem, że obrazy różnych barw są wzajemnie prostopadłe.

§ 36. **Polaryzacja kołowa.** Niektóre kryształy zachowują się nieco odmiennie niż te, które opisywaliśmy dotychczas. Dość znacznie grube ich płytki, wyszlifowane prostopadle do jednej

z dwu pierwotnych osi optycznych, w zbieżnym świetle polaryzowanym okazują obraz interferencyjny nie taki jak przedstawia fotogram tabl. I, fig. 2, lecz taki jak tabl. II, fig. 6. W obrazie tym niema ciemnej smugi, przecinającej pierścienie, lub smuga ta nie dochodzi do środka obrazu. Pole pierścienia ostatniego jest wolne. Gdy obraz rzeczony otrzymujemy światłem jednorodnym, ciemna smuga, przecinająca pierścień środkowy, pojawia się dopiero po obrocie analizatora o kąt tem większy, im płytka jest grubsza, lub im mniejsza jest długość fali użytego światła jednorodnego. Gdy oświetlamy przyrząd światłem białym, w polu pierścienia środkowego widzimy barwę interferencyjną, nie zmieniającą się od obrotu płytki. Zmienia się natomiast ona w kolei barw widma, gdy obracamy około jego osi długiej jeden z pryzmatów Nicola. Pojawienie się ciemnej smugi środkowej w świetle jednorodnym oraz przemiana barwy interferencyjnej na jakąś inną zachodzi po obrocie polaryzatora albo analizatora na prawo lub na lewo o kąt stały względem płytek tej samej grubości i tego samego ciała. A więc kierunek obrotu pryzmatu Nicola oraz kąt tego obrotu jest cechą charakterystyczną każdego ciała, któremu zachowanie się obecnie omawiane jest właściwe.

Z przebiegu zjawiska rzeczzonego wnosimy, iż polega ono na zmianie azymutu polaryzacji tej fali płaskiej, która wyszła z polaryzatora z drganiami przyporządkowanymi jego przekrojowi głównemu i przeszła przez kryształ w kierunku pierwotnej osi optycznej. W zwykłym kryształ dwuosowym fala ta zachowuje azymut drgań polaryzatora, a więc zanika w analizatorze prostopadłym do polaryzatora. W kryształ natomiast o własności obecnie omawianej azymut ten jest odchyłony na pewien kąt, gdyż zanik światła, to jest pojawienie się ciemnej smugi środkowej, zachodzi dopiero po obrocie jednego z pryzmatów Nicola. Zjawisko to nosi niezbyt szczęśliwą nazwę skręcania płaszczyzny polaryzacji. Piszący słowa niniejsze sądzi, że właściwsze byłoby użycie wyrażenia: odchylenie azymutu polaryzacji.

Zjawisko omawiane polega na tej szczególnej właściwości ciał niektórych, że prostolinjowo polaryzowana fala, przecho-

dząc przez nie w kierunku pierwotnej osi optycznej, rozdziela się na dwie fale o drganiach kołowych prędkości nierównej. Drgania kołowe jednej z nich odbywają się w kierunku ruchu wskazówki zegara, a drgania drugiej zachodzą w kierunku przeciwnym. Ponieważ jedna z tych fal jest opóźniona względem drugiej, więc drganie linowe, rozłożone na niejednoczesne dwa drgania kołowe kierunków przeciwnych, składa się na drganie linowe w azymucie odchylonym w prawo lub lewo, zależnie od tego czy wcześniejsze drganie kołowe jest zgodne z ruchem wskazówki zegara czy też zachodzi w kierunku przeciwnym.

Rozejrzawszy się w warunkach symetryczności każdego rodzaju kryształów optycznie dwuosiowych, zdamy sobie sprawę z tego, w którym rodzaju możemy się spodziewać zjawiska omawianego, a w którym nie jest ono zgodne z symetrią kryształu, a więc jest niemożliwe.

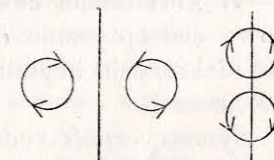
Kryształy rodzaju jednościanów trójskośnych $S(1')$ są asymetryczne. Nie jest im właściwy jakikolwiek element symetryczności. Każdy wektor jest w nich jedyny. Dwa zwroty, dodatni i ujemny, każdej prostej fizycznie są nierówne w tych kryształach. A zatem polaryzacja kołowa nie jest sprzeczna z ustrojem tych kryształów. Możemy spodziewać się jej na każdej pierwotnej osi optycznej w odmiennym sposobie, to jest w postaci odchylenia azymutu polaryzacji w różnych kierunkach i o kąt różnej wartości. Dotychczas jednak nie znamy ani jednego ciała rodzaju $S(1')$, którego kryształem byłoby to właściwe.

Kryształom rodzaju dwuścianów trójskośnych $S(2''2''2'')$ polaryzacja kołowa nie jest właściwa, jako sprzeczna z istnieniem środka równości odwróconej. Odchylenie azymutu polaryzacji w prawo na jednym zwrocie osi optycznej, poddane inwersji prostokątnej $S(2''2''2'')$, byłoby odchyleniem w lewo o kąt tej samej wielkości, czyli odchylenia nie byłoby wcale.

W rodzaju daszków jednoskośnych $S(1)$ możemy oczekiwać polaryzacji kołowej w tych kryształach, w których płaszczyzna osi optycznych jest prostopadła do płaszczyzny odbicia, a więc w których z normalną ścianą (010) jest zgodna pierwsza dwu-

sieczna, lub druga dwusieczna, czyli w kryształach z dyspersją skrzyżowaną na (010) lub poziomą w pasie $[(100):(001)]$. W tej bowiem orientacji osi optyczne leżą symetrycznie względem płaszczyzny odbicia, rys. 83. Wtedy gdyby na jednej osi optycznej azymut polaryzacji odchyłał się w prawo, to na drugiej działałoby się to w lewo o kąt taki sam, co czyniłoby zadość płaszczyźnie odbicia. W kryształach $S(1)$ natomiast, których normalna optyczna b jest zgodna z normalną płaszczyzny odbicia, polaryzacja kołowa jest sprzeczna z warunkiem $S(1)$. W tym bowiem ustosunkowaniu powierzchni Fresnela do płaszczyzny odbicia obie osi optyczne leżą na niej. Aby więc uczynić zadość płaszczyźnie odbicia odchylenie musiałoby zachodzić na każdej osi o ten sam kąt zarazem i w prawo i w lewo, czyli innymi słowy nie zachodzi ono wcale, rys. 84. Dotychczas jednak pomiędzy ciałami rodzaju daszków jednoskośnych $S(1)$ nie znamy takiego, które okazywałoby własność omawianą.

W kryształach rodzaju sfenoidów jednoskośnych $S(2')$ każdej orientacji optycznej odpowiada polaryzacja kołowa, kryształom bowiem rodzaju $S(2')$ jest właściwa jedna oś przystawiania dwukrotnego. Dwa jednak są tu przypadki odmienne. W kryształach, w których z osią przystawiania jest zgodna pierwsza lub druga dwusieczna, odchylenie azymutu polaryzacji zachodzi na obu osiach jednakowe pod tym samym kątem, po obrocie bowiem o 180° dokoła osi przystawiania jedna oś optyczna przekształca się w drugą. Tak się więc dzieje np. w kryształach kwasu winnego $C_4H_6O_6/S(2')$. Ich płaszczyzna osi optycznych jest prostopadła do (010), oś przystawiania jest zgodna z drugą dwusieczną, obraz interferencyjny występuje w pasie $[(100):(001)]$ z dyspersją poziomą. Na obu osiach azymut polaryzacji odchyła się jednakowo: w płytce grubości 1 mm $8^\circ 30'$ w świetle czerwonym, $11^\circ 24'$ w świetle żółtym, $14^\circ 22'$ w świetle zielonym. W tych natomiast kryształach $S(2')$, w których płaszczyzna osi optycznych jest prostopadła do osi przystawa-



Rys. 83

Rys. 84.

nia, t.j. zgodna z (010), czyli w których optyczna normalna b jest zgodna z osią przystawania, każdej osi optycznej jest właściwe inne odchylenie azymutu polaryzacji, bo w tej orientacji optycznej po obrocie dookoła osi przystawania o 180° każda os optyczna przystaje sama do siebie, a więc na każdej z nich może zachodzić polaryzacja kołowa w odmiennym sposobie zarówno w kierunku jak w wartości kąta. To właśnie jest w kryształach sacharozy, czyli cukru trzcinowego $C_{12}H_{22}O_{11}/S(2')$. W kryształach tych płaszczyzna osi optycznych jest prostopadła do osi przystawania, t.j. zgodna z (010). Jedna oś optyczna jest prawie prostopadła do dwuścianu poprzecznego (100). Tej osi jest właściwe odchylenie azymutu polaryzacji w lewo o kąt 22° w świetle sodowym w płycie grubości 1 centymetr. Na drugiej osi optycznej odchylenie jest w prawo o kąt 64° .

W kryształach cukru trzcinowego odkryto polaryzację kołową ciał optycznie dwuosiowych. Przed tem znano ją tylko w niektórych kryształach trygonalnych i regularnych, oraz w cieczach.

Symetryczność rodzaju słupów jednoskośnych $S(2'2'2')$ polega na tem, że płaszczyzna odbicia jest prostopadła do osi przystawania dwukrotnego, zachodzi więc istnienie środka równości odwróconej, ten element bowiem, samoistnie występujący jako wynik inwersji prostokątnej $S(2''2''2'')$, w skojarzeniu z innymi powstaje wszędzie, gdzie płaszczyzna odbicia jest prostopadła do osi przystawania parzystego. Poruszając sprawę niemożliwości polaryzacji kołowej w kryształach trójskośnych, zaznaczyliśmy, że w rodzaju $S(2''2''2'')$ istnienie środka równości odwróconej wyłącza jej możliwość. To samo więc mamy w kryształach rodzaju słupów jednoskośnych $S(2'2'2')$.

Własności fizyczne kryształów rodzaju dwusfenoidów rombów $S(2'2'2')$ są zgodne z trzema wzajemnie prostopadłymi osiami przystawania dwukrotnego. Jak wiadomo jedna z nich stale jest sprzężona z pierwszą dwusieczną, a więc płaszczyzna osi optycznych jest identyczna z jedną z trzech płaszczyzn, na których leżą dwie osi przystawania, t.j. z jednym z trzech dwuścianów (100), (010) lub (001). Jeżeli na jednej osi op-

tycznej jest zboczenie azymutu polaryzacji w pewnym kierunku o pewien kąt, to druga oś optyczna czyni zadość trzem wzajemnie prostopadłym osiom przystawania dwukrotnego, gdy na niej zachodzi polaryzacja kołowa w tym samym kierunku i z tem samem opóźnieniem. Przykładem tego są kryształy siedmiowodnego siarczanu magnezowego $MgSO_4 \cdot 7H_2O/S(2'2'2')$. W płytkach grubości jednego milimetra na każdej osi optycznej okazują one odchylenie azymutu polaryzacji $20'10''$ w świetle sodowym.

W kryształach rodzaju piramid rombów $S(2)$ symetryczność czyni zadość dwu wzajemnie prostopadłym płaszczyznom odbicia. Z tym warunkiem polaryzacja kołowa jest zgodna, jeżeli płaszczyzna osi optycznych jest prostopadła do płaszczyzn odbicia. W takim ustosunkowaniu orientacji optycznej odchyleniu w lewo na jednej osi towarzyszyłoby odchylenie w prawo o ten sam kąt na drugiej osi optycznej. Nie znamy jednak ciała $S(2)$ o takich własnościach. W kryształach rodzaju $S(2)$ o płaszczyźnie osi optycznych zgodnej z jedną z płaszczyzn odbicia polaryzacja kolista jest niemożliwa.

Kryształom rodzaju dwupiramid rombów $S(222)$ oczywiście polaryzacja kołowa jest obca, chociażby z powodu środka równości odwróconej.

Polaryzacja kołowa jest zjawiskiem dość rzadkiem w kryształach optycznie dwuosiowych. Stwierdzono ją w szczupłej liczbie ciał, nie w mineralach, lecz w substancjach pochodzenia pracownianego lub organicznego. Zjawisko to możemy dostrzec tylko w płytkach grubych, a więc w preparatach mikroskopowych jest ono niedostępne.

III. KRYSZTAŁY OPTYCZNIE JEDNOOSIOWE.

§ 37. Zarys ogólny symetryczności i orientacji optycznej kryształów trygonalnych, tetragonalnych i heksagonalnych. W opisie właściwości optycznych minerału brukitu, $TiO_2/S(222)/\bar{\delta} = 4,0$, nadmieniliśmy o tem, że w świetle długości fali $0,000555\text{ mm}$ kąt osi optycznych w kryształach tego minerału

przybiera wartość zerową, czyli obie jego osi optyczne w tym świetle zlewają się z pierwszą dwusieczną, a wartości drugiej dwusiecznej i optycznej normalnej stają się równe, innymi słowy w świetle o $\lambda = 0,000555 \text{ mm}$ elipsoida sprężystości optycznej kryształów brukitu jest elipsoidą obrotową, a powierzchnia Fresnela składa się z kuli i elipsoidy obrotowej, które stykają się w dwu punktach leżących na osi obrotu elipsoidy. To ustosunkowanie, w brukicie będące objawem szczególnej dyspersji i zachodzące jedynie względem fal świetlnych określonej długości, w kryształach trygonalnych, tetragonalnych i heksagonalnych jest wyrazem ich symetryczności, a więc jest ich właściwością stateczną względem fal świetlnych wszystkich, od najdłuższych do najkrótszych.

Zważmy na to, co już zaznaczyliśmy w § 12. Kryształy tetragonalne, trygonalne i heksagonalne różnią się zasadniczo zarówno od trójskośnych, jednoskośnych i rombów z jednej, jak od regularnych z drugiej strony tem, że jest w nich jeden kierunek o własnościach osobliwych, zwany osią główną, nie będący powtórzeniem symetrycznym żadnego innego kierunku.

Rodzaje symetryczności trygonalnej, tetragonalnej i heksagonalnej wywodzimy z typów $\sigma[3]$, $\sigma[4]$, $\sigma[6]$, $\sigma[322]$, $\sigma[422]$, $\sigma[622]$. Typy te są to skojarzenia płaszczyzn zwierciadlanych tworzących kąt $\frac{1}{3}\pi = 60^\circ$, $\frac{1}{4}\pi = 45^\circ$ lub $\frac{1}{6}\pi = 30^\circ$, nie przeciętych $\sigma[p]$ albo przeciętych $\sigma[p22]$ trzecią płaszczyzną do nich prostopadłą. A więc powtarzaniem się kalejdoskopowem, czyli odzwierciedlaniem się wzajemnem, płaszczyzny te tworzą oś główną przystawiania dwukrotnego, trzykrotnego, czterokrotnego lub sześciokrotnego, zależnie od typu i rodzaju symetryczności. Oś ta jest właśnie krawędzią kąta dwuściennego płaszczyzn zwierciadlanych, zawierającego 60° , 45° lub 30° . Wobec tego na płaszczyźnie prostopadłej do tej osi są albo dwa albo trzy kierunki równe i symetryczne między sobą, ale nierówne i niesymetryczne z osią główną, a więc jest ona osobliwa i jedyna. W typach $\sigma[4]$ i $\sigma[422]$ kierunki równe, leżące na płaszczyźnie prostopadłej do osi głównej, tworzą między sobą kąt prosty, w typach $\sigma[3]$, $\sigma[322]$, $\sigma[6]$ i $\sigma[622]$

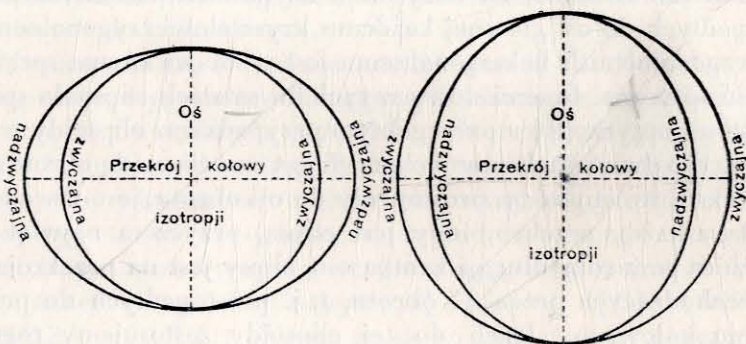
kąt pomiędzy wektorami równymi, lub pomiędzy nimi i ich przedłużeniami, wynosi 60° .

Jak wiemy, na dowolnym przekroju ciała optycznie anizotropnego sprężystość optyczna zmienia się tak, jak zmienia się z kierunkiem promień wodzący elipsy, będącej odpowiednim przekrojem elipsoidy trójosiowej. Jeżeli więc na płaszczyźnie prostopadłej do osi głównej wszystkich kryształów obecnie omawianych są albo dwa kierunki równe co 90° , albo trzy co 60° , to płaszczyznom tym odpowiadają elipsy o dwu prostopadłych i równych średnicach, lub o trzech nawet średnicach równych co 60° , a takie elipsy są to koła. We wszystkich więc długościach fali świetlnej na wszystkich azymutach płaszczyzn prostopadłych do osi głównej każdemu kryształowi trygonalnemu, tetragonalnemu i heksagonalnemu jest właściwa równa sprężystość optyczna. Innymi słowy w tych kryształach elipsoida sprężystości optycznej jest szczególnym przypadkiem elipsoidy trójosiowej o dwu osiach równych, czyli jest ona elipsoidą obrotową. Przekrój tej elipsoidy, prostopadły do osi obrotu, jest obwodem koła, a każdy przekrój inny jest elipsą, przyczem największa różnica pomiędzy długą i krótką osią elipsy jest na przekrojach przechodzących przez oś obrotu, t. j. prostopadłych do przekroju kołowego. Jeżeli do tej elipsoidy zastosujemy regułę Fresnela, podaną w § 23, to otrzymamy dwupowłokową powierzchnię drgań jednoczesnych w postaci elipsoidy obrotowej wpisanej w kulę lub na kuli opisanej, zależnie od tego, czy osią obrotu elipsoidy sprężystości optycznej jest oś krótsza czy dłuższa, rys. 85 i 86. Ponieważ tą powierzchnią już roku 1690 Chr. Huyghens interpretował podwójne załamanie światła w kalcyicie, więc możemy nazywać ją powierzchnią Huyghensa.

Czy będziemy wykreślali prędkości promieni, czy wartości proporcjonalne współczynnikom załamania, zawsze otrzymamy powierzchnie, których przekroje kołowe są zgodne, a więc których oś obrotu jest tą samą prostą. Jest to tak zwana oś izotropji, zgodna z główną osią przystawiania. Ponieważ jest ona jedna, więc kryształy trygonalne, tetragonalne i heksagonalne nazywamy optycznie jednoosiowymi.

Klasyczne ciała jednoosiowe optycznie są to krysztaly kalcytu $\text{CaCO}_3/S(6'2'2)$ i α -kwarcu $\text{SiO}_2/S(3'2'2')$. Nazywamy je klasycznymi dla tego, że ze wszystkich ciał optycznie jednoosiowych najdawniej są one znane i najdokładniej zbadane, a więc na podstawie ich własności optycznych utworzono pojęcie ciał optycznie jednoosiowych.

O kryształach kalcytu już § 20 nadmieniam. Podano tam wiadomość, że jeżeli przez romboedr kalcytu patrzymy na plamkę lub otworek w zasłonie, to widzimy dwa obrazy obserwowanego otworka lub plamki: rzekomo niższy, N rys. 30, i wyższy W . Gdy obracamy romboedr na płaszczyźnie, na której on leży,



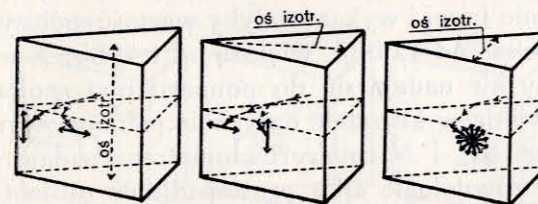
Rys. 85.

Rys. 86.

około jej pionu, to obraz wyższy się nie porusza, niższy natomiast obraz obraca się około pionu. Promienie i normalne czoła fali tworzącej obraz wyższy W zachowują się w kalcyecie tak jak w ciele optycznie izotropnym. Jak wiemy z § 20 azymut drgań tej fali jest prostopadły do osi izotropji. Nazywamy ją falą zwyczajną i oznaczamy literą ω (ordinaria), a współczynnik jej załamania znakiem N_ω . Fala obrazu drugiego, polaryzowana w azymucie zgodnym z osią izotropji, ma nazwę fali nadzwyczajnej i znak ε (extraordinaria), a najmniejszy lub największy współczynnik jej odpowiedni ma znak N_ε .

Główne współczynniki załamania światła kryształu optycznie dwuosiowego N_α , N_β , N_γ możemy mierzyć na płaszczyznach

przekrojów głównych lub w pryzmatach symetrycznych względem tych przekrojów. W kryształach optycznie jednoosiowych jest to możliwe na płaszczyźnie prostopadłej do osi izotropji, lub na każdej płaszczyźnie przechodzącej przez tę oś, czyli na każdej płaszczyźnie zgodnej z osią izotropji, każda bowiem płaszczyzna poprowadzona w ten sposób dzieli elipsoidę obrotową na części symetryczne. To samo ściągą się do pryzmatów. Jeżeli wyszlifujemy pryzmat tak, aby krawędź kąta łamiącego była równoległa do osi izotropji, to kierunek płaszczyzn ten kąt tworzących jest dowolny. W każdym takim pryzmacie, gdy skierujemy nań falę płaską tak aby normalna jej czoła leżała na płaszczyźnie prostopadłej do jego krawędzi łamiącej, oba promienie i obie normalne czoła fal załamanych leżą na tej samej



Rys. 87.

Rys. 88.

Rys. 89.

płaszczyźnie, a więc każdy taki pryzmat nadaje się do pomiaru największego i najmniejszego współczynnika załamania światła w ośrodku optycznie jednoosiowym. W pryzmacie tak wyszlifowanym z kalcytu czoło fali mniej załamanej wykazuje drgania równoległe do osi izotropji, a więc jest to fala nadzwyczajna. W świetle sodowym jej współczynnik załamania $N_\varepsilon = 1,4885$. Fala załamana więcej o azymucie drgań prostopadłym do osi izotropji, a więc fala zwyczajna, wykazuje współczynnik załamania światła sodowego (żółtego) $N_\omega = 1,6585$, rys. 87. To samo otrzymujemy w pryzmacie wyszlifowanym tak, aby oś izotropji była prostopadła do krawędzi łamiącej pryzmatu i aby dzieliła kąt łamiący na dwie części równe, rys. 88. Jeżeli natomiast wyszlifujemy z kalcytu pryzmat tak, aby oś izotropji biegła w nim

prostopadle do krawędzi łamiącej, ale zarazem prostopadle do dwudzielnej kąta łamiącego, rys. 89, to z pryzmatu wychodzi tylko jedna fala o drganiach nieprzyporządkowanych żadnemu azymutowi określone i o współczynniku załamania fali zwyczajnej $N_o = 1,6585$. A więc fala przebiegająca przez kryształ kalcytu w kierunku jego osi izotropji zachowuje się w tym kryształcie tak samo jak w ciele izotropnem: nie załamuje się podwójnie, t.j. nie rozdwaja się i nie ulega polaryzacji.

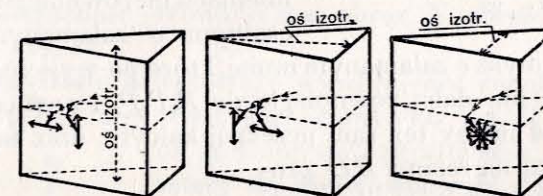
Gdybyśmy wyszlifowali z kalcytu pryzmat w jakimkolwiek innym kierunku niż trzy wymienione, to załamany promień i normalna czoła fali zwyczajnej doń należąca leżałaby w nim na tej samej płaszczyźnie, na której leży normalna fali padającej i okazywałaby stały współczynnik załamania $N_o = 1,6585$. Promień natomiast i normalna czoła fali nadzwyczajnej leżałyby na płaszczyźnie innej i wykazywałyby wartość współczynnika załamania mniejszą od 1,6585, większą od 1,4885. A więc pryzmat dowolny nie nadaje się do pomiaru obu współczynników załamania światła w kryształcie optycznie jednoosiowym.

Do pomiaru N_o i N_e totalreflektometrem nadają się płytki kalcytu albo równolegle albo prostopadle do osi izotropji. Na płytkach równoległych do osi izotropji w kierunku prostopadłym do tej osi otrzymujemy największą różnicę pomiędzy kątem granicznym promieni należących do fali zwyczajnej i nadzwyczajnej, a więc najmniejszą wartość współczynnika $N_e = 1,4885$. Na azymutach innych różnica ta jest mniejsza, wartość N_e wzrasta w miarę odchylenia się azymutu od położenia prostopadłego do osi izotropji, i wreszcie na azymucie zgodnym z osią izotropji otrzymujemy tylko jeden kąt graniczny i jeden współczynnik największy $N_o = 1,6588$. Przekrój obu tych stożków sfotografowany przyrządem opisanym w §-fie 22-gim (rys. 40), podaje tabl. III, fig. 1.

Od płytek prostopadłych do osi izotropji otrzymujemy dwa kąty graniczne o największej różnicy na każdym azymucie, czyli promienie, podległe odbiciu zupełnemu od płaszczyzny prostopadłej do osi izotropji, leżą na dwu stożkach kołowych, których średnice odpowiadają współczynnikowi największemu i najmniej-

szemu. Na jednym stożku leżą promienie fali zwyczajnej, na drugim nadzwyczajnej. Drgania fali zwyczajnej są przyporządkowane azymutom stycznym do obwodu przekroju stożka, a drgania fali nadzwyczajnej odbywają się na azymutach zgodnych z promieniami geometrycznymi przekroju stożka.

W kwarcu zjawiska te przebiegają tak samo, z tą jedynie różnicą, że nasamprzód dwójłomność tego minerału jest bardzo mała: $N_e - N_o = 0,0081$ w świetle żółtem, a powtóre fala zwyczajna α -kwarcu załamuje się mniej, fala nadzwyczajna więcej, mianowicie w α -kwarcu $N_o = 1,5442$, $N_e = 1,5523$. A więc w α -kwarcowym pryzmacie z krawędzią równoległą do osi izotropji fala mniej załamana okazuje drgania prostopadle do osi izotropji, a załamana więcej równoległe do tej osi, rys. 90, 91, 92.



Rys. 90.

Rys. 91.

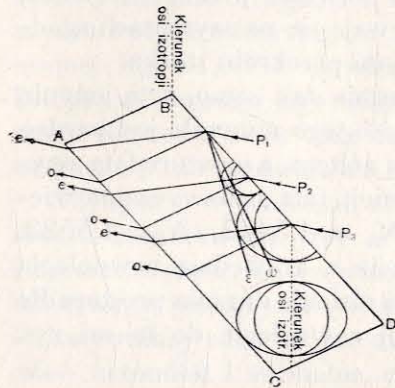
Rys. 92.

Kryształy takie jak α -kwarc, t.j. których $N_o < N_e$, nazywamy optycznie dodatnimi, a takie jak kalcyt, t.j. o współczynnikach $N_o > N_e$, są optycznie odjemne.

Obecnie, gdy znamy już powierzchnię fali świetlnej kryształów optycznie jednoosiowych, na chwilę powróćmy jeszcze do podwójnego załamania światła w kalcyście, w celu dokładniejszego uprzytomnienia sobie tego, co zawiera § 21 i § 23.

Rys. 93 przedstawia optyczny przekrój główny odlupka z kalcytu, ten sam jaki mamy na rys. 31 i 36 t.j. $ABCD$ gdzie AB i CD są to t.zw. krawędzi wierzchołkowe, czyli krawędzi rozwartych kątów dwuściennych romboedru, a AC i BD są to krótkie przekątne rombów ograniczających romboedr umiarowy, t.j. przekątne leżące na jednej płaszczyźnie z osią

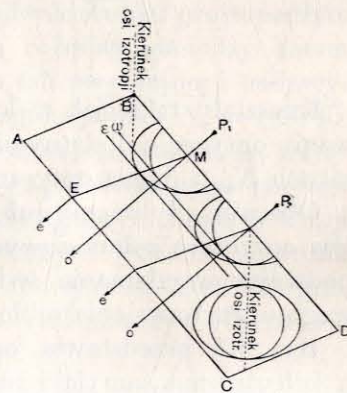
przystawiania trzykrotnego, czyli zgodne z osią izotropji, której kierunek wskazują linje przerywane rys. 93, opatrzone odpowiednim napisem. Niech na BD pada skośnie fala płaska $P_1P_2P_3$. Gdy promień jej P_1 dotyka płaszczyzny BD , promienie P_2 i P_3 wzbudziły drgania rozchodzące się na powierzchniach o coraz dłuższych promieniach wodzących. Wobec tego w kalcyście rozprzestrzeniają się dwie fale płaskie o czołach nierównoległych, ω fali zwyczajnej i ϵ fali nadzwyczajnej, a więc o promieniach nierównoległych, zwyczajnym o załamanym więcej



Rys. 93.

i nadzwyczajnym ϵ załamanym mniej, które po wyjściu z kalcytu w powietrze idą dalej równoległe do $P_1P_2P_3$ i pomiędzy sobą.

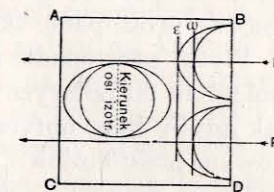
Na rys. 94 mamy ten sam przekrój kalcytu oraz falę płaską P_1P_2 padającą na ścianę BD prostopadle. Jest to więc ilustracja zjawiska przedstawianego rysunkami 30 i 31. Od punktów na płaszczyźnie BD , w których promienie P_1 i P_2 wzbudzają jednocześnie drgania świetlne w kalcyście, poprowadźmy proste do punktów, w których płaszczyzny styczne ϵ i ω stykają się z powłokami powierzchni prędkości promieni. Widzimy, że promień PO fali zwyczajnej ω , jako powierzchni kulistej, zachowuje kierunek normalnej czoła fali padającej, a promień fali nadzwyczajnej ϵ załamuje się, zbacza. Po wyjściu z kalcytu promień ten ulega załamaniu ponownemu w powietrzu i wobec



Rys. 94.

równoległości ścian BD i AC przybiera kierunek zgodny z kierunkiem normalnej czoła fali padającej i fali zwyczajnej. W powietrzu, jako w ośrodku optycznie izotropnym, biegną dwie fale płaskie równoległe o normalnych zgodnych z ich promieniami. Jedna daje obraz N , rys. 31; druga W .

Poprowadźmy płaszczyznę przez promień ME rys. 94 i normalną Ee . Gdy obracamy romboeder kalcytu około prostej P_1Mo , położenie promienia P_1Mo , który zarazem jest normalną czoła fali ω , się nie zmienia, obraz W rys. 31 pozostaje w spokoju. Natomiast płaszczyzna, na której leży promień fali nadzwyczajnej i normalna Ee rys. 94, obraca się, a więc normalna Ee zakreśla powierzchnię cylindryczną, obraz N obraca się około obrazu W , rys. 31.



Rys. 95.

Gdy z kryształu kalcytowego wyszlifujemy równoległości albo płytkę tak, aby dwie jego ściany AB i CD rys. 95 do osi izotropji były prostopadłe, a pozostałe cztery do niej równoległe, i gdy skierujemy nań płaską falę prostopadłą do osi izotropji na boczną ścianę BD rys. 95, to w kalcyście powstaną dwie równoległe fale płaskie ω i ϵ , których normalne i promienie P_1P_2 są zgodne. Gdy natomiast skierujemy falę płaską prostopadłą do ściany AB rys. 96, t. j. zgodnie z osią izotropji, otrzymujemy jedną falę płaską F , która nie doznaje ani załamania podwójnego, ani polaryzacji. Rysunki 93—96 uzmysławiają załamanie w pryzmatach rys. 87—89, a *mutatis mutandis* również w pryzmatach rys. 90—92. Na rys. 93—96 podane są ponadto przekroje całej powierzchni prędkości promieni, oraz zaznaczony jest kierunek osi izotropji.

Rys. 96.

§ 38. Przekroje kołowe i eliptyczne kryształów optycznie jednoosiowych w równoległych i zbieżnych falach światła polaryzowanego. Prostopadłe do osi izotropji przekroje kry-

sztalów optycznie jednoosiowych są przekrojami kołowymi. Wszystkie inne przekroje są eliptyczne. Jedna oś każdego przekroju eliptycznego leży na jednej płaszczyźnie z osią izotropji. Z tego wynika zachowanie się płytek, wyszlifowanych w różnych kierunkach z kryształów optycznie jednoosiowych, pomiędzy prostopadłe skrzyżowanymi pryzmatami Nicola.

Płytki prostopadłe do osi izotropji, oświetlone pękiem równoległym fal polaryzowanych prostoliniowo, zachowują się tak, jak gdyby były optycznie izotropne. Każda fala światła polaryzowana prostoliniowo, padająca na nie prostopadłe swą normalną czolą, na wszystkich azymutach prostopadłych do tej normalnej napotyka jednakową sprężystość, a więc trafia na jednakowy opór przeciwstawiony jej drganiom. Na każdym więc azymucie tej płaszczyzny drgania świetlne odbywają się z zachowaniem azymutu poprzedniego, o ile ciało krystalicznemu nie jest właściwe polaryzowanie kołowe, o czym będzie mowa niżej. Z tego więc względu, gdy pomiędzy pryzmaty Nicola wprowadzimy płytkę omawianą, żadna zmiana nie zachodzi w układzie optycznym: źródło światła, powietrze, polaryzator, powietrze, analizator. Drgania świetlne, które wyszły z polaryzatora przyporządkowane azymutowi jego przekroju głównego, po przejściu przez omawiany przekrój kołowy ciała optycznie jednoosiowego, pozostają drganiami odbywającymi się na tym samym azymucie i będąc w bok odbite od warstewki balsamu kanadyjskiego w analizatorze, nie dochodzą do oka. Zarówno w świetle białym, mieszanym, jak barwnym, jednorodnym, w polu widzenia jest ciemno, płytka jest niewidoczna lub wogóle ciemna i pozostaje nią w pełnym obrocie około osi izotropji. Gdy ustawimy pryzmaty Nicola równolegle, t. j. gdy obrócimy jeden z nich o 90° około jego długiej osi, w świetle jednorodnym płytka jest jasna i światło nie zmienia się w natężeniu podczas obrotu jej około osi izotropji i osi optycznej przyrządu, a w świetle bezbarwnym czyli białym nie wywołuje ona barwy interferencyjnej i jest jednakowo oświetlona we wszystkich położeniach w obrocie około osi.

Każdy natomiast przekrój, tworzący z osią izotropji kąt nie-

równy prostemu, wywołuje rozdzielenie się drgania prostoliniowego na dwa drgania wzajemnie sobie prostopadłe, które, sprowadzone w analizatorze do jednego azymutu, interferują. W pełnym obrocie około pionu na dwu azymutach prostopadłych przekroje takie okazują znikanie światła symetryczne względem krawędzi kryształu na ścianach piramidowych, proste na ścianach słupów, jedna bowiem z dwu osi każdego tego przekroju, jak rzeczono wyżej, leży na jednej płaszczyźnie z osią izotropji. Opóźnienie względne na tych przekrojach jest tem większe, im mniejszy jest kąt pomiędzy przekrojem i osią izotropji. Największe przeto opóźnienie zachodzi na przekrojach równoległych do tej osi, na nich bowiem wartość różnicy długiej i krótkiej osi elipsy jest największa, jest to bowiem różnica osi obrotu elipsoidy obrotowej i średnicy jej przekroju kołowego.

Kołowe, t. j. prostopadłe do osi izotropji, przekroje kryształów optycznie jednoosiowych, oświetlone snopem zbieżnych fal światła polaryzowanego prostoliniowo, zależnie od dwójłomności kryształu i od grubości płytki okazują obraz interferencyjny, składający się albo z ciemnego krzyża, zgodnego z przekrojami głównymi polaryzatora i analizatora, albo ze zbioru spółśrodkowych pierścieni kolistych przeciętych na krzyż dwiema wzajemnie prostopadłymi ciemnymi smugami. Obraz ten pozostaje bez zmian i bez ruchu, gdy obracamy płytkę około jej pionu, o ile płytka jest ściśle prostopadła do osi izotropji. W razie gdy płytka jest nieco skośna, to w obrocie jej cały obraz zakreśla koło. W płytkach bardzo cienkich oraz w ciałach o bardzo małej dwójłomności pojawia się tylko ciemny krzyż, a więc tylko środek obrazu. Im natomiast płytka jest grubsza lub dwójłomność ciała badanego jest większa, tem więcej pojawia się pierścieni, tem cieńsze są i one i smugi ciemny krzyż tworzące.

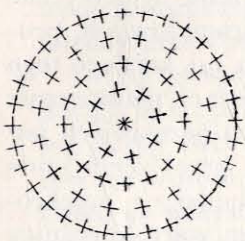
W świetle jednorodnym obraz omawiany składa się z ciemnych i jasnych pierścieni przeciętych krzyżem prostokątnym tabl. III, fig. 2. W świetle białym tylko krzyż jest ciemny, a pierścienie są tęczowe, są one bowiem kolistymi pasemkami różnych barw interferencyjnych. Obraz rzeczony jest wynikiem

rozmieszczenia azymutów drgań tych fal, które przechodzą przez kryształ skośnie do osi izotropji.

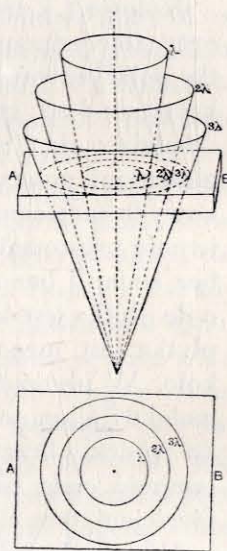
Jak wiemy, drgania prostolinjowe każdej fali, której normalne czoła skośnie przebiegają płytkę omawianą, napotykają prostopadle do siebie przekroje eliptyczne, a więc rozdzielają się na dwa drgania: jedno leżące na płaszczyźnie zgodnej z osią izotropji i drugie na płaszczyźnie do niej prostopadłej. Rys. 97 ilustruje poglądowo rzut tych drgań na płaszczyznę do osi izotropji prostopadłą w wielu stożkach utworzonych normalnymi czołami fal różnie nachylenymi do osi izotropji. Drgania zgodne z przekrojami głównymi polaryzatora i analizatora zanikają, a więc na ich azymutach powstaje ciemny krzyż.

Drgania, tworzące z przekrojami skrzyżowanych pryzmatów Nicola kąty większe od 0° , a mniejsze od 90° , interferują, a więc zależnie od opóźnienia względnego w świetle jednorodnym tworzą jasne lub ciemne pierścienie, a w świetle białym koliste smugi barw interferencyjnych zależnych od grubości warstwy ciała, którą przeszły, czyli od nachylenia do osi izotropji. Im to nachylenie jest większe, tem dłuższą drogę przebyły one przez ciało dwójłomne, tem większego doznały opóźnienia względnego, interferują więc barwą tem dalszą od szarości pierwszego rzędu. Rys. 98 schematycznie przedstawia stożki normalnych czoła fal o coraz większym opóźnieniu względnem w miarę coraz większego ich odchylenia się od osi izotropji.

Na płaszczyznach równoległych do osi izotropji w świetle zbieżnym pomiędzy skrzyżowanymi pryzmatami Nicola powstaje mało charakterystyczny obraz interferen-



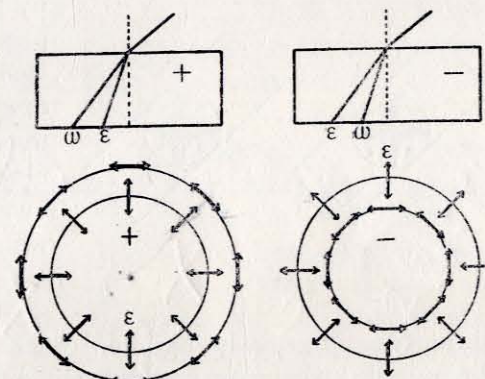
Rys. 97.



Rys. 98.

cyjny tabl. III, fig. 3, będący zbiorem hyperbol jasnych i ciemnych w świetle jednorodnym, barwnych w świetle białym.

§ 39. Znak optyczny kryształów jednoosiowych i sposoby jego stwierdzenia. Na płytce prostopadłej do osi izotropji wyobraźmy sobie koło. Azymuty drgań ϵ , t. j. fali nadzwyczajnej, eliipsoidalnej, leżą na płaszczyznach przechodzących przez promienie geometryczne tego koła i przez oś izotropji. Azymuty drgań ω , fali zwyczajnej, kulistej, są zgodne ze stycznymi tego koła. Możemy więc nazwać azymuty drgań ϵ siecznymi, a ω stycznymi. Zależnie od znaku optycznego, t. j. od tego czy ciało badane jest dodatnie czy ujemne, jedno z tych drgań jest powolniejsze od drugiego. W kryształach jednoosiowych optycznie dodatnich, t. j. których $N_\omega < N_\epsilon$, drgania fali zwyczajnej są prędsze od nadzwyczajnych, w kryształach ujemnych, których $N_\omega > N_\epsilon$, dzieje się odwrotnie, rys. 99. W dwu przeciwległych kwadrantach obrazu interferencyjnego drgania są zgodne, w kwadrantach natomiast przyległych na azymutach tworzących 45° z ciemnymi smugami krzyża drgania tej samej fali są prostopadle sobie nawzajem. Jeżeli więc w snop fal wytwarzających jednoosiowy obraz interferencyjny wprowadzimy płytkę pomocniczą, tam gdzie normalne czoła fal biegną niezbyt skośnie, mianowicie w szczelinę tuż nad obiektywem, to jej przekroje główne jednostajnie pokrywają całe pole widzenia, a więc w kwadrantach przeciwległych drgania powolniejsze płytki pomocniczej sumują się z drganiami powolniejszymi płytki wytwarzającej obraz interferencyjny, a w kwadrantach przyległych rzeczonemu dodawaniu optycznemu podlegają drgania powolniejsze z szybszymi.

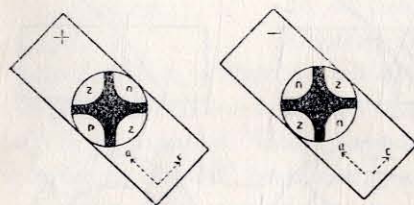


Rys. 99.

Zależnie przeto od znaku optycznego płytki wytwarzającej obraz interferencyjny, pierścienie zężają się w kwadrantach prostych lub odwróconych, t. j. w kwadrantach przecinanych kierunkiem najszybszych lub najpowolniejszych drgań płytki pomocniczej, oraz pojawia się zmiana barwy interferencyjnej.

W obrazie otrzymanym bardzo cienką płytkę badaną, w którym widzimy tylko środek obrazu, t. j. ciemny krzyż grubych smug i cztery jasne pola, po wprowadzeniu przekątnem płytki selenitowej w kwadrantach prostych kryształu optycznie dodatniego drgania powolniejsze ϵ sumują się z drganiami najszybszemi a płytki pomocniczej. W kwadrantach tych układ optycz-

ny staje się cieńszy, powstaje przesunięcie się barw ku odcieniowi żółtemu. W kwadrantach natomiast odwróconych barwa przybiera odcień niebieski, ponieważ w tych kwadrantach zachodzi sumowanie się drgań powolniejszych z powolniejszymi, szybszych z szybszemi. Układ staje



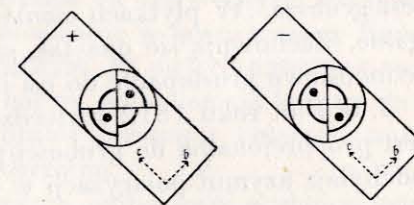
Rys. 100.

się optycznie grubszy, zachodzi »dodawanie optyczne«, barwa zmienia się ku barwom rzędu drugiego. Miejsca ciemne w świetle białym (krzyż) zabarwiają się czerwienią interferencyjną płytki selenitowej, rys. 100.

W przypadku płytki grubej wyrazistsze zniekształcenie badanego obrazu interferencyjnego daje użycie moskowitowej płytki ćwierćfalowej. Zazwyczaj płytki moskowitowe są zrobione tak, że zgodnie z ich długą krawędzią leży w nich kierunek najmniejszej sprężystości optycznej c , więc w obrazie interferencyjnym kryształu dodatniego pierścienie kwadrantów prostych się zężają, a w kwadrantach odwróconych pojawiają się dwie plamki i pierścienie się rozszerzają. W kryształach odjemnym dzieje się odwrotnie. W kwadrantach prostych z wolniejszym drganiem płytki ćwierćfalowej sumuje się szybsze drganie płytki badanej, zachodzi »odejmowanie optyczne« układ

staje się optycznie cieńszy, pierścienie się rozszerzają w tych kwadrantach i występują dwie plamki we środku obrazu, rys. 101.

Słowem, jeżeli płytki selenitowej a , a płytki moskowitowej c jest zgodne z ich długą krawędzią, to w obrazie kryształów dodatnich niebieskie pola i plamki ciemne pojawiają się w poprzek płytki pomocniczej (+), a w kryształach odjemnych wzdłuż (—) długiej krawędzi tej płytki.



Rys. 101.

Rys. 101 przedstawia te zjawiska schematycznie. Fotogram tabl. III, fig. 4 okazuje widok rzeczywisty jednoosiowego obrazu interferencyjnego zniekształconego wprowadzeniem ćwierćfalowej płytki moskowitowej.

§ 40. Polaryzacja kołowa w kryształach optycznie jednoosiowych. Tak, jak opisano dotychczas, zjawiska optyczne zachodzą w tych kryształach trygonalnych, tetragonalnych i heksagonalnych, których symetryczności są właściwe płaszczyzny odbicia lub środek równości odwróconej. Tym kryształom optycznie jednoosiowym, których rodzaje symetryczności są zespoleniem jedynie osi przystawiania, jest właściwa ponadto polaryzacja kołowa, czyli odchylenie azymutu polaryzacji, największe wzdłuż osi izotropji, a malejące w kierunkach od osi się odchylających.

Już roku 1811 F. Arago zauważył, że dostatecznie grube płytki kwarcu, wyszlifowane prostopadle do osi izotropji, oświetlone światłem białym, w przyrządzie polaryzacyjnym okazują barwę interferencyjną nie zmieniającą ani natężenia ani rodzaju w pełnym obrocie około osi izotropji. Innymi słowy wszystkie azymuty na płaszczyźnie prostopadłej do osi izotropji są równe, a pomimo to wywołują one interferencję, przyczem w obrocie płytki barwa pozostaje ta sama i na żadnym azymucie nie ma w niej znikania światła. Gdy obracamy analizator barwa płytki się zmienia w kolei widma, t. j. czerwona przechodzi w pomarańczową, żółtą, zieloną, niebieską, fioletową. W razie

użycia światła jednorodnego światło w płytce rzeczonyj znika, gdy analizator obracamy o pewien kąt w prawo lub w lewo, tem większy im krótsza jest fala światła użytego, lub im płytka jest grubsza. W płytkach cienkich to zjawisko jest niedostrzegalne. Zachowują się one tak samo jak wszystkie inne płytki jednoosiowe prostopadle do osi izotropji.

J. B. Biot roku 1812 stwierdził, że wartość kąta odchylenia jest proporcjonalna do grubości płytki, że jedne płytki kwarcu odchylają azymut polaryzacji w lewo, a drugie w prawo o kąt ten sam w tej samej długości fali świetlnej i w jednakowej grubości płytek, że odchylenie kilku płytkami złożonemi razem jest równe algebraicznej wypadkowej odchyleni każdej z nich z osobna i że wartość kąta odchylenia w przybliżeniu jest odwrotnie proporcjonalna do kwadratu długości fali świetlnej.

J. Herschel w roku 1821 wykrył związek tego zjawiska z enantjomorfnością kryształów kwarcu. Dowiódł on mianowicie, że odchylenie zachodzi w prawo lub w lewo zależnie od tego czy ściany dwupiramidy ($11\bar{2}1$) oraz trapezoedrów ($51\bar{6}1$), ($41\bar{5}1$) i ($31\bar{4}1$) na kryształach są na lewo czy na prawo od prostego romboedru jednostkowego ($10\bar{1}1$).

W zbieżnem świetle polaryzowanym prostoliniowo grube płytki kwarcowe prostopadle do osi izotropji dają obraz interferencyjny przedstawiony na fotogramie tabl. III, fig. 5. Mianowicie ramiona krzyża nie dochodzą do środka, gdy przekroje główne polaryzatora i analizatora są wzajemnie prostopadle. Obrót płytki około osi izotropji nie wywołuje zmiany obrazu. W świetle jednorodnem obraz staje się podobny do obrazu interferencyjnego kryształów jednoosiowych nie odchylających azymutu polaryzacji, gdy analizator obrócimy o kąt odpowiedni. Wtedy ramiona krzyża dochodzą do środka obrazu interferencyjnego i są zgodne z przekrojem głównym analizatora obróconego, to jest jedno ramię jest równoległe, a drugie prostopadle do tego przekroju.

W świetle białem pole środkowe obrazu jest barwne, okazuje mianowicie barwę interferencyjną stosowną do grubości płytki. Barwa ta zmienia się w kolei następstwa widma, gdy

obracamy analizator. Nazywamy ciało odchylającym na prawo jeżeli obrót analizatora w prawą stronę powoduje zmianę barwy interferencyjnej w kolei widma od czerwonej do żółtej, zielonej i t. d. Gdy obracamy analizator w lewo, zmiana barwy odbywa się w porządku odwrotnym. W ciałach natomiast zwanych lewymi w kolei widma barwy się zmieniają lewym obrotem analizatora, a gdy go w prawo obracamy kolejność zmian barwy interferencyjnej jest odwrotna.

Gdy mamy dwie płytki kwarcu jednakowej grubości, jedną lewą, a drugą prawą i gdy położymy jedną na drugą, to w snopie zbieżnych fal polaryzowanych widzimy obraz interferencyjny w postaci tabl. III, fig. 6, zwany spiralnemi Airy'ego. Zwracają się one w prawo gdy płytka prawa leży pod lewą, w lewo natomiast są one skrócone gdy dolna płytka jest lewa, a na niej leży prawa. Spiralne Airy'ego otrzymujemy nie tylko płytkami kwarcu, ale każdego ciała optycznie jednoosiowego, o ile jest mu właściwe odchylanie azymutu polaryzacji i o ile dobierzemy prawą i lewą płytkę tej samej grubości.

Jak zaznaczyliśmy w § 36, zjawisko omawiane polega na tem, że w ciałach, którym jest ono właściwe, drgania prostoliniowe, przebiegające w kierunku prostopadłym do przekroju kołowego, rozkładają się na dwa drgania kołowe nierównej prędkości. Istotnie, lunetą o dużem powiększeniu możemy dostrzec, że z pryzmatu kwarcowego, wyszlifowanego symetrycznie do przekroju kołowego, t. j. tak jak wskazuje rys. 92, w położeniu najmniejszego odchylenia wychodzą dwie fale załamane, których normalne czoła tworzą kąt $27''$ w świetle sodowem, jeżeli kąt łamiący pryzmatu ma 60° . Gdy fala padająca na pryzmat jest polaryzowana prostoliniowo, to dwie fale wychodzące w rzeczonym sposobie z pryzmatu kwarcowego są polaryzowane kołowo, jedna w prawo druga w lewo. Fal tych pryzmat Nicola nie gasi w żadnym azymucie, są one więc podobne do fal światła zwykłego. Stwierdzamy, że są one kołowo polaryzowane, przepuszczaniem ich przez płytkę ćwierćfalową, płytka taka zamienia bowiem drgania kołowe na prostoliniowe o azymucie tworzącym kąt 45° z jej przekrojami głównymi.

W jednoosiowym ośrodku, któremu jest właściwe omawiane obecnie odchylenie azymutu polaryzacji, drgania fal, których normalne czola są nachylone do osi izotropji, rozdzielają się na dwa drgania eliptyczne, prawe i lewe, przyczem w miarę odchylenia się kierunku normalnej czola fali od osi izotropji, elipsy tych drgań są coraz bliższe do linii prostych i wreszcie w kierunku prostopadłym do osi izotropji są to już dwa prostopadłe sobie drgania prostoliniowe. W kwarcu w kierunkach nachylnych do osi izotropji pod kątem większym od 15° już niemożemy stwierdzić dwu fal eliptycznie polaryzowanych, a tylko znajdujemy dwie fale o drganiach prostoliniowych.

Pośród kryształów optycznie jednoosiowych znamy kilkanaście ciał, którym jest właściwe odchylenie azymutu polaryzacji. Tetragonalne są to wyłącznie różne substancje organiczne, jak np. węglan guanidyny $(\text{CN}_3\text{H}_5)_2 \cdot \text{H}_2\text{CO}_3 / S(4'2'2')$ z odchyleniem $14^\circ 35'$ światła sodowego w płytce grubości 1 mm i sześciowodny siarczan strychniny $(\text{C}_{21}\text{H}_{22}\text{N}_2\text{O}_2)_2 \cdot \text{H}_2\text{SO}_4 \cdot 6\text{H}_2\text{O} / S(4'2'2')$ 9° w świetle czerwonym.

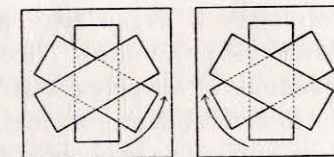
Daleko więcej ciał o własności omawianej należy do rodzajów trygonalnych i heksagonalnych. Tego samego rodzaju co α -kwarc są kryształy cynobru $\text{HgS} / S(3'2'2')$ godne szczególnego zaznaczenia tem, że okazują odchylenie największe z dotychczas znanych, mianowicie płytka cynobru grubości 1 mm w świetle czerwonym wywołuje odchylenie azymutu polaryzacji o 325° . Kryształy cynobru nie są jednak objektem pomyślnym do badania polaryzacji kołowej, są bowiem ciemnoczerwone, a więc pochłaniają inne części widma, rzadko ponadto zdarzają się dostatecznie doskonałe, a wreszcie przeważnie są kryształami bliźniętami osobników prawych i lewych.

Najdokładniej pod względem omawianym zbadano kryształy α -kwarcu. Między innymi J. L. Soret i E. Sarasin wymierzili nader skrupulatnie wartości kąta, o który odchyła się w prawo lub w lewo azymut polaryzacji światła linjowo polaryzowanego w płytce kwarcowej grubości jednego milimetra, prostopadłej do osi izotropji. Oto niektóre wyniki ich pomiarów w temperaturze $+20^\circ \text{C}$.

Znak smugi widmowej Fraunhofera	Długość fali λ w milimetrach	Barwa światła	Wartość kąta odchylenia
A	0,0007594 mm	Purpurowa	$12^\circ 39'$
B	0,0006867	Czerwona	$15^\circ 45'$
C	0,0006563	Pomarańczowa	$17^\circ 19'$
D_1	0,0005896	Żółta	$21^\circ 41'$
D_2	0,0005890	Żółta	$21^\circ 44'$
E	0,0005270	Zielona	$27^\circ 32'$
F	0,0004861	Niebieskozielona	$32^\circ 46'$
G	0,0004308	Niebieska	$42^\circ 35'$
H	0,0003968	Fioletkowa	$51^\circ 11'$

Godzi się zaznaczyć doświadczenie E. Reuscha, bardzo interesujące i ważne ze względów teoretycznych.

Moskowitz, jak wiemy, jest jednoskośny, optycznie dwuosiowy o pierwszej dwusiecznej prawie prostopadłej do płaszczyzny (001), z którą jest zgodna doskonała łupliwość tego minerału. Odlupmy z kryształu moskowitowego cienką blaszkę i wykrajmy z niej kilka pasków tak, aby ich długa krawędź była równoległa do śladu płaszczyzny osi optycznych na (001). Następnie ułożymy te paski jeden na drugim w ten sposób, jak wskazuje rys. 102. Środek takiego pakietu blaszek moskowitowych, obserwowany w świetle polaryzowanym, okazuje własności płytki optycznie jednoosiowej, odchylającej azymut polaryzacji w prawo lub w lewo, zależnie od tego, czy blaszki moskowitu ułożyliśmy w sposób wskazany na lewej czy na prawej części rys. 102. Dwa pakietiki, prawy i lewy, ułożone jeden na drugim, w snopie zbieżnych fal polaryzowanych okazują spiralne Airy'ego. Podobieństwo obrazów interferencyjnych w pakietkach moskowitowych E. Reuscha do obrazu interferencyjnego płytki kwarcowej jest tem doskonalsze, im blaszki moskowitu są cieńsze oraz im większa jest ich liczba w jednym pakiecie.



Rys. 102.

IV. SPOSTRZEŻENIA I POMIARY OPARTE NA ZASADZIE KOMPENSACJI PODWÓJNEGO ZAŁAMANIA.

§ 41. **Uzasadnienie przyrządów kompensacyjnych.** Z opisu zjawisk optycznych, jakie są właściwe kryształom dwuosowym i jednoosowym, widzimy, że zarówno do ich odróżnienia, jak do ustalenia orientacji ich elipsoidy sprężystości optycznej nader ważne jest stwierdzenie, czy na różnych ich przekrojach zachodzi proste czy skośne znikanie światła. Ważne jest również wymierzanie dokładne kąta skośnego znikania światła.

Teoretycznie rzecz ta przedstawia się prosto i łatwo. Obserwujemy dany przekrój eliptyczny w ciemnym polu widzenia pomiędzy polaryzatorem i prostopadłym doń analizatorem, czyli jak mówimy potocznie pomiędzy skrzyżowanymi pryzmatami Nicola. Gdy w obserwowanym przekroju eliptycznym zapanywa ciemność, t. j. gdy obracany wraz ze stolikiem mikroskopu przybiera on położenie takie, iż jego barwa interferencyjna zanika, w położeniu tem kierunek najszybszych i najpowolniejszych drgań tego przekroju jest zgodny z przekrojami głównymi pryzmatów Nicola, a więc i z nimi okularu.

Jednak w obrocie preparatu około osi przyrządu jasność barwy interferencyjnej zmniejsza się stopniowo. W pobliżu zupełnego zniknięcia, t. j. gdy azymuty polaryzacji płytki badanej tworzą kąt bardzo mały z przekrojami głównymi pryzmatów Nicola, natężenie światła jest już tak małe, że oko nie odróżnia go od ciemności zupełnej. Radzimy sobie w ten sposób, że doprowadziwszy płytkę badaną do pozycji największego zciemnienia szybko obracamy stolik mikroskopu o bardzo mały kąt w prawo i w lewo. Wywołujemy za każdym razem mniej więcej jednakowe rozjaśnienie się płytki i poszukujemy środkowego położenia, w którym ona wydaje się najciemniejsza. Jest to wszakże sposób nie dający wyników dokładnych. Nadaje się on do przybliżonych pomiarów kąta znikania światła, ale w rozstrzygnięciu zagadnienia, czy mamy przed sobą znikanie światła proste czy skośne o bardzo małym kącie znikania, nie zawsze

daje możność rozstrzygnięcia niechybnego. A niechybne to rozstrzygnięcie jest nieodzowne w tym przypadku, w którym mamy orzec, czy kryształ jest optycznie jednoosowy, lub rombowy czy jednoskośny, albo czy mamy przekrój kryształu jednoskośnego równoległy do osi przystawiania czy też tworzy on z tą osią kąt niewielki.

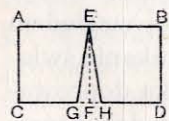
W celu zwiększenia czułości tego sposobu, to jest uwydatnienia drobnych odchyłeń azymutów polaryzacji przekroju eliptycznego od głównych przekrojów polaryzatora i analizatora, różni badacze zastosowali różne przyrządy dodatkowe. Liczba tych przyrządów jest dość znaczna, więc opiszemy tylko niektóre.

§ 42. **Stauroskop Kobella** jest to płytka kalcytowa wyszlifowana prostopadle do osi izotropji grubości tak dobranej, aby dawała wyraźny i o dość cienkich smugach obraz interferencyjny, gdy ją umieścimy wraz z analizatorem tuż w pobliżu oka¹⁾. A więc do jej użycia należy zastosować analizator nakładany na okular. Tuż pod analizatorem na okularze umieszczamy stauroskop Kobella. Gdy spoglądamy w analizator widzimy wyraźny i nieznieskształcony obraz interferencyjny kalcytu. Przekrój eliptyczny wprowadzony w pole widzenia zniekształca ten obraz i zakłóca jego regularność, gdy główne przekroje badanej płytki eliptycznej nie są zgodne z przekrojami głównymi pryzmatów Nicola. Gdy jednak obrotem stolika doprowadzimy je do tej zgodności, obraz interferencyjny staje się normalny, wszelkie odkształcenia jego znikają. Notujemy położenie obwodu stolika względem nonjusza, poczem usunąwszy analizator i stauroskop obserwujemy położenie płytki badanej względem nici okularu i stwierdzamy jej proste lub skośne znikanie światła. W przypadku znikania skośnego obrotem stolika doprowadzamy do zgodności z nią okularu krawędź, względem której mierzymy kąt znikania światła i notujemy położenie podziałek obwodu stolika względem nonjusza. Różnica tych dwu położen jest wartością kąta mierzonego.

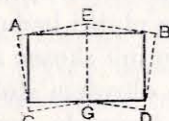
¹⁾ Fr. v. Kobell roku 1855 wprowadził użycie tej płytki i utworzył jej nazwę z wyrazów greckich δ σταυρός = krzyż i σ κοπέω = patrzeć, oglądam.

§ 43. **Płytką dwoistą Březiny** składa się z dwu płytek kalcytowych, wyszlifowanych tak, iż tworzą one kąt z osią izotropji bardzo mało różny od prostego. Jedna jest nachylona do osi izotropji na lewo a druga o ten sam kąt na prawo. Innemi słowy jest to płytka kalcytowa równoległościenna, wyszlifowana nieco skośnie do osi izotropji, przecięta płaszczyzną prostopadłą i sklejona z powrotem po odwróceniu jednej części o 180° oraz po dokładnem odpolerowaniu płaszczyzn przekroju. Płytką taką umieszczoną na okularze pod analizatorem daje obraz interferencyjny składający się z jednej smugi ze zgrubieniem w środku oraz z pierścieni kształtu zbliżonego do elipsy, symetrycznie się przecinających. Wprowadzony przekrój eliptyczny powoduje wykrzywienie się smugi oraz zakłóca symetryczny kształt obrazu, gdy azymuty polaryzacji badanego przekroju eliptycznego nie są zgodne z przekrojami głównymi pryzmatów Nicola. Ustawienie natomiast badanego przekroju eliptycznego w położenie równoległe do przekrojów głównych pryzmatów Nicola przywraca obrazowi interferencyjnemu właściwą mu symetryczność.

§ 44. **Płytką dwoistą Calderona.** Z kalcytowego odlupka romboedrycznego płaszczyznami prostopadłymi do ściany (10 $\bar{1}$ 1) L. Calderon wyciął płaski równoległoscian ABCD rys. 103. Następnie rozciął go on w kierunku EF i od każdej jego części odszlifował niewielki klin około 3° EFG i EFH. Po starannem wypolerowaniu powierzchni przekrojów EG i EH skleił te dwie części, rys. 104, stykając je płaszczy-



Rys. 103.



Rys. 104.

znami pozostałymi po odrzuceniu części klinowych. Powstał wieloscian bliźniący o kącie wypukłym z jednej, wklęsłym z drugiej strony. Dwoma równoległymi płaszczyznami L. Calderon ściał te dwa kąty tak, że powstała płytka równoległościenna.

Płytką taką, umieszczoną pomiędzy dwoma skrzyżowanymi pryzmatami Nicola tak, aby jej płaszczyzna EG była zgodna z przekrojem głównym jednego z pryzmatów Nicola, w obu częściach jest prawie bliska do tego położenia, w którym zachodzi

dzi znikanie światła. Jeżeli pryzmaty Nicola są dokładnie prostopadłe nawzajem, obie części płytki wykazują jednakowy «półcień», jednakowe natężenie światła. Najmniejsze wychylenie, obrót na kąt bardzo mały jednego z pryzmatów Nicola wywołuje zciemnienie się jednej części płytki, rozjaśnienie drugiej. To samo zachodzi, gdy starannem skrzyżowaniem pryzmatów Nicola doprowadzimy obie części płytki do jednakowego «półcienia», a potem wprowadzimy jakąś płytkę będącą przekrojem eliptycznym. Połowy płytki Calderona okazują niejednakowe oświetlenie dopóty, dopóki azymuty polaryzacji przekroju eliptycznego nie są zgodne z przekrojami głównymi pryzmatów Nicola. Płytkę omówioną optycy umieszczają w ognisku okularu tak, aby była widoczna linja zetknięcia się dwu połówek. Okular zawierający płytkę rzeczoną nazywamy okulem Calderona. Na podobnej zasadzie opartych i do tego samego celu służących jest jeszcze kilka innych przyrządów.

§ 45. **Płytką Bertranda i okular Bertranda.** Płytką Bertranda składa się z czterech kwarcowych wycinków prostokątnych, naprzemianległych z prawego i lewego kwarcu. Są one wyszlifowane prostopadłe do osi izotropji. Grubość ich wynosi około 2,5 mm. Zazwyczaj oprawione są one w okularze tak, że zetknięcia się ich zastępują nici okularu. Gdy pod stolikiem mikroskopu, jak zwykle, umieścimy polaryzator, a nad okulem Bertranda analizator, to dokładnie prostopadłe ustawienie analizatora względem polaryzatora poznamy po tem, że wszystkie cztery wycinki kwarcowe przybiorą jednakową barwę interferencyjną. Drobnym obrotem analizatora ujawnia się zmianą odcienia barwy interferencyjnej wycinków przyległych.

Po należytem ustawieniu analizatora wprowadzamy w pole widzenia badany przekrój eliptyczny. Wywołuje on zmianę barwy interferencyjnej przyległych wycinków kwarcowych, dopóki obrotem stolika nie doprowadzimy azymutów polaryzacji przekroju badanego do równoległości z głównymi przekrojami pryzmatów Nicola.

Sposób Kobella, Calderona i Březiny nadaje się do światła jednorodnego, a więc do pomiarów kąta znikania światła w kry-

sztalach trójskośnych i jednoskośnych, wartości bowiem tych kątów zależą od długości fali świetlnej. Okular Bertranda natomiast jest przydatny tylko w świetle białym, a więc służy do odróżniania prostego od skośnego znikania światła. Jest on czuły jedynie w tych przypadkach, w których azymuty polaryzacji są wspólne wszystkim długościom fali świetlnej, co właśnie zachodzi w prostym znikaniu światła. W znikaniu światła skośnym okularu Bertranda możemy używać jedynie do spostrzeżeń przybliżonych.

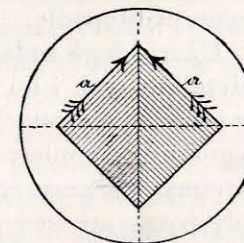
§ 46. **Czuły fiolet.** Opisując barwy interferencyjne, oraz ich następstwo, zaznaczyliśmy w § 27, że na granicy barw pierwszego i drugiego rzędu jest pewna barwa szarofioletowa godna szczególnej uwagi. Bardzo mała zmiana opóźnienia względnego dwu drgań prostoliniowych, lub dwu drgań kołowych sumujących się w drganie linjowe, szarofioletową barwę omawianą zmienia wyraźnie na odcień purpurowy w razie zmniejszenia, na odcień indygowy w razie zwiększenia się opóźnienia względnego. Ten odcień barwy interferencyjnej badacze francuscy nazwali «teinte sensible» albo «teinte de passage». Do wyraźnej zmiany tego odcienia wystarcza zmiana opóźnienia względnego o $0,00001\text{ mm}$.

Odcień omawiany, czyli tak zwany czuły fiolet, powstaje w tych warunkach, w których zanika najjaskrawsza, żółta i zielona część widma, a pozostają głównie fale czerwono-pomarańczowe i niebieskofioletowe. Do otrzymania tej barwy interferencyjnej pomiędzy pryzmatami Nicola, ustawionymi dokładnie pod kątem prostym, szczególnie nadają się płytki kwarcowe, do osi izotropii prostopadle, grubości $3,75\text{ mm}$ (płytki Biota), ale możemy je przyrządzić z każdego ciała optycznie anizotropnego, jeżeli dobierzemy grubość do dwójłomności tak, aby opóźnienie względne wynosiło $0,000575\text{ mm}$.

Gdy pomiędzy skrzyżowanymi pryzmatami Nicola mamy jakiś przekrój, co do którego nie możemy orzec, czy jest on kołowy czy eliptyczny o bardzo małej różnicy, t. j. o bardzo małym opóźnieniu względnym, wprowadzamy jako płytkę pomocniczą «teinte sensible». Przekrój eliptyczny zdradzi się

zmianą czulego fioletu na odcień purpurowy lub indygowy. Ponadto możemy bardzo dokładnie określić kierunek przekrojów głównych przekroju eliptycznego, bo nie zmienia on czulego fioletu tylko w tem położeniu, w którym jego azymuty polaryzacji są zgodne z przekrojami głównymi pryzmatów Nicola.

§ 47. **Płytką dwoistą Bravais'a** jest przyrządem najczulszym w rodzaju omawianym. Jest to płytka któregośkolwiek ciała dwójłomnego tej grubości, aby dawała czuły fiolet, przecięta na dwie części płaszczyzną przekątną, t. j. tworzącą kąt 45° z azymutami jej polaryzacji (z jej przekrojami głównymi). Po przecięciu jedna jej część względem drugiej jest obrócona o 180° dokoła prostej prostopadłej do płaszczyzny przecięcia a potem sklejona i w okularu oprawiona tak, aby płaszczyzna przecięcia była zgodna z przekrojem głównym jednego z pryzmatów Nicola i z jedną nicią okularu, rys. 105. Gdy nad okular, zawierający taką płytkę, umieścimy pryzmat Nicola i ustawimy jego przekrój główny prostopadle do głównego przekroju polaryzatora, to obie połowy płytki dają jeden odcień czulego fioletu. Jeżeli pomiędzy polaryzatorem a płytką Bravais'a i analizatorem umieścimy badany przekrój eliptyczny, to najmniejsze opóźnienie względne zaznaczy się zmianą odcienia jednej połowy płytki ku purpurze, a w drugiej ku barwie niebieskiej. Różnica odcienia jest tu większa niż w jednostajnej płytce czulego fioletu pomiędzy jej barwą interferencyjną a jej odcieniem purpurowym lub niebieskim. Płytką Bravais'a wykazuje nawet tę optyczną anizotropję, jaka powstaje w szkłe pod wpływem ucisku palców.



Rys. 105.

Ze względu jednak, że działanie jej polega na powstawaniu różnych odcieni barwy interferencyjnej, a więc na spostrzeżeniach w świetle białym, nadaje się ona do odróżniania przekrojów kołowych od eliptycznych, ciał izotropnych od ciał o bardzo małej dwójłomności, oraz do odróżniania prostego od skośnego znikania światła. Do mierzenia natomiast kąta znikania światła nie

jest ona przydatna, tego bowiem pomiaru, jak wiadomo, ściśle dokonywać możemy jedynie w świetle jednorodnym.

§ 48. Polaryzator półcieniowy i bliźniący. Polaryzator półcieniowy jest to pryzmat Nicola, przecięty przez środek płaszczyzną nieco skośną względem jego przekroju głównego i po obrocie o 180° jednej części sklejoną. A więc przekroje główne obu połów pryzmatu tworzą niewielki kąt pomiędzy sobą. Gdy spojrzymy nań przez analizator, widzimy obie jego połowy oświetlone jednakowo pod względem natężenia, gdy główny przekrój analizatora jest zgodny z płaszczyzną rozgraniczającą jego połowy.

Na tej samej zasadzie oparta jest budowa polaryzatora bliźniącego, z tą różnicą, że przekroje główne obu jego części są sobie prostopadłe.

Użycie tego rodzaju polaryzatorów ogranicza się jedynie do płytek dużych i do powiększeń bardzo małych, to jest do przyrządów opatrzonych obiektywami o bardzo dużej odległości ogniskowej, ponieważ koniecznym warunkiem pomiaru jest ten, abyśmy wyraźnie widzieli ślad granicy obu połów polaryzatora gdy patrzymy nań przez analizator i obiektyw.

§ 49. Pomiar dwójłomności. W rozpoznawaniu minerałów na zasadzie ich własności optycznych, jakie możemy obserwować z pomocą mikroskopu polaryzacyjnego, ważne i cenne wskazówki rozpoznawcze uzyskujemy poznając wartość dwójłomności w badanych przekrojach eliptycznych oraz oznaczając orientację przestrzenną głównych kierunków sprężystości optycznej względem ścian, krawędzi, kierunków lupliwości i płaszczyzn bliźniących badanego minerału.

W przybliżeniu wartość dwójłomności badanych przekrojów możemy ocenić, oznaczając rodzaj barwy interferencyjnej, jaką wywołują te przekroje w pęku równoległych fal prostoliniowo polaryzowanych, gdy je obserwujemy pomiędzy dwoma pryzmatami Nicola ustawionymi wzajemnie sobie prostopadłe.

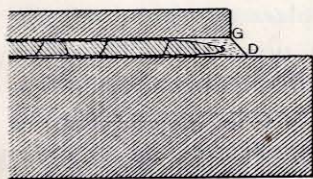
Jak wiemy z § 27, dwójłomność danego przekroju eliptycznego, a więc i rodzaj jego barwy interferencyjnej, zależy od trzech czynników, mianowicie, od różnicy pomiędzy największą i naj-

mniejszą sprężystością optyczną, właściwą ciału badanemu, od grubości płytki i od położenia przekroju względem przekrojów głównych badanego ciała krystalicznego. Czynniki ostatni, t.j. kierunek przekroju, możemy wyliczyć na podstawie następującej.

Preparatem mikroskopowym minerałów w przeważającej ilości przypadków jest cienka płytka wyszlifowana ze skały. W preparacie takim zazwyczaj są liczne ziarna jednego minerału poprzecinane w kierunkach najrozmaitszych. Porównujemy barwę interferencyjną różnych przekrojów jednego minerału i wybieramy przekrój okazujący barwę interferencyjną rzędu najwyższego, a więc największą dwójłomność, właściwą danemu ciału. Jak wiemy, w kryształach optycznie dwuosiowych największa dwójłomność jest na płaszczyźnie osi optycznych, w kryształach jednoosiowych na płaszczyznach równoległych do osi izotropii. Z dużym prawdopodobieństwem możemy sądzić, że przekrój danego minerału o barwie interferencyjnej rzędu najwyższego jest albo przekrojem zgodnym z płaszczyzną największej dwójłomności, albo niewiele się od niej odchyła. Sprawdzamy jego orientację badaniem w falach zbieżnych oraz oznaczeniem jego ustosunkowania się przestrzennego do konturów kryształu, do lupliwości, do płaszczyzn bliźniących o ile są i t. p. Wyłączwszy zatem kierunek przekroju mamy tylko do wzięcia pod uwagę grubość i barwę interferencyjną. Jeżeli znamy grubość płytki, to możemy bezpośrednio z tablicy, tego rodzaju co rys. 58 na str. 79, odczytać dwójłomność na zasadzie barwy interferencyjnej w przekroju wybranym. Jednakże oznaczenie grubości preparatu mikroskopowego jest to pomiar wymagający mikroskopu nader dokładnego, którego śrubę mikrometryczną wykonano precyzyjnie i opatrzone głową o obwodzie podzielonym na znane części równe. Gdy przyrząd ten jest wykalibrowany należycie, to używając obiektywu, dającego powiększenie jaknajwiększe, możemy nastawić mikroskop na dolną powierzchnię preparatu, następnie policzyć ile obrotów śruby mikrometrycznej należy wykonać aby ujrzeć górną powierzchnię preparatu i z tego obliczyć jego grubość.

Najpewniejszy jest wynik bezpośredniego pomiaru grubości

preparatu. Ustawiamy mianowicie preparat pionowo na stoliku mikroskopu, przylepiając go doń woskiem lub plastyliną. Pionowe ustawienie preparatu poznajemy podnoszeniem i opuszczaniem rury mikroskopu. Gdy preparat stoi pionowo, stają się niewidoczne powierzchnie szkła przedmiotowego i pokrywkowego, a widzimy jedynie przekrój poprzeczny tych szkieł, rys. 106. Ustawivszy więc mikroskop na dolną powierzchnię szkiełka pokrywkowego G , możemy bezpośrednio zmierzyć odległość jej od górnej powierzchni szkła przedmiotowego D i uznać ją za grubość preparatu, o ile przyrządzając go wycisnęliśmy dokładnie z pod niego i z nad niego nadmiar balsamu kanadyjskiego.



Rys. 106.

Do tego pomiaru należy mieć albo okular, którego oprawa, zawierająca włoski naciągnięte, jest ruchoma i opatrzona śrubą mikrometryczną, skalą i bębniem dzielonym, albo okular, w którego ognisku zamiast włosków (nitek) jest skala podziałek. W tym drugim przypadku trzeba mieć jeszcze mikrometr obiektywny, t. j. na szkle

milimetr podzielony na sto części i porównać części milimetra z podziałkami skali w okularze względem użytego obiektywu.

Grubość preparatu możemy ocenić również na zasadzie barwy interferencyjnej i dwójłomności jakiegoś minerału, który jest w preparacie i którego dwójłomność znamy. Kwarce nadaje się szczególnie na ten minerał porównawczy. Sposób poruszony obecnie objaśnimy przykładem.

Djagramat rys. 58 wymienia barwy interferencyjne czterech rzędów. Z prawej strony djagramatu są wypisane dwójłomności i poprowadzone linie poziome, a na górze są podane grubości płytek.

W celu wyznaczenia grubości preparatu wyszukano w nim przekroju kwarcowego o najwyższym rzędzie barwy interferencyjnej. Wykazywał on barwę jasnożółtą. Największa dwójłomność kwarcu wynosi 0,009. Szukajmy punktu przecięcia się przekątnej 0,009 kwarcu z linią odpowiadającą barwie jasno-

żółtej. Przecięcie się to leży na linii pionowej, odpowiadającej grubości 0,035 mm. Liczbę tę możemy uznać za przybliżoną grubość całego preparatu, a więc wszystkich przekrojów w nim obserwowanych.

Wyobraźmy sobie następnie, że w preparacie badanym są ziarna minerału bezbarwnego nam nieznanego. Wynajdujemy jego przekrój dający barwę interferencyjną najwyższego rzędu. Dajmy na to, że jest ona pomarańczowoczerwona drugiego rzędu. Przez punkt przecięcia się linii odpowiadającej grubości 0,035 mm i linii odpowiadającej barwie pomarańczowoczerwonej drugiego rzędu przechodzi przekątna odpowiadająca dwójłomności 0,029. A więc jest to w przybliżeniu dwójłomność największa badanego minerału. Dwójłomność największa 0,029 jest właściwa alanitowi, chondrodytowi, djopsydowi, kankrynitowi, tremolitowi. Z pośród tak niewielkiej liczby minerałów łatwiej już możemy dobrać odpowiedni na zasadzie pozostałych własności, a więc rozpoznać minerał pierwiastkowo nam nieznaną.

§ 50. Klin kwarcowy. Sposób omówiony w §-fie poprzednim jest raczej jakościowy niż ilościowy. Jego wyniki są tylko pierwszym przybliżeniem. Dokładniej możemy wykonać pomiar dwójłomności sposobem kompensacji¹⁾ czyli wyrównaniem do zera opóźnienia względnego.

Jednym z najprostszych do tego przyrządów jest t. zw. klin kwarcowy. Jest to cienka płytka kwarcu o ścianach nierównoległych, wyszlifowana wzdłuż kryształu kwarcowego, t. j. zgodnie z jego osią izotropji, a więc jej długa krawędź jest równoległa do kierunku największej sprężystości optycznej kwarcu, a krótka do najmniejszej. Optycy starają się szlifować takie kliny jak najostrzej. W celu trwałości naklejają je oni na płytki szklane, a nawet zaklejają pomiędzy dwie szklane płytki ochronne. Szerokość płytek zawierających klin omawiany jest równa szerokości szczeliny przekątnej w mikroskopie nad obiektywem pod analizatorem.

Barwa interferencyjna zależy od grubości warstwy dwójłomnej, przez którą przechodzi światło. Gdy pomiędzy polaryza-

¹⁾ Compensatio = odważam, równoważę, wyrównywan.

tor i analizator wprowadzimy klin kwarcowy cienkim jego końcem, ujrzymy szarą barwę interferencyjną pierwszego rzędu. W miarę jak wprowadzamy go coraz dalej, t. j. coraz grubsza jego warstwę umieszczamy pomiędzy polaryzatorem i analizatorem, widzimy barwy interferencyjne rzędu coraz wyższego. Im klin jest bardziej płaski, tem zmiana barwy jest więcej stopniowa.

Jeżeli chcemy oznaczyć barwę interferencyjną badanego minerału, to przekrój jego ustawiamy djagonalnie, t. j. tak aby jego azymuty polaryzacji tworzyły kąt 45° z przekrojami głównymi pryzmatów Nicola. Dwa przypadki tu zachodzą: kierunek największej sprężystości optycznej w klinie jest zgodny z kierunkiem albo największej albo najmniejszej sprężystości optycznej w przekroju badanym. W przypadku pierwszym, gdy klin i przekrój badany są sobie równoległe pod względem zgodności azymutów polaryzacji jednego rodzaju, w obrazie przekroju, widzianym na tle barwy interferencyjnej klina, powstaje barwa rzędu wyższego, układ bowiem staje się optycznie grubszy. W przypadku drugim, w którym przekrój badany jest prostopadły optycznie do klina, t. j. gdy z kierunkiem największej sprężystości w klinie jest zgodny kierunek najmniejszej sprężystości w przekroju badanym, cały układ dwójłomny, t. j. kwarc i ciało badane, jest optycznie cieńszy od klina, a więc pojawia się barwa interferencyjna rzędu niższego.

Jeżeli nie utrafilimy odrazu na to drugie, prostopadle położenie, obrotem stolika mikroskopu o 90° wprawiamy przekrój w to położenie i przesuwając klin znajdujemy jego część taką, w której dwójłomność klina i badanego przekroju są równe. Ponieważ przekrój jest prostopadły optycznie do klina, więc dwójłomności te, będąc znaku przeciwnego, znoszą się nawzajem, kompensują się. Niema tam podwójnego załamania i interferencji, gdyż niema opóźnienia względnego. Panuje ciemność. Albo cały przekrój jest ciemny, jeżeli jest bardzo mały lub jeżeli klin jest bardzo płaski, jeżeli mianowicie kompensacja zachodzi na całej powierzchni przekroju, albo na przekroju badanym zjawia się ciemna smuga.

Jeżeli optyk robiący klin opatrzył go skalą grubości, t. j. wygrawerował na nim podziałki, wymieniające jego grubość w każdym miejscu, to odczytawszy podziałkę tej części klina, która wywołała kompensację, możemy obliczyć albo z tablic odczytać opóźnienie względnie, jakie jest właściwe kwarcowi tej grubości na płaszczyźnie zgodnej z osią izotropji, a znając grubość płytki badanej możemy obliczyć dwójłomność badanego przekroju.

Jeżeli klin niema podziałki, to możemy oznaczyć rząd i rodzaj barwy interferencyjnej klina w tem miejscu, którem wywołał kompensację i oznaczyć dwójłomność z tablicy barw interferencyjnych sposobem, który podaliśmy w §-fie poprzednim, tu bowiem klin kwarcowy zastępuje owe przypadkowe ziarno kwarcu w preparacie, tu więc mamy sposobność dokładnego ustalenia barwy interferencyjnej.

W płytkach grubych, oraz w ciałach o dużej dwójłomności, a więc w preparatach, w których snop fal zbieżnych wytwarza obrazy interferencyjne o kilku przynajmniej pierścieniach, klinem kwarcowym możemy się skutecznie posługiwać do odróżnienia kryształów optycznie dodatnich i ujemnych.

Przypuśćmy, że mamy kryształ optycznie dwuosiowy ujemny i że jego pierwsza dwusieczna, a więc kierunek największej sprężystości optycznej a , mniej lub więcej dokładnie jest zgodna z osią mikroskopu. Końcom nici w okularze przyporządkujemy nazwy geograficzne: »północ«, »południe«, »wschód« i »zachód«. Niech ślad płaszczyzny osi optycznych w polu widzenia leży w kierunku z północozachodu na południowschód.

Wprowadzamy klin cienkim jego końcem z południowschodu na północozachód. Kierunek większej i mniejszej sprężystości preparatu i klina są zgodne, wprowadzenie klina odpowiada pogrubieniu preparatu. Pierścienie izochromatyczne stają się liczniejsze w tych kwadrantach, w których leży normalna optyczna b , a więc przesuwają się ku środkowi, w kierunku zaś prostopadłym zbliżają się do wierzchołków ciemnych smug hyperbolicznych, ku nim się niejako skupiając. Gdy obrócimy preparat o 90° , ślad płaszczyzny osi optycznych przybiera położenie z północozachodu na południowschód. Wprowadziwszy klin

KOMPENSACJA ZAŁAMANIA PODWÓJNEGO

w kierunku tym samym, widzimy odwrotne przesuwanie się pierścieni, w tem położeniu bowiem wprowadzenie klina odpowiada optycznemu zmniejszeniu się grubości preparatu. *Muta-*

Przemieszczenie smug równobarwnych	
Położenie kryształu	Kryształów optycznie dodatnich Kryształów optycznie ujemnych
Optycznie jednoosiowego	Prostopadle do osi izotropji Skośnie do osi izotropji Równoległe do osi izotropji
	Prostopadle do pierwszej dwusiecznej Prostopadle do drugiej dwusiecznej Prostopadle do optycznej normalnej

Rys. 107.

KLIN ŁYSZCZYKOWY FIODOROWA. KOMPENSATOR BABINETA

tis mutandis to samo zachodzi na innych przekrojach, jak to wskazują strzałki rys. 107, oznaczające kierunek zwięzania i rozszerzania się pierścieni w obrazach interferencyjnych za sprawą wprowadzenia klinu kwarcowego.

§ 51. **Klin łyszczkowy Fiodorowa** jest to szesnastcie ćwierćfalowych listków moskowitu, jak schody ułożonych jeden na drugim, rys. 108. Najdłuższy jest pierwszy, najkrótszy szesnasty. Każdy następny od poprzedniego jest krótszy o dwa milimetry, tak aby zasłaniał całe pole widzenia i nadawał mu jedną barwę interferencyjną, gdy go wprowadzimy w szczelinę mikroskopu nad obiektywem. Ponieważ składa się on z płytek ćwierćfalowych, więc opóźnienie względne drgań przechodzących przez



Rys. 108.

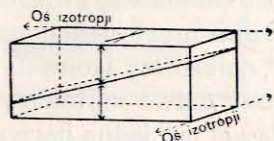
klin omawiany co cztery płytki jest równe długości jednej fali, wywołuje przeto podwyższenie lub obniżenie barwy interferencyjnej o jeden rząd. Oczywiście, klinem Fiodorowa posługujemy się tak samo jak klinem kwarcowym. Gdy wywołamy kompensację, liczymy, którym stopniem ją otrzymaliśmy i mnożymy $\frac{1}{4}\lambda$ przez numer tego stopnia. Otrzymujemy więc opóźnienie względne, zachodzące w przekroju badanym. Znaając grubość płytki badanej, możemy w tablicy odczytać dwójłomność z oznaczonego opóźnienia.

Chcąc uniknąć pomiaru grubości płytki możemy postąpić w sposób taki. Wynajdujemy w preparacie przekrój minerału, którego dwójłomność znamy. Przypuśćmy więc np., że w nieznanym mineralu otrzymaliśmy opóźnienie względne $7\frac{1}{2}\lambda$. Znaleźliśmy przekrój kwarcu równoległy do osi izotropji i otrzymaliśmy w nim opóźnienie względne $1\frac{3}{4}\lambda$. W takim razie dwójłomność minerału nieznanego obliczymy z proporcji $x : 0,009 = 7\frac{1}{2} : 1\frac{3}{4}$; $x = 0,031$.

§ 52. **Kompensator Babineta** jest to przyrząd do ścisłego pomiaru dwójłomności. Składa się on z dwu płaskich klinów kwarcowych, wyszlifowanych z jednego kryształu kwarcu tak,

KOMPENSACJA ZAŁAMANIA PODWÓJNEGO

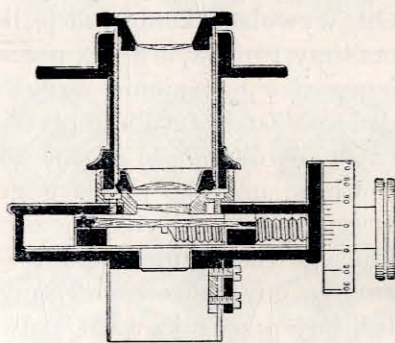
że jednego kłina krawędź długa a drugiego krawędź krótka jest równoległa do osi izotropji kwarcu. Innemi słowy oś izotropji w jednym klinie jest prostopadła do osi izotropji w klinie drugim, rys. 109. Oba kłiny złożone razem tworzą płytkę równoległościenną, w której środku grubości



Rys. 109.

obu kłinów są równe, a więc fala prostopadnie polaryzowana, prostopadła na kompensator padająca, w dolnym klinie rozdziela się na ω i ε , a w klinie górnym drganie dolnego kłina ω napotyka azymut ε , a drganie ε kłina dolnego w klinie górnym trafia na azymut drgania ω . Tam więc, gdzie grubości obu kłinów są równe, dwójłomność kłina dolnego z dwójłomnością kłina górnego daje wypadkową zerową, kompensuje się, podwójnego załamania niema, wartość opóźnienia względne jest równa zeru. Pomiędzy skrzyżowanymi pryzmatami Nicola w świetle białym powstaje tam ciemna smuga, a po jej obu stronach smugi tęcze barw interferencyjnych. W świetle jednorodnym kompensator daje szereg poprzecznych smug ciemnych, odpowiadających tym jego częściom, w których opóźnienie względne jest parzystą wielokrotnością połowy długości fali.

Kompensator Babinet'a jest oprawiony w okular rys. 110, tak aby górna jego płaszczyzna była zgodna z płaszczyzną ogniskową okularu. Środek kłina jest zaznaczony kreską lub krzyżykiem. Górny klin jest nieruchomy. Dolny przesuwa się wzdłuż górnego śrubą mikrometryczną, której głowa, czyli bęben, jest podzielona i zaopatrzona w stałą wskazówkę. Okular z kompensatorem Babinet'a umieszczamy w otworze górnym mikroskopu tak, aby długa jego krawędź tworzyła kąt 45° z prze-



Rys. 110.

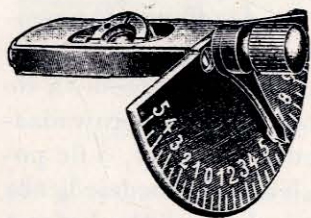
KOMPENSATOR BABINETA. KOMPENSATORY OBROTOWE

krojami głównymi pryzmatów Nicola i nakładamy na górną część okularu oprawę z analizatorem, ustawiając analizator prostopadłe do polaryzatora. Notujemy podziałkę bębna zgodną z nieruchomą wskazówką w tem położeniu kompensatora, w którym ciemna smuga środkowa w świetle białym jest zgodna ze środkiem pola widzenia, t. j. z krzyżem, kreską lub nitką. Następnie wprowadzamy płytkę badaną. Jej dwójłomność powoduje dodatnią albo ujemną kompensację dwójłomności kwarcu w kompensatorze, czyli sprawia, że ciemna smuga przesuwa się w prawo lub w lewo od środka. Obrotami śruby doprowadzamy smugę ciemną do środka pola widzenia i liczymy, o ile podziałek bębna przesunęliśmy klin dolny. Niechaj to będzie liczba T_1 . A zatem opóźnienie względne Δ wywołane płytką badaną, jest równe wartości ułamka $(T_1 \cdot \lambda) : T$, gdzie T jest liczbą podziałek bębna, o którą należy przesunąć kompensator, aby w świetle sodowym smuga przesunęła się na miejsce najbliższej smugi lewej lub prawej, a więc w $\lambda = 0,000589 \text{ mm}$. Jeżeli d jest grubość płytki, to opóźnienie Δ płytką tą wywołane jest $\Delta = d(N_2 - N_1)$, a ponieważ $d(N_2 - N_1) = (T_1 \cdot \lambda) : T$ więc $N_2 - N_1 = T_1 \lambda : Td$.

Pomiar dokładny wykonywamy w świetle jednorodnym na płytkach megaskopowych, dość grubych, wolnych, to jest bez oprawy, tak abyśmy mogli zmierzyć ich grubość sferometrem. W preparatach mikroskopowych możemy dokonać pomiaru przybliżonego w świetle białym, posługując się wzorem tym samym, ponieważ fale żółte są najjaśniejsze i zajmują środkowe miejsce w widmie.

§ 53. Kompensatory obrotowe. J. B. Biot dokonywał kompensacji pochylaniem płytki kwarcowej. Płytkę kwarcu prostopadła do osi izotropji, tak cienką, aby już nie znać było jej polaryzacji obrotowej, ustawiona równoległe do badanego przekroju eliptycznego, nie wywołuje zmiany w jego barwie interferencyjnej, ponieważ jest przekrojem kołowym, a więc nie działającym na światło linjowo polaryzowane. Gdy jednak pocniemy ją obracać około osi poziomej, t. j. nachylać, fale, których normalne czola są równoległe do osi przyrządu, w po-

chylanej płytce kwarcowej czołem swem napotykają przekroje eliptyczne o coraz większej różnicy współczynników załamania, doznają przeto coraz większego opóźnienia względnego. Wreszcie, odpowiednio ustawivszy badany przekrój eliptyczny, możemy dobrać takie nachylenie płytki kwarcowej, że spowoduje ono



Rys. 111.

kompensację, a z nachylenia płytki możemy obliczyć dwójłomność. Na tej zasadzie niektórzy badacze zbudowali różne kompensatory obrotowe, w których użyli kwarcu lub kalcytu. Kompensatory te mają kształt prostokątnej metalowej ramki, wchodzącej w szczelinę nad obiektywem mikroskopu.

W otworze środkowym tej ramki jest ruchoma kolista oprawa, zawierająca

plytkę minerału dwójłomnego, złączona z osią poziomą. Oś ta, z prostokątnej ramki wychodząca, jest opatrzona przyrządami dającymi możliwość mierzenia obrotu, t. j. nachylenia potrzebnego do wywołania kompensacji, rys. 111.

§ 54. Oznaczenie kierunku mniejszej i większej sprężystości optycznej w przekroju eliptycznym. Przygodnie, w wielu już przypadkach nadmienialiśmy o tem, iż mając pomocniczą płytkę cienką, której kierunki optyczne znamy, w badanym przekroju eliptycznym możemy oznaczyć większą i mniejszą sprężystość optyczną obu jego azymutów polaryzacji. W oznaczeniu tem opieramy się na spostrzeżeniach zmiany barw interferencyjnych.

Moskowitowa płytka ćwierćfalowa wprowadzona w szczelinę mikroskopu nad obiektywem w położeniu przekątnem pomiędzy skrzyżowanymi pryzmatami Nicola wywołuje barwę interferencyjną szaroniebieską pierwszego rzędu. Jeżeli badany przekrój eliptyczny, ustawiony również przekątnie, sumuje się zgodnie z płytką ćwierćfalową, to jest gdy kierunek jego większej sprężystości jest zgodny z takim samym kierunkiem płytki ćwierćfalowej, barwa interferencyjna zmienia się na barwę rzędu wyższego, przybiera odcień jaśniejszy, zielonawoszary lub żółtawobiały. Przekrój obserwowany staje się jaśniejszy od ca-

lego pola widzenia zajętego barwą interferencyjną płytki ćwierćfalowej. Jeżeli długa krawędź płytki moskowitowej lub jej oprawy jest kierunkiem śladu płaszczyzny osi optycznych w moskowiecie, to krawędź ta jest kierunkiem c , t. j. kierunkiem najmniejszej sprężystości optycznej, ponieważ moskowitz jest optycznie odjemny. A więc w tem położeniu, w którym badany przekrój eliptyczny staje się jaśniejszy na tle barwy interferencyjnej moskowitowej płytki ćwierćfalowej, jego minimum optyczne jest zgodne z kierunkiem c moskowitu. W położeniu prostopadłym do pozycji omówionej barwa przekroju eliptycznego przybiera odcień rzędu niższego, staje się ciemniejsza, lewandowszara. W tem położeniu przekrój badany jest ciemniejszy na tle barwy interferencyjnej moskowitu, jego minimum optyczne jest zgodne z b płytki moskowitowej, z jej optyczną normalną.

To samo oznaczenie możemy wykonać płytką selenitową, dającą czerwień interferencyjną pierwszego rzędu. Badany przekrój eliptyczny w położeniu optycznie zgodnym z płytką selenitu, zgrubiając ją optycznie, wywołuje zmianę barwy rzędu wyższego, ku kolorowi niebieskiemu, w położeniu prostopadłym czyni ją optycznie cieńszą, powoduje zmianę odcienia rzędu niższego, ku barwie żółtej. Optycy robią płytki selenitowe tak, że długa ich krawędź jest zgodna z a , z kierunkiem największej sprężystości optycznej. W tem przeto położeniu, w którym przekrój badany na tle czerwieni płytki selenitowej przybiera odcień niebieski lub fioletowy, jego minimum jest zgodne z krótką poprzeczną krawędzią płytki pomocniczej, to jest z jej kierunkiem c . Gdy natomiast przekrój badany staje się żółty, lub czerwień na nim przybiera odcień pomarańczowy, jego minimum jest zgodne z maksimum płytki, t. j. z a , czyli z długą krawędzią.

Zależnie od barwy interferencyjnej, grubości i dwójłomności badanego kryształu zjawisko jest wyraźniejsze albo za użyciem płytki ćwierćfalowej, albo płytki o czerwieni pierwszego rzędu. W każdym więc przypadku oznaczenie, wykonane jedną płytką, należy sprawdzić obserwacją z zastosowaniem płytki drugiej, a także nie pominąć klina kwarcowego, który też jest przydatny do tego oznaczenia, jak o tem zaznacza przygodnie § 50.

W przypadku przekrojów bardzo mało odchylonych od przekroju kołowego albo w razie ciała o bardzo małej dwójłomości uciekamy się do użycia płytki eliptycznej, dającej czuły fiolet. Przed dokonaniem spostrzeżenia oznaczamy jej kierunek największej i najmniejszej sprężystości optycznej klinem kwarcowym lub którąkolwiek płytką pomocniczą o znanych kierunkach.

§ 55. Sposób Beckego oznaczania skaleń. Oznaczenie kierunków a , b , c w kryształach optycznie dwuosiowych, ω i ε w jednoosiowych względem ścian i krawędzi, kierunków lupliwości lub płaszczyzn bliźniących, daje niejednokrotnie ważne wskazówki diagnostyczne w rozpoznawaniu minerałów z pomocą mikroskopu. Użyteczność tego oznaczenia możemy ilustrować przykładem, w którym ona szczególnie jest przekonująca. Jest to postępowanie F. Beckego do rozróżniania skaleń. Polega ono na porównaniu współczynników załamania kwarcu ze współczynnikami załamania światła plagioklazu w dwu ziarnach bezpośrednio się stykających, orjentowanych jednakowo.

Skrzyżowawszy pryzmaty Nicola wynajdujemy w preparacie dwa takie ziarenka kwarcu i plagioklazu, w których znikanie światła zachodzi jednocześnie. Jest ono dowodem, że azymuty polaryzacji tych dwu ziarenek leżą równolegle. Następnie w każdym z tych dwu ziarenek płytką selenitową oznaczamy rodzaj azymutów polaryzacji. Maksyma bowiem dwu tych ziarenek są albo równoległe, albo prostopadłe. A więc po stwierdzeniu wspólnego znikania światła w obu ziarenkach, obracamy stolik mikroskopu z preparatem o 45° i wprowadzamy płytkę selenitową. Jeżeli oba ziarenka w tem położeniu zamieniają barwę płytki selenitowej na ten sam odcień, to maksimum jednego jest zgodne z maksimum drugiego, oraz ich minima sprężystości też są sobie równoległe. Jeżeli natomiast jedno jest żółte, gdy drugie niebieskie, to leżą one wzajemnie prostopadłe, t. j. minimum jednego jest zgodne z maksimum drugiego.

Ustaliwszy orientację kierunku większej i mniejszej sprężystości optycznej w każdym ziarenku, usuwamy analizator i płytkę pomocniczą, obracamy stolik o 45° i w dwu położeniach o 90° od

siebie odległych porównujemy współczynnik załamania kwarcu ze współczynnikami załamania plagioklazu na zasadzie przesuwania się tak zwanej «smugi Beckego».

Gdy mianowicie oświetlimy preparat skośnie, albo gdy znacznie zwężymy otwór zasłony pod stolikiem mikroskopu się znajdującej, to na zetknięciu się dwu ziarn o nierównym współczynniku załamania światła pełne odbicie wewnętrzne powoduje zjawienie się jasnej smugi, która przesuwa się w stronę ziarna o większym współczynniku, jeżeli mikroskop się podnosi, a w stronę ziarna o mniejszym współczynniku, jeżeli mikroskop się opuszcza.

Nr.	Położenie równoległe	Położenie prostopadłe	Skład i nazwa plagioklazu
1	$N_\omega > N_\alpha$ $N_\varepsilon > N_\gamma$	$N_\omega > N_\gamma$ $N_\varepsilon > N_\alpha$	Albity od Ab_1An_0 do Ab_8An_1
2	$N_\omega > N_\alpha$ $N_\varepsilon > N_\gamma$	$N_\omega = N_\gamma$ $N_\varepsilon > N_\alpha$	Oligoklasy od Ab_8An_1 do Ab_3An_1
3	$N_\omega = N_\alpha$ $N_\varepsilon > N_\gamma$	$N_\omega > N_\gamma$ $N_\varepsilon > N_\alpha$	Oligoklasy od Ab_3An_1 do Ab_2An_1
4	$N_\omega < N_\alpha$ $N_\varepsilon = N_\gamma$	$N_\omega < N_\gamma$ $N_\varepsilon > N_\alpha$	Andezyny od Ab_2An_1 do Ab_3An_2
5	$N_\omega < N_\alpha$ $N_\varepsilon < N_\gamma$	$N_\omega < N_\gamma$ $N_\varepsilon = N_\alpha$	Andezyny od Ab_3An_2 do Ab_1An_1
6	$N_\omega < N_\alpha$ $N_\varepsilon < N_\gamma$	$N_\omega < N_\gamma$ $N_\varepsilon < N_\alpha$	Labrador, bytownit i anortyt od Ab_1An_1 do Ab_0An_1

Przypuśćmy więc, że mamy ziarenko kwarcu i plagioklazu o jednoczesnym znikaniu światła, leżące wzajemnie prostopadłe, przyczem w kwarcu zgodnie z długą krawędzią płytki selenitowej leży kierunek największej sprężystości optycznej, której odpowiada jego mniejszy współczynnik N_ω ponieważ kwarc jest optycznie dodatny. W plagioklazu równoległe do a selenitu leży kierunek najmniejszej sprężystości optycznej, której odpowiada największy współczynnik załamania światła N_γ . Usuwamy analizator, obracamy stolik tak, aby kierunki N_ω kwarcu

i N_γ skalenia były zgodne z przekrojem głównym polaryzatora, zmniejszamy otwór zasłony pod stolikiem, podnosimy śrubą mikrometryczną tubus mikroskopu. Jasna smuga zjawia się na stronie kwarcu. Gdy opuszczamy mikroskop przesuwamy ją na stronę skalenia. A więc $N_\omega > N_\gamma$. Następnie obracamy stolik z preparatem o 90° , t. j. ustawiamy preparat tak, aby ϵ kwarcu i α skalenia były zgodne z przekrojem głównym polaryzatora. Podnoszeniem i opuszczaniem mikroskopu stwierdzamy, że w tem położeniu też $N_\epsilon > N_\alpha$. Z tabliczki wyżej podanej odczytujemy, że plagjoklaz badany jest jednym z ogniw odcinka albitowego.

Sposób ten możemy również stosować względem plagjoklazów i nefelinu, który jest minerałem heksagonalnym o $N_\omega = 1,5427$ i $N_\epsilon = 1,5378$. W przyszłości przypuszczalnie badacze zastosują go do innych par minerałów odpowiednio dobranych.

V. PLEOCHROIZM ¹⁾.

§ 56. Absorbacja ²⁾. Wszystko, co dotychczas podano w niniejszym, odnosi się do ciał bezbarwnych. Zgóry możemy się spodziewać, że anizotropja kryształów ujawnia się nie tylko różną wielkością załamania fal świetlnych w różnych kierunkach, ale również różnicą barwy o ile ona jest właściwa danemu ciału krystalicznemu.

Niema ciał bezwzględnie przezroczystych. Każde ciało pochłania częściowo drgania świetlne, tak iż natężenie światła po przejściu przez ciało przezroczyste jest mniejsze od natężenia światła przed wejściem w to ciało. Jeżeli owo pochłanianie jest niewielkie i jeżeli zachodzi ono w całym widmie mniej lub więcej jednostajnie, lub jeżeli pochłanianiu ulegają tylko małe odcinki widma, ciało praktycznie jest bezbarwne, oko nieuzbrojone nie odczuwa jakiegś odmiany w świetle przepuszczonym przez to ciało.

¹⁾ Πλέον = większy, liczniejszy; τὸ χρώμα = barwa.

²⁾ Absorbeo = wysysam, polykam, pochłaniam, niweczę.

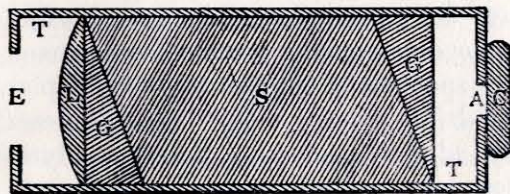
Gdy wszakże ciało pochłania rozległe części widma, tak że wychodzą zeń tylko odcinki spektralne, oko otrzymuje wrażenie określonej barwy.

Oddawna wiadomo, że kryształom barwnym nie na każdej płaszczyźnie jest właściwa barwa ta sama. Gdy np. z kordjerytu wyszlifujemy równoległoscian ograniczony dwuścianami (100), (010) i (001) to spoglądając przezeń na biały papier prostopadle do (100) widzimy barwę niebieskoszara, przez (010) żółta, przez (001) indygowoniebieską. Podobnie płytki rombowego mineralu djasporu, zgodne z trzema dwuścianami wymienionymi, prostopadle do jednego są niebieskie, do drugiego fioletowe, do trzeciego zielone. Pseudoromboedryczny, w istocie jednoskośny, penin, jeden z chlorytów, prostopadle do (001), t. j. do płaszczyzny jego doskonałej łupliwości, jest zielony, a równolegle do niej brunatnoczerwony. Zjawiska te obserwujemy również w kryształach optycznie jednoosiowych. Znamy np. beryle, które oglądane prostopadle do podstawy (0001) są niebieskie, a prostopadle do słupa (10 $\bar{1}$ 0) zielone. Płytką zielonego turmalinu równoległą do osi izotropji przepuszcza daleko więcej światła niż tej samej grubości płytka tegoż mineralu do osi izotropji prostopadła.

Ciała przytoczone są to przykłady największej anizotropji pod względem absorbcji. Bez użycia przyrządów przekonywają one spostrzeżeniem bezpośrednim, że różnym kierunkom ciała optycznie anizotropnego jest właściwe pochłanianie różnych części widma. Możemy zatem sądzić, że drgania przyporządkowane azymutom różnym w różny sposób są pochłaniane. Tak jest w istocie. Przekrój eliptyczny barwnego ciała anizotropnego rozdziela drganie prostolinjowe na dwa drgania wzajemnie prostopadle nie tylko różniące się prędkością ale i tem, że w każdym z nich inne części widma ulegają absorbcji.

Do ujawniania pleochroizmu w okazach megaskopowych W. Haidinger zbudował przyrząd nader prosty a zręczny rys. 112. Nosi on nazwę dychroskopu albo lupy Haidingera. Istotną częścią tego przyrządu jest podługowaty odlupek romboedryczny kalcytu *S*. Do odlupka tego dawniej doklejało dwa przyz-

maty szklane na obu końcach G , szlifowane tak, aby płaszczyzny końcowe były prostopadłe do długości odlupka. Później poczęto oszlifowywać odlupek dwiema płaszczyznami prostopadłymi do

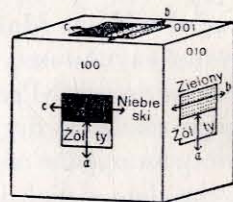


Rys. 112.

jego długości. Odlupek ten jest oprawiony w krępa rurkę metalową TT . Jeden jej koniec zamyka zasłona metalowa, w której jest wycięty otworek kwadratowy albo równoległoboczny A .

W drugim końcu oprawia się soczewkę wypukłą L o takiej krzywiznie, aby otworek A był na jej odległości ogniskowej. Spojrzawszy w tę soczewkę przez otwór E , widzimy dwa obrazy otworka A . W jednym drgania są zgodne z krótką przekątną odlupka kalcytowego, a w drugim z przekątną długą. Długość odlupka i wymiary otworka dobieramy tak, aby obrazy otworka się stykały. Jeżeli otworek zaslonimy barwnym przekrojem eliptycznym C , tak aby jego azymuty polaryzacji były zgodne z azymutami drgań w kalcyecie, to zobaczymy iż każdy z dwu obrazów jest innej barwy. Tak więc np. gdy do dychroskopu przyłożymy (100) kordjerytu, to ujrzymy obraz niebieski o drganiach poziomych i żółty o drganiach pionowych. Na (010) widzimy podłużne drgania zielone, pionowe żółte, na (001) pionowe niebieskie, poziome zielone, rys. 113.

Płytki ciał barwnych optycznie dwuosiowych prostopadłe do jednej z pierwotnych osi optycznych nie okazują pleochroizmu. Oba obrazy otworka w lupie Haidingera są jednakowej barwy na wszystkich azymutach płytki. Im jej kierunek więcej się odchyła od prostopadłości do jednej z pierwotnych osi optycznych, tem większy pleochroizm na niej obserwujemy, a najwięcej ujawnia się on, to jest największą różnicę barw oka-



Rys. 113.

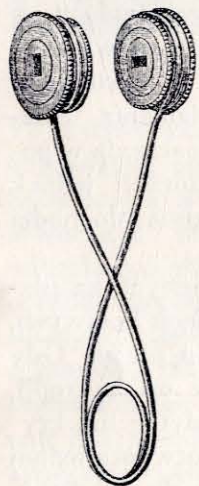
zuje na płaszczyznach prostopadłych do pierwszej dwusiecznej, do optycznej normalnej i do drugiej dwusiecznej. Jaknajdokładniej dzieje się to w kryształach rombów oraz na ścianie (010) kryształów jednoskośnych, trzy bowiem osi kryształów rombów i oś OY kryształów jednoskośnych są osiami przystawiania całokształtu powierzchni optycznej pod każdym względem, t. j. we wszystkich długościach fali świetlnej i wogóle względem całego zbioru wszystkich wektorów optycznych. W pasie natomiast $[(100):(001)]$ w niektórych ciałach jednoskośnych, oraz w ciałach trójskośnych, kierunki największej absorpcji nie w każdym przypadku są zgodne z kierunkami a, b, c ustalonymi pomiarem współczynników załamania. Niezgodność ta wszakże bywa niewielka i jest bez znaczenia w powszedniej praktyce mineralogicznej. W niektórych jednak epidotach ciemnobarwnych niezgodność rzeczona dochodzi prawie do 8° .

W barwnych kryształach optycznie jednoosiowych na płaszczyznach podstawowych, a więc na przekrojach kołowych, t. j. prostopadłych do osi izotropji, pleochroizmu niema. Gdy przez dychroskop Haidingera patrzymy wzdłuż osi izotropji, t. j. gdy do otworka dychroskopu przykładamy płytkę lub kryształ ścianą podstawową, to widzimy oba obrazy otworka jednej barwy, która nie zmienia się od obrotu płytki lub dychroskopu.

Na innych płaszczyznach kryształów optycznie jednoosiowych pleochroizm objawia się różną barwą, niejednakowym jej odcieniem lub nierównym natężeniem fali zwyczajnej i nadzwyczajnej, przyczem pleochroizm największy widzimy na płaszczyznach równoległych do osi izotropji. Tak więc np. na (0001) zielonego berylu widzimy oba obrazy dychroskopowe niebieskie. Na (1010) obraz pochodzący od fali zwyczajnej, t. j. od drgań równoległych do (0001) a prostopadłych do osi izotropji, jest niebieski, taki sam jak na (0001), a pochodzący od fali nadzwyczajnej, o drganiach zgodnych z osią izotropji, zielony. W rubinie, t. j. w korundzie czerwonym $Al_2O_3/S(6'2'2)$, na (0001) oba obrazy są ciemnopurpurowe, na (1010) w ciemnopurpurowy, w fiołkowoczerwony. W szafirze, w korundzie

niebieskim $\text{Al}_2\text{O}_3/\text{S}(6'2'2)$, ω jest ciemnoniebieski, ϵ zielonawo błękitny.

Pleochroizm objawia się albo różnicą barwy w drganiach różnych azymutów, albo różnicą odcienia barwy, albo różnicą natężenia. Wszystkie te różnice bywają różnego stopnia. Inne mi słowy, zarówno jakość jak wielkość pleochroizmu różnym ciałom jest właściwa w różnym rodzaju i w różnej mierze.



Rys. 114.

Największy pleochroizm okazują turmaliny ciemnobarwne. Drgania zwyczajne, t. j. prostopadle do osi izotropii, turmalin pochłania prawie zupełnie. Równoległa do osi izotropii płytka ciemnobarwnego turmalinu grubości około dwu milimetrów przepuszcza tylko drgania fali nadzwyczajnej, tak iż jest przyrządem polaryzacyjnym. W początkowej dobie krytografii i mineralogii »szczypce turmalinowe« rys. 114, t. j. sprężysta druciana oprawa, zawierająca dwie skrzyżowane płytki turmalinu, były narzędziem badania w zbieżnym świetle polaryzowanym. »Szczypcami turmalinowymi« możemy ująć kryształ lub płytkę i blisko do oka przysunąć. Spojrzawszy na niebo widzimy obraz interferencyjny, jeżeli płytka jest prostopadła do osi albo do pierwszej dwusiecznej.

Obecnie jubilerzy posługują się szczypcami turmalinowymi w rozpoznawaniu klejnotów i w odróżnianiu ich od imitacji.

Oprócz wymienionych wyżej epidotów, turmalinów i kordjerytów, z pośród mineralów pospolitych największy pleochroizm jest właściwy bjotydom i amfibolom; w dużej mierze okazują go również chloryty i staurolity.

§ 57. Rozpoznawanie pleochroizmu. Ponieważ pleochroizm polega na niejednakowym pochłanianiu różnych części widna w drganiach zachodzących na różnych azymutach, więc światło o drganiach przyporządkowanych jednemu azymutowi, czyli polaryzowane prostoliniowo, inną barwę okazuje gdy przez elip-

tyczny przekrój pleochroiczny przechodzi wzdłuż, a inną gdy przezeń wpoprzek się posuwa. Jeżeli więc przez płytkę badaną patrzemy na lśniąca powierzchnię szkła lub stołu polituowanego, to inną widzimy barwę płytki w tem położeniu, w którym azymut jej drgań najszybszych lub najpowolniejszych ustawimy pionowo, a inną w położeniu prostopadłym do poprzedniego. Na tej zasadzie opiera się praktyczny sposób rozpoznawania pleochroizmu w preparatach mikroskopowych. Usuwaamy analizator a pozostawiamy tylko polaryzator i obserwujemy barwny przekrój badany obracając stolik mikroskopu. Przekrój nie okazujący pleochroizmu jest barwy jednakowej w pełnym obrocie stolika. Światło o drganiach odbywających się na przekroju głównym polaryzatora ulega jednakowej absorpcji na wszystkich azymutach przekroju. Barwa natomiast przekroju pleochroicznego zmienia się w obrocie naokoło osi mikroskopu, okazując największą różnicę w dwu położeniach odległych od siebie o 90° : w tem, w którym azymut drgań najszybszych lub najpowolniejszych badanego przekroju jest równoległy i prostopadły do głównego przekroju polaryzatora. Tak więc np. przekroje bjotyty, zgodne z kierunkiem najdoskonalszej łupliwości, a więc te, na których szczelinek łupliwych niema, czyli równoległe do (001), są jednakowej barwy w pełnym obrocie. Przekroje do (001) prostopadłe lub skośne, na których widzimy szczelinki łupliwości, ustawione szczelinkami równoległe do głównego przekroju polaryzatora, są ciemne, tak dalece, że stają się prawie nieprzezroczyste, a obrócone o 90° tak, aby szczelinki były prostopadłe do głównego przekroju polaryzatora, są jasne, prawie bezbarwne. Dużą też różnicę barwy i jej natężenia w dwu wzajemnie prostopadłych położeniach względem jednego pryzmatu Nicola widzimy w przekrojach amfibolów, zarówno w podłużnych, o jednym kierunku szczelinek łupliwych, jak w poprzecznych, o dwu kierunkach łupliwości.

Do tego oznaczenia należy używać polaryzatora, t. j. pryzmatu Nicola, umieszczonego pod stolikiem mikroskopu. Usuwanie polaryzatora i używanie obracającego się analizatora jest mniej poprawne, zwierciadło bowiem, oświetlające preparat,

częściowo polaryzuje światło oden odbite. Posługując się przeto analizatorem badamy przekrój nie jednym przyrządem polaryzacyjnym a poniekąd dwoma.

Wykrywanie pleochroizmu obracaniem stolika mikroskopu z preparatem jest niezawodne w przypadku dość znacznej różnicy barw, ich odcieni lub natężenia. Przypadki pleochroizmu małego wymagają obrotu nader szybkiego, abyśmy mogli zapamiętać odcień barwy preparatu w jednym położeniu, zanim ujrzymy jego odcień w położeniu prostopadłym do poprzedniego. Jednakże stolik niejednego mikroskopu obraca się z pewnym oporem, co utrudnia lub nawet uniemożliwia obrót dostatecznie szybki. W przypadkach ponadto bardzo małego pleochroizmu nawet w szybkim obrocie doznajemy wątpliwości co do zachodzenia lub niewystępowania pleochroizmu. W takich okolicznościach uciekamy się do okularu dychroskopowego. Okular ten istotą rzeczy nie różni się od dychroskopu Haidingera. Pomiedzy dolną i górną soczewką zawiera on zaslonę metalową z otworkiem prostokątnym i równoległocią kalecytu. Patrząc wewnątrz widzimy dwa stykające się obrazy otworka. Gdy przeto zachodzi wątpliwość co do pleochroizmu danego przekroju, stosując okular dychroskopowy możemy porównać dwa jego obrazy w bezpośrednim zetknięciu i orzec, czy są one jednakowe czy też różnią się barwą, jej odcieniem lub natężeniem.

W wielu przypadkach pleochroizm jest ważną oznaką rozpoznawczą, np. podłużne przekroje amfibolów są jasne gdy leżą wpoprzek głównego przekroju polaryzatora, a przekroje turmalinów są w tem położeniu ciemne. Pleochroizm amfibolów jest bardzo znaczny, gdy podobne do amfibolowych przekroje piroksenów okazują go w mierze bardzo małej lub nawet wcale nie jest on im przyrodzony. W większości pospolitych amfibolów właściwych drgania zgodne z a wywołują wrażenie barwy oliwkowej, b są żółtawobrunatne, c zielonawobrunatne. Ponieważ a wydaje się nam najjaśniejsze, b ciemniejsze, c najciemniejsze, więc wyrażamy to zwyczajowym symbolem umówionym w postaci tak zwanego schematu pleochroizmu, zwanego również schematem absorpcji: $c > b > a$. W glaukofanach też

daje się widzieć ten sam schemat absorpcji, ale o innych barwach: a jasne od prawie bezbarwnego do żółtawozielonego, b od czerwonoawofioletowego do niebieskawofioletowego, c od błękitnego do ultramarynowego. Katoforyt natomiast, jeden z amfibolów właściwych, wykazuje pleochroizm $b > c > a$, mianowicie a żółtawoczerwony, b brunatnoczerwony, c zielonawożółty.

Podobnie w kryształach optycznie jednoosiowych widzimy zarówno różne natężenia jak rodzaje pleochroizmu. A więc np. w cyrkonie jest mała różnica pochłaniania drgań ω i ε , przy czym $\omega > \varepsilon$, mianowicie ω goździkowobrunatny, ε szparagowozielony; w rutilu natomiast pleochroizm jest duży, ω żółty, ε brunatny więc $\varepsilon > \omega$. W turmalinach nawet prawie bezbarwnych zupełnie wyraźnie możemy obserwować $\omega > \varepsilon$, t. j. daleko większe pochłanianie drgań ω niż drgań ε .

§ 58. Pleochroizm sztuczny. Pleochroizm jest właściwy zarówno tym ciałom, które są barwne same przez się, np. amfibolom, jak ciałom zabarwionym, czego dowodem są wyraźnie pleochroiczne kryształy rubinu, będące zabarwionymi kryształami z natury bezbarwnego korundu $Al_2O_3/S(6'2'2)$. Barwici jednakże wywołują pleochroizm będąc rozpuszczone w bezbarwnym cieple krystalicznym, a nie rozproszone jedynie. Dowodem tego są dwa przykłady następujące. Kryształy czterowodnego azocianu strontowego $Sr(NO_3)_2 \cdot 4H_2O/S(2'2'2)$ w stanie czystym bezbarwne, wyhodowane w roztworze wyciągu drzewa kampegowego lub w roztworze zabarwionym fuksyną, są purpurowe o bardzo wielkim pleochroizmie czerwonym i fioletowym. Zeolity natomiast, ostrożnie części ich wody pozbawione, tak jednak aby nie zatracaly jednorodności, umieszczone potem w roztworach barwika wchłaniają go i zabarwiają się, jednak pleochroizmu nie przybierają. Sądzymy więc, że wprowadzenie do sieci przestrzennej barwika na miejsce niektórych cząsteczek wody zeolitów nie jest jeszcze tak dokładnym rozproszeniem barwika i zespoleniem go z ciałem bezbarwnym, aby powstał w nim pleochroizm.

§ 59. Pseudopleochroizm. Gdy kryształ bezbarwny zawiera mnogość nadzwyczaj drobnych, prawie ultramikroskopowych,

pojkilmatów¹⁾ równoległych, których lamliwość świetlna dużo się różni od współczynników załamania światła w kryształach i gdy pojkilmaty rzeczono leżą dość stromo względem normalnej czola fali, t. j. tworzą z nią kąt niewielki, wtedy zachodzą zjawiska częściowej totalrefleksji. Mniej załamujące się fale czerwone odchylają się więcej ku środkowi pola widzenia, a do jego brzegów więcej załamane fale fioletowe. Jednak pełnego odbicia wewnętrznego doświadczają tylko te fale, których drgania zachodzą równolegle do kierunku pojkilmatów, fale natomiast o drganiach prostopadłych do tego kierunku nie ulegają zjawisku rzeczonemu. A więc jeżeli kryształ omawiany leży tak, że kierunek orientacji jego pojkilmatów jest zgodny z głównym przekrojem polaryzatora, to we środku pola widzenia wydaje się on brunatny, a u brzegów pola szary. A gdy obrócimy go ze stolikiem mikroskopu o 90°, zarówno we środku jak u brzegów pola widzenia jest on bezbarwny. Ta zmiana robi wrażenie pleochroizmu. Pomnijmy jednak, że pleochroizm objawia się jednakowo we wszystkich częściach pola widzenia. W przypadkach przeto wątpliwych dokonywamy spostrzeżeń u brzegu pola widzenia i na jego środku.

§ 60. Barwy interferencyjne, pojawiające się bez użycia analizatora. Jeżeli pod lub nad cienką warstewką minerału dwójłomnego w preparacie mikroskopowym znajduje się ziarenko minerału o dużej absorpcji, np. bjoityt albo turmalin, to minerał ten, w znacznej mierze pochłaniający drgania jednego azymutu, działa jak analizator lub polaryzator, zależnie od tego czy jest pod czy nad innym minerałem anizotropnym, a więc z polaryzatorem lub analizatorem mikroskopu pospół wywołuje barwy interferencyjne zależnie od swego położenia. Gdy

¹⁾ Nie każdy kryształ jest nieskazitelnie doskonały i jednorodny. W wielu ciałach krystalicznych bezładnie lub prawidłowo są rozproszone różne ciała inne, gazowe i ciekłe w postaci pęcherzyków, lub stałe w postaci drobnego pyłu albo niewielkich kryształków. Kryształy, zawierające w sobie rozproszone ciała inne, nazywamy kryształami pojkilmatycznymi, a owe rozproszone w nich ciała są to pojkilmaty (τὸ ποικίλον, pstrość, różnorodność). W świecie kryształów znamy pojkilmaty zarówno ultramikroskopowe jak mikroskopowe i widzialne okiem nieuzbrojonym.

obracamy stolik mikroskopu z taką parą zespolonych dwu minerałów, zjawiska zachodzą tak jak gdybyśmy obracali polaryzator lub analizator wraz z ciałem dwójłomnym. Tak więc np. gdy rzeczony bjoityt lub turmalin jest zgodny z analizatorem mikroskopu powstaje pewna barwa interferencyjna, która zmienia się na barwę dopełniającą po obrocie stolika o 90°, w pierwszym bowiem położeniu przekrój eliptyczny znajduje się pomiędzy równoległymi przyrządami polaryzacyjnymi: bjoitytem i analizatorem mikroskopu, a w drugim skrzyżowały się one. Jednym słowem, w tych przypadkach, w których w preparacie mikroskopowym jedno na drugim leżą ciała o dużej różnicy absorpcji, pomiędzy skrzyżowanymi pryzmatami Nicola zachodzą różne zjawiska nieoczekiwane lub trudne do interpretacji. Należy więc dokładnie sprawdzić w tym względzie każde miejsce badane preparatu i dokonywać spostrzeżeń tylko tam, gdzie jest jedno ziarno, a nie dwa jedno na drugim lub jedno w drugim.

Barwy interferencyjne, okazujące się od użycia jednego tylko pryzmatu Nicola, są zjawiskiem pospolitem w minerałach o dużej dwójłomności i o budowie bliźnięcej w przekrojach, w których płytki bliźniacze mocno są nachylone do płaszczyzny preparatu. Najczęściej się to zdarza w ziarnach kalcytu. Bywa też w rutylu.

§ 61. Pola pleochroiczne. W niektórych minerałach mikroskopowe pojkilmaty otacza mała aureola o wybitnym pleochroizmie. Aureolom tym nadano nazwę pól pleochroicznych. Średnica ich jest nie większa od 0,04 mm. Obserwowano je w kordjerycie, bjoitycie, andaluzycie, djopsydzie, litjonie, w augitach i w amfibolach, w turmalinach, w otrelacie, glaukofanie, chlorycie i w staurolicie naokoło pojkilmatów cyrkonu, dumortjerytu, alanitu, ortytu, topazu, pleonastu, rutylu, kasytetytu, apatyty, tytanitu, monazyty, epidotu. Powstawanie aureol rzeczonych tłumaczymy działaniem pierwiastków promieniotwórczych, uranu i toru, zawartych w pojkilmatach. Pozostawiając na różnych minerałach okruszyny bromku radowego istotnie wywoływano w nich podobne pola pleochroiczne.

VI. KRYSZTAŁY REGULARNE.

§ 62. **Symetryczność kryształów regularnych.** Zespołom płaszczyzn zwierciadlanych dwu typów $\sigma[323]$ i $\sigma[423]$, a więc pięciu rodzajom symetryczności $S(3'2'3')$, $S(323)$, $S(4'2'3')$, $S(4'2'3)$ i $S(423)$ jest właściwa cecha wspólna, mianowicie trzy wzajemnie prostopadłe i wzajemnie równe osi przystawiania dwukrotnego albo czterokrotnego, zgodne z krawędziami sześciangu umiarowego. Są one wzajemnym powtórzeniem symetrycznym, ponieważ symetrycznie pomiędzy nimi leżą cztery osi przystawiania trzykrotnego.

Zjawiska optyczne zachodzą zgodnie z promieniami wodzącymi elipsoidy trójosiowej. Z powodu rodzaju symetryczności, właściwego ciału stałemu, w kryształach optycznie jednoosiowych elipsoida rzeczona jest elipsoidą obrotową, a w kryształach regularnych kulą. Jeżeli bowiem trzy wzajemnie prostopadłe osi elipsoidy są równe, to równe im są też wszystkie inne średnice tej powierzchni, a więc jest to powierzchnia kulista.

Wyobraźmy sobie powierzchnię huyghensowską odjemnego i dodatniego kryształu optycznie jednoosiowego o malejącej dwójłomności. Ich powierzchnie elipsoidy obrotowej stają się coraz bliższe do wpisanej lub opisanej kuli i wreszcie gdy dwójłomność staje się równa zeru powierzchnia elipsoidy zlewa się w jedno z powierzchnią kuli. A więc kryształy regularne są niejako szczególnym przypadkiem kryształów optycznie jednoosiowych o zerowej dwójłomności. Innymi słowy ogólny przypadek elipsoidy trójosiowej o trzech osiach nierównych w kryształach trójkośnych, jednoskośnych i rombów odpowiada kryształom optycznie dwuosiowym, o dwu osiach równych a trzeciej nierównej kryształom optycznie jednoosiowym, t. j. trygonalnym, tetragonalnym i heksagonalnym, a o wszystkich trzech osiach równych kryształom regularnym. Ich powierzchnią sprężystości optycznej jest powierzchnia kuli. Kulistą również powierzchnią jest powierzchnia fali świetlnej w nich się rozprzestrzeniającej. Ich sprężystość optyczna jest równa we wszystkich kierunkach. Każdy ich przekrój jest przekrojem ko-

lowym. Każdy więc w nich kierunek jest osią izotropji, jako prostopadły do przekroju kołowego. Drganie świetlne zapoczątkowane w kryształ regularnym rozprzestrzenia się w nim na powierzchni kuli. Gdy fala o drganiach przyporządkowanych jednemu azymutowi wchodzi w kryształ regularny, nie rozdwaja się w żadnym kierunku, w każdym z nich bowiem na płaszczyznach prostopadłych do normalnej jej czoła napotyka ona wszystkie azymuty równe, na których dalej odbywają się jej drgania bez względu na ich azymut pierwiastkowy. O ile przeto kryształowi regularnemu nie jest właściwa polaryzacja kolista, czyli odchylenie azymutu polaryzacji, to w żadnym kierunku nie zachodzi w nim podwójne załamanie światła, w każdym natomiast kierunku promień i zgodna z nim normalna czoła fali padającej i załamanej leży na jednej płaszczyźnie z prostą poprowadzoną przez punkt padania prostopadłe do powierzchni kryształu.

Nie wymaga zaznaczania, że fala polaryzowana w płaszczyźnie padania, to jest fala o drganiach prostopadłych do tej płaszczyzny, padając na kryształ regularny pod jego kątem polaryzacji, odbija się ale się nie załamuje. Fala polaryzowana w płaszczyźnie prostopadłej do płaszczyzny padania, to jest o azymucie drgań leżącym na płaszczyźnie padania, załamuje się na tej samej płaszczyźnie ale się nie odbija, o ile pada pod kątem polaryzacji tego ciała.

Każdy więc kryształ regularny dowolną ścianą położony między dwoma prostopadłymi wzajemnie przyrządami polaryzacyjnymi, albo płytka w dowolnym kierunku wyszlifowana z kryształu regularnego, nie odchylającego azymutu polaryzacji, zarówno równoległościenna jak klinowa, jest ciemna we wszystkich azymutach w pełnym obrocie dookoła swego pionu zarówno w pęku fal równoległych jak w snopie fal zbieżnych. Słowem, zachowanie się optyczne tych kryształów regularnych, którym polaryzacja kolowa nie jest właściwa, jest takie samo, jak gazów, cieczy ruchliwych i cieczy o wielkim tarcu wewnętrznym (szklów przechłodzonych, żywici i t. p.) oraz stwardniałych koloidów, czyli wogóle tak zwanych ciał bezpostaciowych

(amorfnych). W każdej długości fali świetlnej każdemu ciału regularnie się krystalizującemu jest właściwy tylko jeden współczynnik załamania światła N we wszystkich kierunkach równy, który możemy zmierzyć w pryzmacie dowolnej orientacji lub na płycie wyszlifowanej z kryształu w dowolnym kierunku. W preparatach mikroskopowych od ciał bezpostaciowych kryształy regularne możemy odróżnić po zarysach, o ile się zachowały, po lupliwości, po ułożeniu poikilmatów, ale nie po właściwościach optycznych. Słowem, kryształy regularne są optycznie izotropne czyli równokierunkowe.

Izotropja optyczna kryształów regularnych ujawnia się również w absorpcji. Kryształy regularne pochłaniają światło jednakowo we wszystkich kierunkach. A więc ciała barwne krystalizujące się regularnie są niepleochroiczne.

W celu orzeczenia niechybnego, czy mamy przed oczyma ciało optycznie izotropne, nie należy polegać jedynie na obserwacji w samych skrzyżowanych pryzmatach Nicola. Trzeba uciekać się jeszcze do płytek pomocniczych, selenitowej o czerwieni pierwszego rzędu, moskowitowej ćwierćfalowej, fioleto czulego, płytki dwoistej Bravais'a, ze względu na możliwość popelnienia omyłki. Bez wymienionych płytek pomocniczych ciało anizotropne o bardzo małej dwójłomności możemy wziąć za izotropne optycznie, dopiero użycie płytek rzeczonych błęd sprostuje. Ciało dwójłomne zdradzi się wywołaniem zmiany w barwie interferencyjnej płytek pomocniczych, ciało natomiast optycznie izotropne na zmianę ich barwy interferencyjnej nie wpływa we wszystkich azymutach. Ponadto winniśmy zastosować snop zbieżnych fal polaryzowanych, aby rozstrzygnąć czy mamy ciało optycznie izotropne, czy przekrój kołowy ciała optycznie anizotropnego. Pomiędzy skrzyżowanymi pryzmatami Nicola ciało optycznie izotropne jest ciemne zarówno w pęku fal równoległych jak w snopie fal zbieżnych. Przekrój kołowy ciała optycznie anizotropnego w snopie fal zbieżnych zdradzi się obrazem interferencyjnym.

§ 63. **Kryształy regularne kołowo polaryzujące.** Podobnie jak to uczyniliśmy w ogólnym wywodzie kryształów regularnych

z kryształów optycznie jednoosiowych, obecnie wyobraźmy sobie, że dodatny albo odjemny kryształ optycznie jednoosiowy, któremu jest właściwa polaryzacja kołowa, staje się coraz mniej dwójłomny. Powierzchnie jego fali świetlnej zbliżają się do siebie nawzajem coraz więcej, ale prawe drgania eliptyczne i kołowe zawsze pozostają przyporządkowane do jednej powierzchni, lewe natomiast do drugiej. I kiedy wreszcie w każdym kierunku zaniknie różnica fali zwyczajnej i nadzwyczajnej, to zarazem zachowa się w każdym kierunku jednakowa różnica pomiędzy powierzchnią kuli, na której odbywają się kołowe drgania w lewo i powierzchnią drugiej kuli spółśrodkowej z pierwszą, do której są przyporządkowane prawe drgania kołowe, przyspieszone lub opóźnione względem lewych, z różnicą we wszystkich kierunkach taką, jaką pierwiastkowo wyobrażaliśmy sobie na osi izotropji. W przypadku kryształu optycznie jednoosiowego drgania kołowe prawe i lewe zachodzą na elementach powierzchni falowej prostopadłych do osi izotropji. W miarę odchylenia się od osi izotropji drgania te odbywają się na elipsach coraz bardziej wydłużonych. A gdy mamy wyobrażać sobie zmniejszanie się dwójłomności, to zarazem wyobrażamy sobie prawe i lewe drganie kołowe pojawiające się na elementach prostopadłych do prostych coraz więcej odchylających się od osi izotropji. I gdy wreszcie wyobrazimy sobie zmniejszenie się załamania podwójnego do zera, to zarazem wyobrazimy sobie zachodzenie drgań kołowych na elementach prostopadłych do każdej prostej, w regularnym bowiem kryształcie każda prosta jest osią izotropji, t. j. normalną przekroju kołowego. Dochozimy więc do tego, że w polaryzującym kołowo kryształcie regularnym drgania kołowe zachodzą na powierzchni dwu kul spółśrodkowych nierównego promienia. Na jednej z nich odbywają się drgania prawe na drugiej lewe. A więc jeżeli kryształowi regularnemu jest właściwe odchylenie azymutu polaryzacji, to zachodzi ono w tym samym kierunku i w tej samej mierze jednakowo na każdej płaszczyźnie.

Znamy niewiele ciał regularnych, którym własność omawiana jest przyrodzona. Płytką tej samej grubości dowolnie oriento-

wana względem ścian i krawędzi kryształu okazuje ten sam kąt odchylenia i ten sam jego kierunek w tej samej długości fali świetlnej. Zjawisko to obserwujemy w pęku fal równoległych. W snopie fal zbieżnych kryształy regularne zachowują się tak samo jak w falach równoległych, wszystkie ich bowiem kierunki optycznie są równe, a więc używanie fal zbieżnych jest zbyteczne.

Dwu spółśrodkowych powierzchni kulistych, z których jedna jest powierzchnią prawych a druga lewych drgań kołowych, przyspieszonych lub opóźnionych względem prawych, płaszczyzna nie dzieli na części symetryczne w żadnym kierunku. Środek takich powierzchni kulistych nie jest środkiem równości odwróconej. Istnienie więc płaszczyzny odbicia lub środka równości odwróconej jest sprzeczne z polaryzacją kołową kryształu regularnego. Możemy przeto spodziewać się własności omawianej tylko w tych kryształach regularnych, których symetryczność czyni zadość warunkom $S(3'2'3')$ albo $S(4'2'3')$. Rodzaje $S(323)$, $S(4'2'3)$ i $S(423)$ są sprzeczne z polaryzacją kołową. Słowem, tylko zespolenie samych osi przystawiania, bez płaszczyzn odbicia i bez środka równości odwróconej jest z nią niesprzeczne. Istotnie, kilka ciał regularnych o własności odchyłania azymutu polaryzacji krystalizuje się w rodzaju $S(3'2'3')$ zwanym rodzajem dwunastościanów tetraedrycznie pentagonalnych. Z pośród ciał o symetryczności $S(4'2'3')$, t. j. rodzaju dwudziestoczworoscianów pentagonalnych, nie znamy jednak takiego, któremu byłaby właściwa zdolność polaryzowania kołowego.

Najlepiej w tym względzie zbadano kryształy chlorzanu sodowego $\text{NaClO}_3/S(3'2'3')$. Płytką milimetrową tego ciała wywołuje odchylenie azymutu polaryzacyjnego o $3^{\circ}8'42''$ w świetle sodowym. Kryształy bromianu sodowego $\text{NaBrO}_3/S(3'2'3')$ na 1 mm odchylają o $2^{\circ}45'$, dziewięciowodnego ortosulfoantymonianu sodowego $\text{Na}_3\text{SbS}_4 \cdot 9\text{H}_2\text{O}/S(3'2'3')$ o $2^{\circ}42'$. Płytki tych ciał dostatecznie grube (kilka milimetrów) umieszczone pomiędzy skrzyżowanymi pryzmatami Nicola, w świetle białem okazują barwę interferencyjną zmieniającą się od obrotu analizatora, niezmienną od obrotu płytki. W świetle jednorodnym płytki te są jasne pomiędzy pryzmatami Nicola, ustawionymi

wzajemnie do siebie prostopadle. Światło w nich znika po obrocie o kąt właściwy jednego z pryzmatów Nicola. Jak widzimy z danych przytoczonych, nawet w płytkach dość grubych kąt ten jest niewielki. A więc w płytkach cienkich zjawisko omawiane jest niedostrzegalne. Wobec tego jest ono bez znaczenia w praktyce mikroskopowej. Nie spotykamy się z nim również w mikrografii mineralogicznej z tego jeszcze względu, że dotychczas znanym minerałom regularnym własność w mowie obecnie będąca nie jest przyrodzona.

§ 64. Ciągłość zjawisk optycznych, a nieciągłość ustroju ciała stałego. Wszystko, co podano w niniejszem, jest dowodem ciągłości zjawisk optycznych ze zmianą kierunku w kryształach, pomimo nieciągłości ustroju ciał krystalicznych. Dzieje się to z tej przyczyny, że długości fal światła widzialnego są od $0,0003968\text{ mm}$ (światło fioletowe) do $0,0007594\text{ mm}$ (światło purpurowe), czyli od $3968 \times 10^{-8}\text{ c}$ do $7594 \times 10^{-8}\text{ c}$. Dotychczas natomiast spostrzeżeniami x-radiometrycznymi poznane odstępstwa między atomami ciała stałego wynoszą od $2,28 \times 10^{-8}\text{ c}$ do $10,56 \times 10^{-8}\text{ c}$ i w rzadkich tylko przypadkach dochodzą do $50 \times 10^{-8}\text{ c}$. Fale więc światła kilka tysięcy razy są dłuższe od rzeczonych odstępów.

Nieciągłość ośrodka wpływa na zakłócenie ruchu falistego, który się w nim odbywa i wywołuje fale wtórne tylko o tyle, o ile okres nieciągłości, t. j. odstępstwa jego cząstek i okresy ruchu, t. j. długości fali, są wielkościami jednego rzędu. Długość jednak fal tysiące razy większa od okresu nieciągłości ośrodka sprawia, że w ciałach o tak gęstym ustroju jak ciała krystaliczne, fale świetlne mają się jak w ośrodku ciągłym. W zjawiskach świetlnych uwidacznia się więc różnokierunkowość i jednorodność ciała stałego, lecz do ujawnienia jego nieciągłości fale światła zwykłego są zadługie tysiące razy.

Nieciągłość rzeczona występuje na jaw dopiero względem fal tak krótkich jakie są w promieniach-x. Tych zjawisk nieporuszamy jednak w niniejszem, opis ich bowiem oraz interpretacja zrozumiała jest możliwa tylko na tle odrębnego i wyczerpującego traktatu o ustroju kryształów, t. j. o naturze i szczegółach

sieci przestrzennych, co znacznie wykracza po za granice układu elementarnego. Ponadto zjawiska, wywoływane promieniami- x , są widoczne tylko na ekranie fluoryzującym pod ich działaniem lub na płycie fotograficznej, albo ujawniają się zmianą przewodnictwa elektrycznego gazów. Oku nie są one przystępne bezpośrednio. Stąd więc całe postępowanie z promieniami- x jest zupełnie odmienne od optyki światła widzialnego, stanowi przeto odrębny od niej i samoistny dział fizyki.

VI. ANOMALJE OPTYCZNE.

§ 65. **Znaczenie nazwy »anomalij optycznych«.** Wyraz »anomalje optyczne« nie jest pomysłem szczęśliwym. W zjawiskach przyrody niema ani normy ani odchyłeń od niej. Tylko my, badając pewne zespoły objawów, na tle zjawisk najczęściej sobie towarzyszących tworzymy pewne uogólnienia, które wydają nam się normą. Gdy badanie dalsze odsłoni inne, więcej urozmaicone zespoły zjawisk, w początku jesteśmy skłonni do ulegania wrażeniu jakiejś nienormalności, szczególnie gdy nie umiemy dobrać wyjaśnienia odpowiedniego zjawiskom później poznanym, którym interpretacje dawniejsze nie są odpowiednie. Stopniowo jednak pogłębione badania tych zjawisk okazują, że niema tam nienormalności, jest tylko większa złożoność niż się to wydawało pierwotnie. Tak właśnie rzecz się miała z tymi objawami, które dotychczas noszą historyczną nazwę anomalij optycznych.

W pierwotnej dobie badań zjawisk optycznych poznawano kryształy jaknajdoskonalsze, zupełnie jednorodne i jednostajne, przyczem, z natury rzeczy, liczba ciał badanych była niewielka. Badaniami temi ustalono opisane dotychczas w niniejszym rodzaju ciał optycznych i związek ich własności z ich symetrycznością, ten mianowicie, że kryształy regularne są optycznie izotropne, kryształy trygonalne, tetragonalne i heksagonalne są jednoosiowe, a trójskośne, jednoskośne i rombowe optycznie dwuosiowe. Stopniowo jednak, w miarę ogarniania badaniami coraz większej liczby ciał, poznano kryształy, których postać

była taka, iż je uznano za regularne, a które okazały się optycznie anizotropne. Inne znów z postaci wydawały się heksagonalne, a optycznie były dwuosiowe. Wreszcie odkryto kryształy składające się z optycznie anizotropnych wycinków, lub symetrycznie splecionych listewek o takich własnościach optycznych, które są sprzeczne rodzajowi symetryczności wynikającemu z ustosunkowania się geometrycznego ścian i krawędzi tych kryształów. Te oto odkrycia, początkowo niezrozumiałe, nazwano anomaljami optycznymi. Obecnie jest nam jasne, że to co dotychczas podaliśmy jest słuszne względem ciał jednostajnych, to jest będących pojedynczymi osobnikami krystalograficznymi, ale nie odpowiada kryształom polisyntetycznym ujętym jako całość. Ponadto ustosunkowania rzeczzone są zgodne z rzeczywistością tylko w ciałach nieodkształconych.

§ 66. **Cztery rodzaje anomalij optycznych.** Deformacje niejednostajne, jak zginanie, rozciąganie, ucisk jednostronny, niejednostajne ogrzewanie lub oziębianie, sprawiają, że ciało optycznie izotropne przybiera anizotropję i staje się optycznie jednoosiowe lub dwuosiowe zależnie od kształtu bryły podległej odkształceniu i od rodzaju odkształcenia. Możemy się o tem przekonać prostem i łatwym doświadczeniem. Od niezbyt grubej szyby szklanej djamentem szklarskim odetniemy dwie listewki szerokości kilku milimetrów a długości około dwudziestu centymetrów. Złożywszy je razem jeden ich koniec ściśnijmy sprężynowymi szczypcami, albo zwiążmy drutem lub sznurkiem, umieścmy w połowie ich pomiędzy niemi małą kawałek drutu, albo zapalki i połóżmy je na stolik mikroskopu pomiędzy skrzyżowane pryzmaty Nicola bokiem, t. j. tak aby widać było przekroje ich obu i aby w polu widzenia było to miejsce, w którym pomiędzy niemi jest owo ciało obce, drut czy kawałek zapalki. Widzimy izotropność szkła, oba bowiem przekroje poprzeczne szyby są ciemne. Ale gdy wolne końce listewek ściskamy palcami, listewki oparte o kawałek drutu między niemi zginają się i zarazem stają się optycznie anizotropne. Pojawiają się w nich żywe barwy interferencyjne w miejscu ich zginania się za najłżejszym nawet naciskiem.

Kryształy optycznie jednoosiowe poddane ciśnieniu w kierunku prostopadłym do osi izotropji stają się ciałami optycznie dwuosiowymi, przyczem w kryształach optycznie dodatnich płaszczyzna osi optycznych powstaje równolegle do kierunku ciśnienia, a w kryształach optycznie ujemnych do kierunku ciśnienia prostopadle. To samo dzieje się z kryształami jednoosiowymi, gdy ich płytki prostopadle do osi izotropji ogrzewamy tylko z jednej strony.

Anizotropja optyczna powstaje również jako skutek napięć będących następstwem niejednostajnego wysychania koloidów i szybkiego a niejednostajnego ostygnięcia cieczy przechłodzonych. Doświadczeniami stwierdzono to niejednokrotnie w twardniejącej żelatynie, a także w szkłe, którego bryłki do wysokiej temperatury ogrzano a potem szybko studzono. Widzimy to wyraźnie, gdy bryłkę tak traktowaną umieścimy np. pomiędzy zwierciadłami przyrządu Nörrenberga. Okazuje ona barwy interferencyjne ułożone zgodnie z jej kształtem. Napięciami tego samego pochodzenia tłumaczymy anizotropję opalu oraz innych koloidów ziemskich, a także szkliv wulkanicznych.

Napięcia wywołujące anizotropność lub anomalje optyczne powstają również około pojilmatów gazowych i ciekłych wywierających wielkie ciśnienie na kryształ je otaczający.

Nacisk krótki powoduje odkształcenia przemijające. Ustępują one gdy działanie nacisku ustaje. Długotrwałe natomiast działanie nacisku pociąga za sobą odkształcenia stałe. Ciało pozostaje niejednorodnie odkształcone po ustaniu działania nacisku. Najdobitniejszym tego dowodem są ziarna kwarcu w skałach, które przez całe epoki geologiczne podlegały wielkiemu ciśnieniu górotwórczemu. Ziarna te są odkształcone niejednostajnie. W każdym prawie ich punkcie przekroje główne przekrojów eliptycznych są poodchylane od położenia pierwiastkowego na kąty niewielkie w rozmaite strony. Gdy skrzyżujemy pryzmaty Nicola i obracamy stolik mikroskopu z preparatem, znikanie światła nie zachodzi jednostajnie na całej powierzchni przekroju. Przekrój staje się podobny do nieba okrytego kłębiącymi się od wichru chmurami. A więc oto jest jeden rodzaj tak zwanych anomalij

optycznych. Są one wynikiem odkształceń niejednostajnych, które wywołał jeden z czynników wymienionych.

Drugi rodzaj anomalij optycznych jest wynikiem napięć wewnętrznych, spowodowanych wzajemnem przenikaniem się sieci przestrzennych ciała krystalicznego, będącego roztworem stałym dwu lub większej liczby ciał izomorfnych o dużej różnicy objętości molekularnych. Tak więc np. aluny czyste są optycznie izotropne jako ciała krystalizujące się regularnie w rodzaju $S(4'2'3)$. Ich natomiast kryształy mieszane składają się z regularnie ułożonych uczałków dwójłomnych. Tak samo kryształy azocianu barowego i azocianu ołowiawego są regularne, optycznie izotropne, jednorodne i jednostajne, a kryształy mieszane dwu tych ciał, również regularne pod względem doboru i ustosunkowania ścian, składają się z wielościennych dwójłomnych wycinków. Zjawiska analogiczne w świecie ciał rodzimych, niepracownianych, znamy w szeregach granatów. Są mianowicie granaty optycznie izotropne, jako ciała krystalizujące się regularnie, ale przeważnie regularne z pozoru ich kryształy składają się z różnej liczby piramid dwójłomnych, schodzących się wierzchołkami we środku kryształu.

Trzeci rodzaj kryształów optycznie anomalnych są to ciała o budowie polisyntetycznej czyli wielokrotnie bliźnięcej, np. kryształy zeolitów. Kryształy tych minerałów są splotem misternym cieniutkich listewek o daleko mniejszym stopniu symetryczności fizycznej, aniżeli symetryczność geometryczna zewnętrznej postaci splotu. Tak np. jednoskośne listewki harmotomu lub filipsytu, splatając się symetrycznie w wielu kierunkach, tworzą kryształy o kształcie regularnego dwunastościanu rombowego.

Rodzaj czwarty różni się od trzeciego fizykochemicznie, fizycznie natomiast jest tem samem co rodzaj trzeci. Są to mianowicie kryształy budowy polisyntetycznej, które ogrzane do właściwej im temperatury stają się innym polimorfonem swej substancji o symetryczności fizycznej właściwej kształtowi ich kryształów. Leucyt i boracyt są to klasyczne przykłady tego rodzaju kryształów anomalnych.

Kryształy leucytu są z pozoru regularnymi dwudziestoczworoscianami deltoidowymi (211). Badane światłem polaryzowanym okazują, że są one misternym symetrycznym spletem cienutkich listewek dwójłomnych. Gdy jednak ogrzejemy leucyt do temperatury 560°C staje się on optycznie izotropny. Jego budowa polisyntetyczna zanika. W tej temperaturze kryształy jego stają się istotnie regularnymi dwudziestoczworoscianami deltoidowymi (211).

Podobnie zachowuje się boracyt. Kryształy tego mineralu są połączeniami sześcianu regularnego z dwunastościanem rombowym i z jednym lub dwoma czworoscianami. Symetryczność ich kształtu odpowiada warunkom rodzaju $S(323)$, to jest czworoscianów poszostnych. Badane światłem polaryzowanym kryształy boracytu okazują się symetrycznym spletem blaszek optycznie dwuosowych ułożonych zgodnie z płaszczyznami dwunastościanu rombowego. Budowa taka jest im właściwa do temperatury $+265^{\circ}\text{C}$. W temperaturach wyższych są one jednostajne, optycznie izotropne, istotnie regularne.

Po ostudzeniu leucyt i boracyt powraca do budowy polisyntetycznej.

ZAKOŃCZENIE.

§ 67. **Zmiany zachowania się optycznego ciał stałych ze zmianą temperatury.** Z wyjątkiem szkieł i berylu, w zbadanych dotychczas ciałach krystalicznych współczynniki załamania światła zmniejszają się w miarę podwyższania temperatury. Dopóki jednak we wszystkich częściach ogrzewanego kryształu temperatura zmienia się jednostajnie i dopóki nie zachodzi ani przeobrażenie się substancji, t. j. jej rozkład chemiczny, ani przeistaczanie się jednego jej polimorfonu w drugi, związek pomiędzy rodzajem symetryczności optycznej z symetrycznością całości kształtu własności fizycznych badanego kryształu zachowuje się w zupełności.

A więc kryształy w temperaturze zwykłej optycznie izotropne pozostają niemi we wszystkich temperaturach innych. Podobnie ciała optycznie jednoosiowe studzone lub ogrzewane nie stają się ani optycznie izotropne ani dwuosowe.

W jednej jakiejś długości fali w ciele optycznie jednoosiowym w pewnej temperaturze może zajść zmniejszenie się dwójłomności aż do zera, podobnie jak w jakimś rodzaju światła jednorodnego w pewnej temperaturze któreś ciało optycznie dwuosowe przybiera kąt osi optycznych równy zeru. Ale nie znamy przypadku, w którym zmiana temperatury spowodowałaby izotropję ciała optycznie jednoosiowego lub jednoosiowość dwuosowego jednocześnie we wszystkich długościach fali świetlnej i w tej samej temperaturze.

W kryształach optycznie dwuosowych, rombowych i jednooskośnych, zmiana temperatury wywołuje zmianę orientacji optycznej, to jest zmianę położenia płaszczyzny osi optycznych,

zmianę wartości kąta osi optycznych, zmianę znaku optycznego, zawsze jednak w każdej temperaturze kryształ zachowuje rombowy czy jednoskośny charakter symetryczności.

W większości przypadków zbadanych własności optyczne mało zmieniają się z temperaturą, ale znamy ciała podlegające tym zmianom w stopniu znacznym. Największe zmiany w tym względzie są właściwością kryształów selenitu. W temperaturze -9°C pierwotne osi optyczne tego jednoskośnego ciała leżą na płaszczyźnie odbicia, a więc na (010) i tworzą kąt pozorny $115^{\circ}5'$ w świetle żółtym (sodowym). Z podwyższeniem temperatury kąt ten znacznie maleje. Już w temperaturze 0°C wynosi on $108^{\circ}50'$, w temperaturze $+10^{\circ}\text{C}$ $101^{\circ}38'$, w $+52^{\circ}\text{C}$ $69^{\circ}2'$ i tak dalej. W temperaturze $+89^{\circ}\text{C}$ wartość kąta omawianego wynosi zaledwie $17^{\circ}42'$, w temperaturze $+91,6^{\circ}\text{C}$ wartość jego zmniejsza się do zera. Względem światła żółtego w temperaturze $+91,6^{\circ}\text{C}$ selenit jest optycznie jednoosiowy. W temperaturach wyższych od $+91,6^{\circ}\text{C}$ wartość kąta pozornego pierwotnych osi optycznych selenitu staje się większa od zera, ale osi leżą już na płaszczyźnie prostopadłej do (010). W temperaturze $+97^{\circ}\text{C}$ kąt rzeczony wynosi $26^{\circ}12'$ i dalej zwiększa się z podwyższeniem temperatury, tak iż w $+128^{\circ}$ dochodzi do wartości $64^{\circ}47'$. Wyżej od tej temperatury badanie własności optycznych selenitu jest niemożliwe, bo woda krystalizacji poczyną zeń uchodzić, a więc selenit mętnieje, utracą przezroczystość przestając być sobą. Gdy kryształ selenitu stygnie, zjawisko przebiega w kierunku odwrotnym: kąt osi optycznych na płaszczyźnie prostopadłej do (010) maleje, przechodzi wartość zerową a potem powiększa się na (010).

Podobnie rzecz się ma w adularze. Kąt jego osi optycznych, w temperaturze zwykłej leżących na płaszczyźnie prostopadłej do (010), maleje z ogrzewaniem. W temperaturze $+200^{\circ}\text{C}$ staje się on równy zeru, a w temperaturach wyższych znów się powiększa ale na płaszczyźnie (010). Gdy go ogrzewamy krótko i niezbyt wysoko ponad 200°C powraca on do zwykłych własności po ostudzeniu. Jeżeli go wszakże wyżarzemy w czerwonym żarze, to po ostudzeniu mały kąt osi optycznych w nim pozostaje.

Nieliczne kryształy trójskośne zbadano w tym względzie. Wykazały one małe zmiany orientacji optycznej od zmian temperatury.

§ 68. Badanie i rozpoznawanie ciał krystalicznych. Dwa są rodzaje badania ciał, dwa bowiem są zagadnienia. Jedno, to poznanie jakiegoś ciała, nieznanego do czasu badania, a więc wymierzanie wszystkich jego stałych skalarnych i wielkości wektorowych. Drugie, to rozpoznawanie ciał już zanotowanych w nauce. Rozpoznajemy je na zasadzie zespołu najmniejszej liczby oznak charakterystycznych, ale w każdym razie liczba tych oznak musi być dostateczna do diagnozy jednoznacznej.

Do tych dwu celów prowadzą sposoby te same, ale w innym sposobie używania a nadewszystko w nierównym stopniu skrupulatności.

W badaniu ciała przedtem nieznanego dokładność nigdy nie jest zawielka. Do rozpoznania ciała znanego w przeważnej liczbie przypadków wystarczają oznaczenia jakościowe i przybliżone ilościowe.

Pomiary optyczne same dla siebie, t.j. wykonywane albo w celu poznania związku pomiędzy wielkościami optycznymi a innymi własnościami kryształu, albo w celu poznania własności ciała dotychczas nieznanego, wykonywamy na megaskopowych pryzmatach i płytkach wypilowanych z najdoskonalszych, nieskazitelnych kryształów w kierunkach ściśle określonych, a więc równolegle lub symetrycznie do głównych przekrojów optycznych, prostopadle do pierwszej dwusiecznej, prostopadle i równolegle do osi izotropji i t. p.

Tego rodzaju pomiary dokonywane na kryształach minerałów i wszelkich ciał pracownianych, nieorganicznych i organicznych, są rzeczą krytalografji i fizyki.

W mineralogji i w petrografji natomiast uprawiamy umiejętnie korzystanie z wyników badań krytalograficznych i fizycznych, mianowicie z pomocą mikroskopu wykonywamy przybliżone pomiary na przekrojach przypadkowych. Porównyując wyniki tych pomiarów z wynikami pomiarów dokładnych, dochodzimy do orzeczenia, który ze znanych minerałów mamy

w danym razie przed sobą. Pomiary te najczęściej wykonywamy w celu rozpoznania minerałów skalotwórczych. Badania mikroskopowo-optyczne innych zespołów mineralnych, solnych, kruszcowych, rudnych są uprawiane mniej, tak iż, rzecz można, są one dopiero w zaczątku. Do badań omawianych przyrządzamy preparat sposobem następującym.

§ 69. Przyrządzenie preparatu mikroskopowego ze skały. Od bryły skalnej młotkiem odbijamy odlamek kształtu zbliżonego do niezbyt wypukłej soczewki o powierzchni po jednej stronie około dziewięciu centymetrów kwadratowych. Gdy mamy maszynę szlifierską to od okazu skały odcinamy równoległościenną płytkę lub odcinek z jednej strony soczewkowaty szybko wirującym kręgiem stalowym, którego krawędź nurza się w korytku z wodą i z proszkiem karborundu lub szmerglu. Późem na gładkiej i równej płycie stalowej albo na stalowym kręgu wirującym szlifujemy odbity lub odcięty kawałek skały twardym proszkiem szlifierskim z początku grubym, potem mialkim i ostatecznie kończymy szlifowanie proszkiem najdrobniejszym na szkle matowym.

Jeżeli przyrządzamy preparat z ziarnistego zespołu solnego, lub jeżeli wogóle chcemy uniknąć działania wody na okaz szlifowany, to zamiast wody posługujemy się naftą w całym postępowaniu omawianem.

Gdy ze strony szlifowanej okaz przybierze powierzchnię zupełnie gładką, matową, łagodną w dotknięciu, czyścimy go z proszku szlifierskiego, osuszamy i do kawałka szyby szklanej go przyklejamy czystym balsamem kanadyjskim, poddawszy balsam ten działaniu temperatury wysokiej, t. j. ogrzewszy kroplę jego na szkle płomieniem lampki spirytusowej tak aby zawrzał na chwilę. Balsam kanadyjski umiejętnie poddany temu zabiegowi po ostygnięciu twardnieje.

Po dojściu preparatu do temperatury zwykłej szlifujemy drugą stronę okazu przyklejonego do szkła, podobnie jak szlifowaliśmy powierzchnię pierwszą, tak że ze skały powstaje cieniutka płytka do szkła przylepiona. Szlifujemy ją ostatecznie najdrobniejszym pyłkiem szmerglu albo karborundu na szkle matowym, dopóki

minerały w niej zawarte o dwójłomności około 0,005 pomiędzy skrzyżowanymi pryzmatami Nicola nie okażą białej barwy interferencyjnej pierwszego rzędu, co zachodzi w preparatach grubości pomiędzy 0,01 mm i 0,05 mm. Im preparat jest cieńszy, tem lepiej się on nadaje do badań mikroskopowo-optycznych.

Po osiągnięciu należytego zeszlifowania płytki ogrzewamy ostrożnie szkło, tak aby balsam kanadyjski się stopił. Wtedy lekkim naciśnięciem igły z boku spychamy płytkę na czyste szkło przedmiotowe, na którym umieściliśmy uprzednio kroplę balsamu surowego, łagodnem ogrzewaniem nadając mu stopień ciekości dostatecznej, poczem na płytkę również puszczaemy kroplę balsamu kanadyjskiego i nakrywamy szkiełkiem pokryw-kowym. Naciskając szkiełko sprężystą igłą wyciskamy nadmiar balsamu i usuwamy go starannie.

W pospolitem szkle szybowem (crown lekki) współczynnik załamania światła żółtego (sodowego o $\lambda = 0,000589 \text{ mm}$) wynosi 1,515, a w balsamie kanadyjskim 1,536. Jest to różnica tak mała, że preparat skały jest niejako pograżony w szkło.

§ 70. Sposób przybliżonego oznaczania współczynników załamania światła w preparatach mikroskopowych. Powierzchnia preparatu, zrobionego tak jak opisaliśmy w § 69, z natury rzeczy jest nierówna, matowa. Są na niej drobniutkie występy i wgłębienia. Tam gdzie współczynnik załamania w balsamie i w mineralu różni się dużo, na granicy tych dwu ciał normalne czola fal odchylają się w częściach powierzchni, znacznie odbiegłych od poziomu. Zachodzi tam nie tylko załamanie ale nawet pełne odbicie wewnętrzne niekiedy.

Odchylenia te są tem większe im większa jest różnica pomiędzy współczynnikami załamania światła w mineralu i w balsamie kanadyjskim, oraz im dokładniej równoległy pęk tworzą normalne czola fal przechodzących przez preparat, a także im dokładniej prostopadle padają one na dolną powierzchnię preparatu. Aby osiągnąć możliwie największy stopień rzeczonyj równoległości i prostopadłości, albo opuszczamy dostatecznie nisko soczewki oświetlające, które się znajdują pod stolikiem mikroskopu, albo znacznie zwięzamy otwór zasłony dolnej pod tym

stolikiem. Światła jest wtedy mniej, w polu widzenia ciemniej, ale wyraźniej stają się widoczne różnice współczynnika załamania światła w minerałach i w otaczającym je balsamie kanadyjskim. Z powodu wymienionego wyżej odchylenia po przejściu fal świetlnych ze szkła i balsamu kanadyjskiego w minerał i z minerału w balsam i szkło niektóre fale nie dochodzą do oka. Jeżeli więc współczynniki załamania światła w minerałach znacznie się różnią od współczynnika załamania światła w balsamie, to powierzchnia minerału w obrazie mikroskopowym, szczególnie w dużym powiększeniu, wydaje się jakgdyby pomarszczona, występują na niej nierówności powstałe od szlifowania. Powierzchnię taką francuzi nazwali «chagrinée» upatrując w niej podobieństwo do wyprawionej skóry oslej «chagrin».

Na granicy dwu ściśle do siebie przylegających minerałów o różnym współczynniku załamania też zachodzą zjawiska odbicia wewnętrznego. A więc im współczynnik załamania w minerałach jest większy, tym kontury jego wydają się ciemniejsze i grubsze, a nawet sam on wydaje się grubszy od minerałów o mniejszym współczynniku. Ziarna jego robią wrażenie takie jak gdyby wystawały nad powierzchnię preparatu. Jakościowymi spostrzeżeniami możemy przeto zdać sobie sprawę w przybliżeniu z wartości współczynników załamania światła różnych minerałów.

Współczynnik załamania nie większy od 1,54. «Chagrin» bardzo słaby na dolnej powierzchni preparatu. Minerały wydają się nieco cieńsze od pozostałych, zapadnięte; ich powierzchnia górna wydaje się leżąca niżej od ogólnej powierzchni preparatu. Przykłady: fluoryt N^1) = 1,43, opal N = 1,45, sodality N od 1,46 do 1,50, leucyt N = 1,51, ortoklaz N = 1,52, albit N = 1,53.

Współczynniki załamania światła większe od 1,54 mniejsze od 1,57. Powierzchnia gładka. Kontury w balsamie prawie niewidoczne. Nefeliny N = 1,54, oligoklasy N = 1,54, kwarc N = 1,55, andezyny $Ab_3 An_1 - Ab_1 An_1$ N = 1,55.

¹⁾ N w paragrafie niniejszym oznacza wartość przybliżoną współczynnika załamania w średniej najjaśniejszej części widma, przyczem w ciałach optycznie anizotropnych współczynnika średniego, mianowicie w jednoosiowych $N = \frac{1}{3}(2N_\omega + N_\epsilon)$, w dwuosiowych $N = \frac{1}{3}(N_\alpha + N_\beta + N_\gamma)$.

Współczynniki załamania światła większe od 1,57 mniejsze od 1,60. Nierówności powierzchni górnej zaledwie widoczne. Kontury słabe ale wyraźne. Labratory $Ab_1 An_1 - Ab_1 An_3$ N = 1,57, kalcyt N = 1,57, anortyt N = 1,58, moskowitz N = 1,58, beryl N = 1,59, bjotyt N = 1,59.

Współczynniki większe od 1,61 mniejsze od 1,65. Kontury wyraźne acz nierażące. Nierówności powierzchni górnej dość łagodne. Powierzchnia nie wystaje z ogólnej powierzchni preparatu. Topaz N = 1,62, turmalin N = 1,63, aktynolit N = 1,63, andaluzyt N = 1,64, apatyt N = 1,64, amfibole pospolite N = 1,65.

Współczynniki większe od 1,65 mniejsze od 1,71. Kontury grube. Szczeliny i spękania o ciemnych szerokich zarysach. «Chagrin» górnej powierzchni wyraźny. Górna powierzchnia nie wystaje. Oliwiny N = 1,68, pirokseny rombiczne N = 1,67 — 1,70, djopsyd N = 1,68.

Współczynniki załamania większe od 1,71 mniejsze od 1,78. Zarysy i szczeliny bardzo grube. «Chagrin» rzuca się w oczy. Gdy wpatrujemy się bacznie w preparat minerał rzekomo wystaje nad ogólną powierzchnię preparatu. Spinele N = 1,71, cjanit N = 1,72, staurolity N = 1,74, granaty N = 1,76 — 1,78.

Współczynniki większe od 1,78. Minerały od pierwszego wejścia «wystają» z preparatu. «Chagrin» rzuca się w oczy. W porównaniu z innymi minerałami kontury są rażąco grube. Tytanit N = 1,89, cyrkon N = 1,95, rutyl N = 2,76.

§ 71. **Badanie optyczne luźnych kryształów.** Pomiar i spostrzeżenia mikroskopowe, opisane w książce niniejszej, możemy wykonywać nie tylko w przekrojach ziarenek w preparatach mikroskopowych, wyszlifowanych ze skał i z im podobnych zespołów ziarnistych, ale w równej mierze, a w wielu przypadkach nawet z większą dogodnością w luźnych osobnych kryształkach i w proszku kryształków mikroskopowych. Bardzo wielu pomiarów takich dokonano nad różnymi minerałami, wyosobnionymi mechanicznie lub chemicznie z różnych zespołów, a jeszcze więcej nad różnymi krystalicznymi ciałami nieorganicznymi i organicznymi, które otrzymywano w pracowniach jako wynik badań chemicznych.

J. L. C. Schroeder van der Kolk opracował sposób dość dokładnego oznaczania współczynnika załamania światła w mikroskopijnych luźnych kryształkach, ziarenkach i okruchach zanurzeniem ich w cieczach o znanym współczynniku załamania światła. Sposób ten opiera się na tem, że gdy ziarenko ciała stałego otacza ciecz tego samego współczynnika załamania, to zarysy ziarenka stają się niewidoczne. A więc ziarenko, okruh lub mikroskopijny kryształek obserwujemy mikroskopem w kroplach cieczy następujących.

	N		N
Woda	1,333	Nitrobenzol	1,554
Czterochlorek węgla	1,466	Jednobromofenol	1,556
Olejek buczynowy	1,477	Bromoform	1,588
Ksylol	1,495	Olejek cynamonowy	1,605
Benzol	1,501	Jednojodobenzol	1,621
Olejek cedrowy	1,516	α -jednochloronaftalin	1,639
Jednochlorobenzol	1,527	α -jednobromonaftalin	1,658
Bromek etylenu	1,536	Jodek metylenu	1,740
Olejek goździkowy	1,544	Jodek metylenu nasycony siarką	1,830

Zawsze możemy dobrać dwie ciecze takie, że współczynnik jednej jest większy a drugiej mniejszy od współczynnika załamania światła w ziarenku badanem. W razie gdy ziarenko jest optycznie anizotropne, należy używać jednego pryzmatu Nicola, mianowicie polaryzatora. Nasamprzód pomiędzy skrzyżowanymi pryzmatami Nicola oznaczamy kierunki azymutów polaryzacji w ziarenku, a potem, używając tylko polaryzatora obserwujemy je w cieczy w tych dwu pozycjach, w których zachodzi w niem znikanie światła pomiędzy skrzyżowanymi pryzmatami Nicola. A więc możemy oznaczyć jego dwa współczynniki załamania światła na tej jego płaszczyźnie, która jest prostopadła do osi mikroskopu.

O wartości względnej współczynnika załamania w ziarenku i w cieczy sądzimy albo z przesuwania się smugi Beckego (§ 55) albo wsuwając skrawek czarnego papieru pod stolik mikroskopu lub pod szkło przedmiotowe, na którym leży kropla cieczy z ziarenkiem. Jeżeli współczynnik załamania światła w ziarenku jest większy od współczynnika załamania światła w cieczy, to na krawędzi ziarenka pojawia się ciemna smuga (cień) od strony wsuwanej nieprzezroczystej zasłony. Jeżeli natomiast światło za-

muje się mniej w ziarenku niż w cieczy, to cień ten zjawia się po przeciwnej stronie ziarenka. Tym sposobem możemy znaleźć dwie wartości, pomiędzy którymi jest wartość współczynnika załamania światła w ziarenku badanem. Z powodzeniem i z dość dużym stopniem dokładności oznaczenia te wykonywano w ziarenkach bardzo drobnych, bo nawet o średnicy około 0,02 mm.

§ 72. Schemat ogólny postępowania w badaniu optyczno-mikroskopowym kryształów. Z ustępów poprzednich widzimy, że własności optyczne ciał krystalicznych są bardzo różnorodne i urozmaicone, szczególnie jeżeli nie tylko stwierdzamy je jakościowo ale jeszcze gdy je ilościowo wymierzamy. Nawet zbiór oznaczeń przybliżonych, odnoszących się do jednego ciała, prowadzi nas do diagnozy jednoznacznej, bo nie może być dwuznaczności, tem mniej wieloznaczności, gdy zejdzie się zgodnie tak wiele danych, jak wartość współczynnika załamania, izotropia lub anizotropia optyczna, optyczna jednoosiowość lub dwuosiowość, dodatność lub odjemność optyczna, wartość dwójłomności, położenie α , β , γ względem ścian i krawędzi kryształu, położenie płaszczyzny osi optycznych, rodzaj dyspersji, pleochroizm i schemat absorpcji. Do rozpoznania dochodzimy szybko i pewnie, w szczególności gdy postępujemy systematycznie. Schemat postępowania jest taki.

1. Gdy wszystkie przekroje danego minerału w preparacie badanym pomiędzy skrzyżowanymi pryzmatami Nicola są ciemne w pełnym obrocie stolika mikroskopu, rozpoznajemy w nim minerał optycznie izotropny, a więc albo bezpostaciowy albo regularny, o czem sądzimy z łupliwości i zarysów krystalograficznych.

2. Przeważna liczba przekrojów minerału badanego pomiędzy skrzyżowanymi pryzmatami Nicola w pełnym obrocie stolika mikroskopu doznaje czterokrotnego znikania światła i czterokrotnej barwy interferencyjnej. Minerał optycznie anizotropny.

3. We wszystkich przekrojach minerału badanego zachodzi znikanie światła symetryczne lub proste względem śladów ścian lub względem szczelinek łupliwości. Minerał trygonalny, tetragonalny, heksagonalny albo rombowy.

ZAKOŃCZENIE

M I N E R A Ł Y						
o spól- czyn- niku	+	o d w ó j ł o m n o ś c i				
		do 0,005	do 0,010	do 0,015	do 0,020	
Do 1,55	Dodat- ne	Filipsyt Trydymit Apoilit Chabazyt Gmelinit	Harmotom Heulandyt Gmelinit Kwarc Selenit	Hydronefelin Natrolit Briusteryt Petalit	Hydromagnezyt	
	Odjem- ne	Nefelin Apoilit Chabazyt Gmelinit	Desmin Skolezyt Chalcedon Kordjeryt Gmelinit Kaolin	Lomontyt Epistylbit		
Od 1,55 do 1,60	Dodat- ne	Klinochlor Penin	Kwarc Chryzotyl	←Klinochlor Wagneryt	Alunit Brucyt	
	Odjem- ne	Penin	Margaryt Beryl Kaolin Antygoryt → Kordjeryt	Skapolit → Chryzotyl	Antygoryt	
Od 1,60 do 1,65	Dodat- ne	Melilit Eudjalit Danburyt	Celestyn Topaz	Baryt Topaz Antofilit	Prenit → Pargasyt	
	Odjem- ne	Apatyt Melilit Danburyt		Andaluzyt Wolastonit Antofilit	Glaukofan Turmalin →	
Od 1,65 do 1,70	Dodat- ne	Zoizyt Tulit	Zoizyt Tulit Enstatyt	Mozandryt Hjordtalit	Lawsonit Rynkit Spodumen Fenakit	
	Odjem- ne	Rybekit Arwfedsonit Ortyt →	Gelenit Aksynit Rybekit	Ksantofilit Pryzmatyn Hypersten	Montyczelit Glaukofan ↑	
Od 1,70 do 1,80	Dodat- ne	Klinozoizyt Chlorytoid → Wezuwjan	Chryzoberyl Staurolit	Klinozoizyt ←Chlorytoid	Hedenbergit Chlorytoid	
	Odjem- ne	Wezuwjan Safiryn	Korund	Epidot → Cjanit Hypersten	Cjanit	
Od 1,80	Dodat- ne		Wurcyt			
	Odjem- ne					

SCHEMAT OGÓLNY BADANIA KRYSZTAŁÓW

M I N E R A Ł Y							
o spól- czynniku	+	o d w ó j ł o m n o ś c i					
		do 0,025	do 0,030	do 0,050	do 0,075	do 0,100	od 0,100
Do 1,55	Dodatne	Wawelit	Tomsonit				Aragonit ↓
	Odjemne	Kankrynit					Kalcyt Dolomit ↓
Od 1,55 do 1,60	Dodatne	Hydrargilit		Anhydryt			
	Odjemne	Nontronit Bertrandyt		← Skapolit Pirofilit Lyszczyki ↓	Talk		
Od 1,60 do 1,65	Dodatne	Antofilit Krokidolit Homilit	Chondrodyt Rosenbuszyt Humit	← Prenit Pektolit			
	Odjemne	Antofilit Żedryt Amfibole pospolite	Tremolit Aktynolit	Datolit Lyszczyki ↑			
Od 1,65 do 1,70	Dodatne	Djalag Fasait Sylimanit Soretyt	Forsteryt Djopsyd Jadeit Egiryń	Perydoty			↑ Aragonit
	Odjemne	Amfibole pospolite		← Turmaliny Datolit			↑ Kalcyt Dolomit
Od 1,70 do 1,80	Dodatne	Augity	Egiryń Djopsyd	Djaspor Monazyt	Astrofilit	Hussakit Ksenotym	
	Odjemne	Barkewikit	Gruneryt Lowenit ← Ortyt Weleryt	Pjemontyt Egiryń Hortonolit	← Epidot Amfibole pospolite bazaltowe		
Od 1,80	Dodatne			Cyrkon	Cyrkon	Kasyteryt Tytanit	Rutyl Brukit Tytanit
	Odjemne			Fajalit	Anatas	Getyt	Siarka Hematyt

ZAKOŃCZENIE

3a. Niektóre przekroje w świetle równoległym pomiędzy skrzyżowanymi pryzmatami Nicola w pełnym obrocie preparatu dokoła osi mikroskopu ciemne lub prawie ciemne w świetle zbieżnym okazują jednoosiowy obraz interferencyjny. Mineral trygonalny, tetragonalny lub heksagonalny.

3b. Niektóre przekroje w świetle zbieżnym okazują dwuosiowy obraz interferencyjny. Mineral rombowy, jednoskośny lub trójskośny.

4. W jednych przekrojach znikanie światła proste, w innych skośne. Mineral jednoskośny.

5. We wszystkich przekrojach mineral badany okazuje znikanie światła skośne. Mineral trójskośny.

To jest postępowanie w celu ogólnego zorientowania się co do kształtu czworostianu jednostkowego mineralu badanego. Następnie przystępujemy do zebrania danych szczegółowych, na których oprzemy rozpoznanie.

A. Badanie w świetle niepolaryzowanym.

1. Rozpoznanie cech morfologicznych i krystalograficznych z kształtu przekrojów mineralu.

2. Rozpoznanie kierunków łupliwości i pomiar kątów pomiędzy szczelinami łupliwości.

3. Rozpoznanie pojkilmatów i sposobu ich ułożenia.

4. Ocena stopnia przezroczystości i barwy mineralu badanego.

B. Badanie jednym pryzmatem Nicola.

5. Rozpoznanie pleochroizmu i schematu absorbcyjnego.

6. Oznaczenie współczynnika lub współczynników załamania światła.

C. Badanie dwoma pryzmatami Nicola.

a. Badanie w świetle równoległym.

7. Rozpoznanie rodzaju dwójłomności.

8. Oznaczenie kątów znikania światła.

9. Pomiar dwójłomności.

10. Ustalenie stosunku przestrzennego α , β , γ do zarysów kryształu, do kierunków łupliwości, do płaszczyzn bliźniących.

NAJWAŻNIEJSZE CZĘŚCI MIKROSKOPU POLARYZACYJNEGO

b. Badanie w świetle zbieżnym.

11. Sprawdzenie izotropii, jednoosiowości lub dwuosiowości optycznej.

12. Sprawdzenie rozpoznania znaku optycznego.

13. Zbadanie dyspersji osi optycznych, dwusiecznych i płaszczyzn osi optycznych.

14. Pomiar pozornego kąta osi optycznych.

W przypadkach szczególnych dołącza się do tego badanie kryształów bliźniących, prążków bliźniących w przekrojach kryształów polisyntetycznych, stwierdzenie anomalii optycznych i t. p.

Minerałów skalotwórczych jest około stukilkudziesięciu. Więc nawet jeżeli mamy je zebrane i opisane w podziale na regularne, tetragonalne, trygonalne i heksagonalne, rombowe, jednoskośne, trójskośne, to już możemy każdy odnaleźć po zebraniu jego cech, które spostrzegliśmy w preparacie badanym.

Bywa jednak ponadto dość użyteczny podział ich na zasadzie jednej lub dwu tylko cech ilościowych. Wtedy dzieli się je na małe gromady, w których jeszcze łatwiej możemy wyszukać mineral badany na zasadzie cech pozostałych. Na dwu stronicach poprzednich, 190-ej i 191-wszej, mamy jeden z takich podziałów. E. Weinschenk mianowicie ułożył tablicę minerałów skalotwórczych według ich dwójłomności i współczynnika załamania. W tablicy tej opuścił on skalenie, gdyż ogólnie poznajemy je łatwo, a do rozpoznania każdego z nich z osobna wypada dokonać odrębnych zabiegów, w rodzaju np. takich, jakie podaje § 55.

§ 73. Najważniejsze części mikroskopu polaryzacyjnego oraz niektóre sposoby ich sprawdzania i regulowania. Nie tylko średnia ale nawet powszechna szkoła społeczna w tak znacznej mierze posługuje się mikroskopem, że wiadomości o istocie tego przyrządu są już bardzo rozpowszechnione. Więc czytelnikowi książki niniejszej, który winien być obeznany nie tylko z gimnazjalnym ale nawet z uniwersyteckim lub politechnicznym kursem fizyki doświadczalnej, zbyteczne jest przypomnienie, że istotnymi częściami mikroskopu są dwa zbiory socze-

wek wypukłych, każdy w osobnej oprawie. Jeden zbiór soczewek małej średnicy lecz dużej krzywizny jest zwrócony do przedmiotu obserwowanego i nosi nazwę obiektywu. Drugiego soczewki są większej średnicy o krzywiznie znacznie mniejszej. Ten zbiór nazywamy okularzem. Przezeń patrzymy.

Każdy z tych dwu zbiorów optycy społeczni robią o różnej krzywiznie, a więc o różnej odległości ogniskowej, co sprawia, że każdy zespół jednego z obiektywów i jednego z okularów wytwarza obraz różnej wielkości, czyli różne powiększenie. Im odległość ogniskowa jest mniejsza tem powiększenie znaczniejsze. Poznajemy obiektywy na oko po tem, że im średnica ich zewnętrznej soczewki jest mniejsza tem mniejsza jest ich odległość ogniskowa.

Tu wypada zaznaczyć, że w badaniach krystalograficznych, mineralogicznych i petrograficznych w przeważającej liczbie przypadków posługujemy się powiększeniami niewielkimi. W nader rzadkich, wyjątkowych tylko przypadkach uciekamy się do powiększeń znaczniejszych. Z tego więc względu obiektywy o małej odległości ogniskowej, tak zwane «krótkoogniskowe» w mowie potocznej, nie służą nam jako przyrządy do otrzymywania obrazów powiększonych, a tylko są potrzebne do otrzymywania światła zbieżnego, t.j. do wywoływania obrazów interferencyjnych. Nadmieniono już o tem w § 33. Tabliczka niżej podana zawiera powiększenia, które możemy otrzymać łącząc jeden z wymienionych obiektywów z którymś z okularów.

OBJEKTYWY		OKULARY		
Odległość ogniskowa	Apertura liczbowa	I	II	III
40 mm	0,11	16	19	26
16 mm	0,25	51	62	82
10 mm	0,37	91	110	150
4 mm	0,82	190	240	290

Używanie obiektywu o 4 mm odległości ogniskowej już jest przypadkiem rzadkim w praktyce mineralogicznej.

Okulary różnego pochodzenia przeważnie są oznaczone jednakowymi liczbami rzymskimi. Obiektywy natomiast każda fa-

bryka oznacza innemi liczbami lub literami. W tabliczce podaliśmy więc tylko ich odległości ogniskowe i apertury.

Oprócz obiektywu i okularu ważną acz nieistotną częścią mikroskopu społecznego jest zbiór soczewek oświetlających preparat, umieszczony pomiędzy zwierciadłem a stolikiem, na którym umieszczamy preparaty. Należy wszakże zwrócić uwagę na to, że zbiór ten, zwany kondensorem, jest nieistotny, jeżeli mikroskop jest przyrządem tylko do otrzymywania obrazów powiększonych. Jak wiemy, kondensor jest konieczny do badań w świetle zbieżnem polaryzowanym, ale o tem mowa niżej.

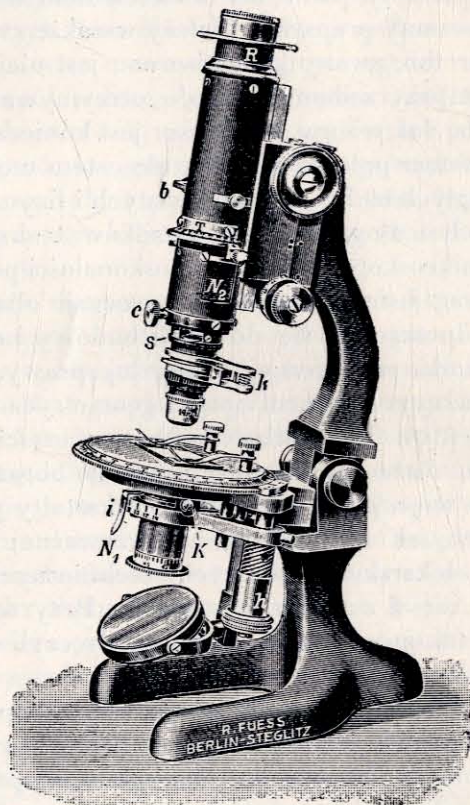
Drogą rozległych badań matematycznych i fizycznych a także bardzo licznych i długotrwałych wysiłków technicznych doprowadzono mikroskop do znacznej doskonałości pod względem powiększeń oraz jasności, czystości i precyzji obrazów. Zbiór wiadomości, odnoszących się do teorii budowy i działania mikroskopu oraz do praktycznej strony tej sprawy, jest obecnie rozległym i ważnym odłamem optyki geometrycznej.

Okular, obiektyw i oświetlacz są to trzy części mikroskopu jako przyrządu służącego do otrzymywania obrazów powiększonych. Tam więc, gdzie idzie tylko o kształty przedmiotów obserwowanych, jak to się dzieje w przeważnej części badań biologicznych, lekarskich, sądowych, technicznych i t. p., wymienione trzy części zupełnie wystarczają. Przyrząd w nie opatrzonej jest to tak zwany mikroskop zwykły czyli w mowie potocznej mikroskop biologiczny.

Jak wiemy z treści książki niniejszej, mikroskop taki nie jest przydatny do badań krystalograficznych. Należy przyłączyć doń różne urządzenia dodatkowe, któremi opatrzone przybiera nazwę potoczną mikroskopu polaryzacyjnego, krystalograficznego lub petrograficznego. Najniezbędniejsze te urządzenia dodatkowe są następujące.

Pomiędzy źródłem światła a preparatem jest konieczny polaryzator, a więc pryzmat Nicola, umieszczony pod oświetlaczem, N_1 rys. 115. Pomiędzy obiektywem a okiem obserwatora nieodzowny jest analizator, drugi pryzmat Nicola. Albo jest on opatrzonej w rurze mikroskopu tak, aby go można było wsuwać lub

wysuwać w razie potrzeby N_2 , albo też oprawę zawierającą analizator nakładamy na okular. Do tego jest konieczny kołnierz metalowy R w górnej części rury mikroskopu, na którym opiera się oprawa z analizatorem. Na tym kołnierzu bywają



Rys. 115.

również podziałki, mianowicie stopnie obwodu koła do odczytywania azymutu w tych przypadkach, w których zachodzi potrzeba określenia obrotu analizatora.

Użycie dwu pryzmatów Nicola pociąga za sobą konieczność przynajmniej jednego włoska (cienkiej niteczki) w ognisku okularu, t. j. na tej płaszczyźnie, na której leży obraz widzialny ob-

serwatorowi spoglądającemu w okular. Ponieważ nitka ma być zgodna z przekrojem głównym jednego z pryzmatów Nicola, przeto okular nie może obracać się wolno w oprawie, ale winien mieć położenie stałe. W tym celu w górnym brzegu rury mikroskopu jest wcięcie, a na bocznej powierzchni okularu wystaje metalowa główka w owo wcięcie wchodząca. Zwykle na płaszczyźnie ogniskowej okularu optycy naciągają dwa włoski wzajemnie prostopadłe i zgodnie z nimi ustawiają przekroje główne pryzmatów Nicola. Przed przystąpieniem do spostrzeżeń należy wyjąć okular z rury mikroskopu, spojrzeć przezeń na niebo lub na biały papier i wsuwaniem lub wysuwaniem oprawy z przednią soczewką okularową ustawić ją tak, abyśmy wyraźnie widzieli nitki w polu widzenia okularu akomodując oko na nieskończoność, t. j. patrząc bez żadnego wysiłku.

Do otrzymywania światła zbieżnego i do wywoływania obrazów interferencyjnych służy soczewka, ukryta z boku pod stolikiem mikroskopu. Odpowiednia dźwignia i wprowadza ją nad oświetlacz. Jest to tak zwana soczewka Lasaulx. Roku 1878 A. von Lasaulx obmyślił jej używanie. Gdy ją wprowadzimy, oraz gdy użyjemy jednego z obiektywów o dość małej odległości ogniskowej, na powierzchni analizatora powstaje maleńki obraz interferencyjny, widzialny okiem nieuzbrojonym po wyjęciu okularu. Do powiększenia tego obrazu służy soczewka, zwana soczewką Bertranda, albo soczewką Amici'ego i Bertranda, umieszczona w oprawie metalowej b , wchodzącej w szczelinę rury mikroskopu pod okulem. E. Bertrand wprowadził jej użycie w roku 1878, G. B. Amici'ego zaś wymieniamy z tego powodu, że jeszcze w roku 1845 użył on osobnego mikroskopu do badania obrazów interferencyjnych. Soczewka Amici'ego i Bertranda jest niewielkiego powiększenia obiektywem tak dobranym, aby z okulem pospołu tworzyła ona mikroskop powiększający maleńki obraz interferencyjny i dający owo powiększenie na tej samej płaszczyźnie, na której są nici w okularze.

Pod analizatorem a nad obiektywem w oprawie rury mikroskopu jest na wylot szczelina s , a raczej dwie szczeliny naprzeciw

siebie, wycięte tak aby ich osi stanowiły kąt 45° z przekrojami głównymi pryzmatów Nicola. W te szczeliny wprowadzamy kliny kompensacyjne, ćwierćfalową płytkę moskowitową, płytkę selenitową o czerwieni interferencyjnej pierwszego rzędu, płytkę dającą fiolet czuły, kompensatory obrotowe i t.p.

Nakoniec, stolik mikroskopu obraca się około osi pionowej. Obwód jego jest podzielony na stopnie i części stopnia, a obok obwodu umieszcza się stały nonjusz lub przynajmniej stałą wskazówkę.

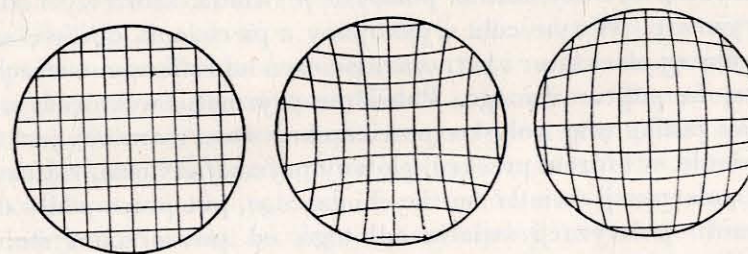
Do pomiaru kątów pomiędzy śladami krawędzi lub pomiędzy szczelinkami lupliwości, jak również do pomiaru kątów znikania światła oraz do obserwacji obrazów interferencyjnych jest nieodzowna zgodność osi obrotu stolika z osią optyczną mikroskopu. Więc na dolnej oprawie rury mikroskopu lub w górnej oprawie obiektywu są dwie wzajemnie prostopadłe śrubki c, którymi odpowiednio przemieszczamy rurę mikroskopu lub obiektyw, co nosi nazwę centrowania mikroskopu.

Konstruktorowie mikroskopów społecznych dbają zazwyczaj w znacznej mierze zarówno o doskonałość tych przyrządów jak o staranne wyregulowanie i ustawienie ich części. Jednak możliwe są błędy, a ponadto nierówne jest wykończenie i zalety przyrządów różnych fabryk i różnej ceny a więc różnego stopnia doskonałości. Należy przeto zdać sobie sprawę z uchybień przyrządu zanim rozpoczniemy spostrzeżenia, oraz wypada poprawić niektóre uchybienia, o ile to jest w mocy obserwatora, abyśmy nie uznawali mylnie wyników niedoskonałości przyrządu za przyrodzone własności ciał badanych.

Obiektywowi doskonałemu nie jest właściwa w stopniu dostrzegalnym aberacja ani sferyczna ani chromatyczna. Wady te wszakże dają się widzieć w większej lub mniejszej mierze w niektórych obiektywach szczególnie o małej odległości ogniskowej.

Niezupełną poprawność obiektywów pod względem usunięcia aberacji sferycznej poznajemy, gdy dokładnie nastawimy mikroskop na jakąś drobną siatkę linjową, np. na tak zwany mikrometr obiektywny. Jest to szereg równoległych kresek: mili-

metr podzielony na sto części. Optycy dostarczają tej skali w postaci małego fotogramatu na szkło, zalanego balsamem kanadyjskim i przykrytego szkiełkiem pokrywkowym. Przyrządek ten ma kształt i pozór preparatu mikroskopowego. Gdy otrzymamy obraz zupełnie wyrazisty w środku pola widzenia, to brzegi są nieco zmaćcone. Gdy obrotem śruby mikrometrycznej mikroskopu otrzymamy zupełną wyrazistość brzegów obrazu, to środek jego widzimy niewyraźnie. Ponadto brzegi obrazu bywają zniekształcone w sposób przedstawiony na rys. 116. Mając więc taki obiektyw, musimy pamiętać o tem, aby znie-



Rys. 116.

kształceń tych nie przypisywać przedmiotom obserwowanym i posługiwać się tylko spostrzeżeniami dokonanymi w środkowej części pola widzenia.

Zachodzenie aberacji chromatycznej stwierdzamy nastawiając mikroskop na jakieś czarne nieprzezroczyste ziarenko w preparacie i pochylając nieco w bok zwierciadło oświetlające preparat. W razie aberacji chromatycznej obiektywu na jednej stronie obrazu ziarenka występuje obwódka czerwona a na drugiej niebieskofioletowa.

Oświetlacz badamy w sposób taki. Bierzymy blaszkę moskowitu, wprowadzamy soczewki potrzebne do otrzymania światła zbieżnego i wywołujemy pojawienie się obrazu interferencyjnego. Zupełne i jednostajne oświetlenie tego obrazu dowodzi poprawności ustawienia oświetlacza. Jeżeli natomiast brzegi obrazu są ciemne, to albo odległość oświetlacza od preparatu nie jest należyta, albo otwór zasłony pod stolikiem mikroskopu

jest zamały, albo krzywizna oświetlacza jest niewłaściwa. Krzywe ponadto jego osadzenie poznajemy po tem, że jeden bok obrazu jest ciemniejszy od drugiego i że nie możemy tego usunąć obrotami zwierciadła.

Polaryzator jest umieszczony w oprawie metalowej *K*, rys. 115, na której jest kreska, a na pierścieniu pod stolikiem mikroskopu, w którą oprawę tę się wkłada, też jest kreska lub dwie kreski o 90° od siebie odległe ze znakami 0° i 90° , albo nawet podziałki stopniowe. Należy więc nasamprzód sprawdzić, czy kreska na oprawie pryzmatu Nicola odpowiada płaszczyźnie polaryzacji czy azymutowi polaryzacji światła, które wychodzi z pryzmatu. W tym celu wyjmujemy z pierścienia oprawę zawierającą polaryzator i patrzymy przezeń na lśniąca powierzchnię stołu politurowanego. Położenie pryzmatu, w którym widzimy zaniknięcie połysku powierzchni obserwowanej, jest to położenie, w którym przekrój główny pryzmatu Nicola, t. j. azymut polaryzacji światła zeń wychodzącego, jest prostopadły do azymutu polaryzacji światła odbitego od powierzchni stołu, a więc kierunek ten w pryzmacie Nicola jest wtedy zgodny z płaszczyzną pionową czyli z płaszczyzną symetrii naszego ciała.

Jeżeli nie chcemy wyjmować polaryzatora z oprawy, to sposób jego oznaczenia sprawdzamy obserwacją płytki albo kryształka turmalinu lub przekroju bjotyту w preparacie mikroskopowym. Przez turmalin przechodzą drgania świetlne jego fali nadzwyczajnej, to jest zgodne z jego osią izotropji czyli z osią główną, a więc z kierunkiem wydłużenia jego pryzmatów. Gdy usuniemy analizator i zostawiwszy jedynie polaryzator patrzymy na turmalin, to widzimy go jasnym w tem położeniu, w którym jego oś główna jest zgodna z głównym przekrojem pryzmatu Nicola. Prostopadłe do (001) przekroje bjotyту, na których widzimy szczelinki lupliwości, są ciemne w tem położeniu, w którym kierunek tych szczelinek jest zgodny z przekrojem głównym polaryzatora, a jasne gdy leżą prostopadłe do tego przekroju.

Następnie badamy, czy przekroje główne polaryzatora i analizatora są zgodne z włoskami w okularze i czy włoski są wz-

jemnie prostopadłe. Do tego należy mieć jakiś kryształ rombowy albo optycznie jednoosiowy, to jest taki, którego znikanie światła jest proste. Najprzydatniejsze do tego są małe, grubości około $0,15\text{ mm}$, wydłużone wzdłuż osi głównej kryształki kwarcu pograżone w balsam kanadyjski. Również przydatne są odlupki anhydrytu $\text{CaSO}_4/S(222)$ lub barytu $\text{BaSO}_4/S(222)$ zgodne z jednym z trzech dwuścianów: (100), (010) lub (001). Szczególnie polecenia godne są kryształki kwarcu, ponieważ współczynniki załamania światła w tym mineralu ($N_\omega = 1,5442$, $N_e = 1,5523$) bardzo mało się różnią od współczynnika załamania światła w balsamie kanadyjskim (N od 1,5450 do 1,5480), a więc są w nim prawie niewidoczne, a stają się zupełnie niewidzialne w ciemnym polu widzenia pomiędzy skrzyżowanymi pryzmatami Nicola, gdy ich oś główna przybiera położenie zgodne z przekrojem głównym polaryzatora i analizatora. Krawędź przeto słupa kwarcu albo dowolną krawędź wymienionych wyżej odlupków ustawiamy zgodnie z jednym włoskiem okularu i krzyżujemy pryzmaty Nicola. Jeżeli pryzmaty te są ustawione poprawnie, zachodzi znikanie światła, nie widzimy kryształu. W razie natomiast niezgodności przekroju głównego jednego z pryzmatów Nicola lub ich obu, odpowiednim kluczem obracamy je w oprawach dopóty dopóki nie zajdzie znikanie światła w rzeczonym położeniu kryształu, albo w razie niezgodności nitek okularu z przekrojami głównymi poprawnie ustawionych pryzmatów Nicola poprawiamy położenie oprawy, na której są naciągnięte nici w okularze.

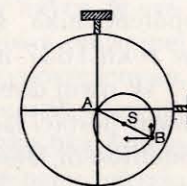
Następnie tę samą krawędź kryształu ustawiamy zgodnie z drugim włoskiem i powtarzamy obserwację. W położeniu tem winna zachodzić ciemność. Jeżeli się to nie dzieje, to w pomiarach używamy tylko tego włoska, którego położenie jest poprawne. Sprawdzamy również prostopadłość włosków okularu i zgodność z podziałkami obwodu stolika mikroskopu. Ustawiamy mianowicie obraz jakiejś krawędzi na jeden włos, odczytujemy podziałkę obwodu stolika naprzeciw zera nonjusa i następnie obracamy stół o 90° . W tem drugim położeniu obraz krawędzi winien przystawać do drugiego włoska.

Jeżeli mamy okular Calderona lub okular Bertranda, albo płytkę Bravaisa i dodatkowy analizator w oprawie do nakładania na okular, to możemy jeszcze dokładniej sprawdzić ustawienie pryzmatów Nicola. W pierścień pod stolikiem mikroskopu wstawiamy oprawę z polaryzatorem tak, aby kreska na pierścieniu była zgodna z kreską na oprawie. Wyjmujemy z rury mikroskopu okular zwykły i na jego miejsce wkładamy okular zawierający płytki anizotropne, a więc okular Calderona albo Bertranda i wkładamy nań oprawę z analizatorem ustawiając jego kreskę zgodnie z kreską na kołnierzu mikroskopu. Jeżeli obie połowy pola widzenia w okularze Calderona są oświetlone jednakowo, lub wszystkie cztery wycinki okularu Bertranda okazują jednakową barwę interferencyjną, to polaryzator i analizator są ustawione poprawnie. W przeciwnym przypadku kluczem odpowiednim obracamy jeden z pryzmatów Nicola. Następnie usuwamy polaryzator i wprowadzamy analizator umieszczony w rurze mikroskopu nad obiektywem. Względem okularu Calderona lub Bertranda jest on obecnie polaryzatorem. Jeżeli obie części pola widzenia okularu Calderona lub wszystkie ćwiartki okularu Bertranda są jednakowe, to analizator w rurze mikroskopu jest oprawiony należycie. Jeżeli wymienione części okularów rzeczonych okazują odchylenie odcienia lub barwy, to poprawiamy kluczem ustawienie dolnego analizatora. Gdy w polu widzenia jednego z tych okularów umieścimy kryształ o prostym znikaniu światła zgodnie z granicą płytki Calderona lub ćwiartek okularu Bertranda, to niema różnicy w ich oświetleniu.

Soczewkę Amici'ego i Bertranda badamy otrzymując obraz interferencyjny od płytki kalcytowej ściśle prostopadłej do osi izotropji. Jeżeli soczewka i jej osadzenie jest poprawne, to punkt środkowy obrazu jest zgodny z przecięciem się włosków w okularze.

Zgodność osi obrotu stolika z osią optyczną mikroskopu sprawdzamy nastawieniem jakiegoś punktu w preparacie, np. małego ziarenka, na przecięcie się włosków w okularze i obracaniem stolika. Jeżeli w obrocie stolika obraz ziarenka

nie zmienia miejsca, osi rzeczono są zgodne. Gdy natomiast nie leżą one na jednej prostej, obraz ziarenka *A* rys. 117 zakreśla odwód koła, którego środek *S* jest niezgodny ze środkiem pola widzenia. Obracamy więc stolik dopóty, dopóki ziarenko nie odsunie się jaknajdalej od środka, t. j. od przecięcia się włosków w okularze, czyli dopóki nie znajdzie się w *B*, na drugim końcu średnicy tego koła, które zakreśla z obrotem stolika. Następnie ruchem jednej śrubki posuwamy obraz ziarenka na pół drogi do jednego włoska, a potem ruchem drugiej śrubki na pół drogi do drugiego włoska. Ponieważ robimy to na oko, więc potem sprawdzamy wynik tego przesunięcia, t. j. wprowadzamy obraz ziarenka na przecięcie się włosków okularu i znów obracamy stolik. Jeżeli ustawienie rury mikroskopu jeszcze nie jest poprawne, to zazwyczaj obraz ziarenka zakreśla już koło bardzo małego promienia, co korygujemy obrotami śrubek w ten sam sposób aż do skutku pomyślnego.



Rys. 117.

Z treści §-fu niniejszego widzimy, że poprawne przygotowanie mikroskopu do badań krystałooptycznych między innymi polega na tem, aby cały zbiór jego części i przyrządów dodatkowych był wzajemnie skoordynowany i do niego dobrany. Należy więc dbać o to, aby części mikroskopów różnych nie mieszały się z sobą bezładnie.

§ 74. Zarys historyczny przebiegu odkryć i badań w optyce kryształów. Przygodnie, w kilku miejscach książki niniejszej, podano wzmianki o czasie odkrycia niektórych zjawisk i o badaczach, autorach tych odkryć. Znajomość bowiem każdej dziedziny naukowej nabiera życia, wdzięku i zaciekawienia istotnego, gdy wiążemy ją z osobami zasłużonemi oraz gdy znamy drogę, na jakiej powstały odkrycia tych osób i kolej, w jakiej dokonywano spostrzeżeń i dociekań. Najwłaściwszym więc zakończeniem tego podręcznika jest krótki przegląd chronologiczny głównych zdobyczy naukowych w dziedzinie omawianej.

Początki dziejów optyki ogólnej kryją się w mrokach starożytności. Jeszcze przed Arystotelesem, Euklidesem i Ptolomeu-

szem posługiwano się zwierciadłami płaskimi i krzywymi. W stuleciu trzynastym już robiono doświadczenia z załamaniem światła w odcinkach szklanej kuli i znano użycie okularów, a stulecie siedemnaste już posługiwało się lunetą i mikroskopem.

W tem stuleciu, mianowicie w roku 1621-szym, Snell¹⁾ ściśle sformułował prawo refrakcji, to jest stałość współczynnika załamania, w postaci wyrazu $N = \text{Csc } r : \text{Csc } i$. Obecną definicję współczynnika załamania $N = \text{Sin } i : \text{Sin } r$ podał Descartes²⁾ w roku 1637-mym.

W owej dobie panował zwyczaj nadawania nazwiskom rodowym postaci łacińskiej. W pismach swych Snell nazywał siebie Snelliusem, Descartes Cartesiussem. Stąd więc do dziś rzeczzone prawo refrakcji wiele osób nazywa prawem Snelliusza i Kartezjusza.

Pierwsze spostrzeżenia załamania i dyspersji w pryzmatach oraz interpretacje barw tęczy w roku 1648-mym były dziełem Marciego³⁾. Dalszych badań dyspersji i pierwszych spostrzeżeń interferencji i dyfrakcji dokonał Grimaldi⁴⁾. Był to rok 1665-ty, kiedy podał on dowody doświadczalne, że od spotkania się kilku promieni świetlnych powstaje ciemność, czyli »światło światłem się gasi«. Grimaldi, a także Hooke⁵⁾ podali pierwsze zarysy idei

¹⁾ Willebrord Snell urodzony w Leydzie roku 1591-go zmarł w swem mieście rodzinnym 30-go października roku 1626-go. Po ojcu Rudolfie (1546-1613) objął katedrę matematyki. Między innymi mierzył wielkość kuli ziemskiej.

²⁾ René Descartes (Des Cartes) urodził się w La Haye w departamencie Indre et Loire dnia 31-go marca roku 1596-go, a zmarł w Sztokholmie dnia 11-go lutego roku 1650-go. W latach 1617-1621 był w wojsku, lata od roku 1621-go do 1628-go spędził w podróży, w roku 1628-mym i 1629-ym znów był w wojsku. Mieszkał głównie w Holandji. Począł ogłaszać drukiem swe dzieła dopiero w roku 1637-mym. Odnowiciel filozofji. Twórca geometrii analitycznej. Potężny myśliciel epokowego znaczenia.

³⁾ Johannes Marcus Marci von Kronland urodził się w Lanškrounie w Czechach dnia 13-go czerwca roku 1595-go, zmarł w Pradze dnia 30-go grudnia roku 1667-go. Od roku 1620-go był lekarzem miejskim i profesorem uniwersytetu w Pradze. Od roku 1658-go był lekarzem nadwornym Ferdynanda III-ciego. Ostatnie lata życia spędził w zakonie jezuitów. Oprócz medycyny był doskonałym znawcą geometrii i astronomii, uprawiał ponadto alchemię i znał gruntownie liczne języki starożytne i współczesne.

⁴⁾ Francesco Maria Grimaldi urodzony dnia 2-go kwietnia roku 1618-go w Bolonii, jezuita, zmarł 28-go grudnia roku 1663-go w mieście rodzinnym.

⁵⁾ Robert Hooke urodzony we Freshwater na wyspie Wight dnia 18-go lipca roku 1635-tego zgasł w Londynie dnia 3-go marca roku 1703-go. W roku 1655-ym został asystentem Roberta Boyle'a, w roku 1662-gim kustoszem pracowni fizycznej w Royal Society, w roku 1663-cim powołano go na członka tej akademii. Od roku 1665-tego był profesorem geometrii w kolegium Greshama w Londynie. Bystry obserwator, pomysłowy eksperymentator, swarliwy polemista.

o świetle jako o drganiu falistym i przypuszczenia, że są to drgania poprzeczne.

Nieco później działał w tej dziedzinie Newton¹⁾. Badał on istotę światła białego i widma, poznał związek barwy światła z jego większym lub mniejszym załamaniem, dokonywał spostrzeżeń dyfrakcji, wyczerpująco zbadał pierścienie interferencyjne do dziś zwane jego nazwiskiem. Wielki ten uczony, twórca epokowego znaczenia i wpływu w matematyce, w fizyce, w mechanice i w astronomii, był zwolennikiem hipotezy emisyjnej czyli emanacyjnej. Istotę światła wyjaśniał on przypuszczeniem, że ciała świecące wysyłają niezmiernie drobne cząstki nieważkiej substancji świetlnej, które padając na siatkówkę oka powodują wrażenie światła. Wielka powaga tego potężnego umysłu sprawiła, że współczesni i następcy ogólnie poszli za hipotezą emanacji i o całe stulecie opóźnili przyjęcie hipotezy undulacyjnej czyli falowej. Ta zaś właśnie hipoteza okazała się całkowicie skuteczna w interpretacji naukowej zjawisk świetlnych.

Wszystkie te badania ściągały się do ciał optycznie równokierunkowych. Anizotropii optycznej nie znano jeszcze wtedy.

Optyka kryształów rozpoczyna się odkryciem podwójnego załamania światła. Stało się to roku 1669-tego.

Z Islandji, ze słynnej do dziś pieczary w Helgustadir nad Es-kifjordem, przywieziono wtedy do Kopenhagi okazy kalcytu. Jeden z profesorów uniwersytetu w Kopenhadze Berthelsen²⁾ zbadał je i opisał ich własności. Odkrył on ich łupliwość, stwierdził mianowicie, że łupią się one równoległymi płaszczyznami, które tworzą romboedr o kątach niezmiennych. Zarazem spostrzegł on, że minerał badany przezeń różni się własnościami optycznymi od innych ciał bezbarwnych i przezroczystych, znanych w owe czasy. Berthelsen stwierdził, że oprócz promienia,

¹⁾ Sir Isaac Newton urodzony dnia 5-go stycznia roku 1643-go w Woolsthorpe w hrabstwie Lincoln, profesor uniwersytetu w Cambridge, od roku 1671-go członek akademii zwanej Royal Society w Londynie, zmarł 31-szego marca roku 1727-go.

²⁾ Erasmus Berthelsen urodził się 13-go sierpnia roku 1625-go w Roeskilde w Danii. W latach od 1646-go do 1656-go był profesorem matematyki i fizyki w Uniwersytecie w Kopenhadze, w roku 1657-mym objął katedrę medycyny, niezadługo jednak porzucił ją, poczem oddał się naukom prawniczym i jursprudenckim. Zmarł w roku 1698-mym jako sędzia najwyższego trybunału duńskiego.

podlegającego znanemu prawu refrakcji, w kalcycie powstaje promień drugi, który odchyła się od pionu nawet w przypadku prostopadłego padania, ale pozostaje na płaszczyźnie przechodzącej przez dwie krawędzie romboedru. Podczas obracania kryształu kalcytowego obraz powstały od tego promienia zakreśla okrąg około obrazu nieruchomego.

W zbiorach uniwersytetu kopenhaskiego do dziś leżą wspańnię, wielkie, prawie do trzech kilogramów dochodzące, nieskazitelne odlupki kalcytu, te same, które były w rękach Berthelsena, otoczone pełną czci pieczołowitością.

Rozprawa Berthelsena o własnościach kalcytu¹⁾ jest zaczątkiem nie tylko optyki kryształów lecz również od niej zaczyna się krystalografia fizyczna wogóle, tak samo jak zawiązkiem geometrii kryształów jest rozprawa Stensena²⁾ o wielkim programie badań geologicznych i mineralogicznych oraz o prawie kątów stałych, wydana tego samego roku³⁾.

We dwadzieścia lat po rozprawie Berthelsena w r. 1690-tym ujrzał światło dzienne «traktat o świetle»⁴⁾ Huyghensa⁵⁾. Huyghens ułożył go jeszcze w roku 1678-mym i odczytywał oraz udzielił w odpisach swym kolegom, członkom akademii paryskiej,

¹⁾ *Erasmi Bartholini Experimenta Crystalli Islandici Disdiacastici Quibus mira ei insolita Refractio detegitur. Anno 1669. Hafniae, Sumptibus Danielis Paulli Reg. Bibl.*

²⁾ Niels Stensen urodził się w Kopenhadze roku 1638-mego. Studjował w uniwersytecie miasta rodzinnego i przyjaźnił się z Berthelsenem. Potem przeniósł się do Holandji, gdzie dokonał wielu odkryć w anatomii i fizjologii. W roku 1665-tym zamieszkał we Florencji jako lekarz nadworny Ferdynanda II-go. Badanie zębów kopalnych zwierząt wygasłych pociągnęło go do badania ciał stałych znajdujących się w powłocie ziemskiej. Zmarł w Szwerynie w roku 1686-stym jako biskup duńskich i północnoniemieckich parafii katolickich.

³⁾ *Nicolai Stenonis De solido intra solidum naturaliter contento dissertationis prodromus. Ad Serenissimum Ferdinandum II. Magnum Etruriae Ducem. Florentiae. Ex Typographia sub signo Stellae MDCLXIX. Superiorum Permissu.*

⁴⁾ *Traité de la lumière. Où sont expliquées Les causes de ce qui lui arrive Dans la Reflexion, et dans la Refraction. Et particulièrement Dans l'étrange Refraction du cristal d'Islande. Par Christian Huyghens de Zuilichem. Avec un Discours de la Cause De La Pesanteur. A Leide, chez Pierre van der Aa, Marchand Libraire. MDCXC.*

⁵⁾ Christian Huyghens urodzony w Hadze roku 1629-go, zmarł w mieście rodzinnem w roku 1695-tym. Wielki astronom i fizyk holenderski, odkrywca pierścieni Saturna, twórca zegara wahadłowego i teorii undulacyjnej. Po długich podróżach po Francji, Anglii i Niemczech od roku 1666-go do 1681-szego mieszkał w Paryżu, gdzie był członkiem akademii, poczem powrócił do miasta rodzinnego, gdzie pozostawał do zgonu.

zwlekał jednak z drukowaniem. Nasamprzód nosił się z zamiarem wydania traktatu po łacinie. Potem zamierzał włączyć go do obszerniejszego dzieła o swych innych badaniach. Wreszcie, gdy go inne sprawy i badania dalsze coraz od tego odwodziły, zaniechał zwleknięcia i podał do druku traktat rzeczony w postaci pierwotnej, aby, jak sam pisze o tem, rzecz nie popadła w zapomnienie.

Huyghens znacznie uzupełnił spostrzeżenia Berthelsena. Zbadał on daleko dokładniej załamanie podwójne w kalcycie i dobrał do tego zjawiska interpretację tak skuteczną a tak wyczerpującą, że do dziś pozostała ona w mocy. Berthelsen stwierdził, że przeszedłszy przez kalcyt promień światła rozdziela się na dwa promienie równego natężenia. Huyghens wykrył zachowanie się tych promieni odmienne od właściwości światła zwykłego. Gdy pochodzące z dowolnego źródła światło puścił on prostopadle na ścianę kalcytowego odlupka romboedrycznego i obracał go około prostej doń prostopadłej, to za Berthelsenem stwierdził w obu promieniach wychodzących z kalcytu niezmiennione natężenie światła. Ale gdy na drodze jednego z tych promieni umieścił drugi odlupek kalcytu, to spostrzegł, że promień ten również się rozdwaja na dwa promienie, w których jednak natężenie światła nie jest już równe. Obracając drugi odlupek kalcytu Huyghens ustalił, że jeden z tych promieni jest najjaśniejszy w tem położeniu, w którym drugi zanika całkowicie. Dwa te położenia są sobie prostopadłe.

Oprócz szczegółowych i wyczerpujących spostrzeżeń nad podwójnym załamaniem światła w kalcycie Huyghens podał zasady teorii falowej jako interpretacji istoty światła, skonstruował dwupowłokową powierzchnię prędkości promieni w kalcycie i opracował użycie jej do wyjaśnienia biegu promieni załamanych w sposób jaki przytoczyliśmy w §-cie 37-mym.

Huyghensowska konstrukcja fali płaskiej oraz jej odbicia i załamania pozostała do dziś niezmienna.

Powagą Newtona ujęci spólcześni i następcy nie uznawali słusznych poglądów Huyghensa. W końcu wieku siedemnastego i przez całe stulecie ośmnaste badania optyczne odnosiły się do

zwierciadel i soczewek, do aberacji, fotometrii, fotochemii, spostrzeżenia natomiast Berthelsena i Huyghensa w tym czasie nie pociągnęły nikogo do dalszych doświadczeń nad ciałami podwójnie załamującymi światło i dociekań nad odmienną od newtonowskiej interpretacją istoty światła. Wreszcie około roku 1750-go Euler¹⁾ podniósł zarzuty przeciw hipotezie emisyjnej, zebrał dowody przemawiające za teorią undulacyjną, rozwijał ją i między innymi barwę światła tłumaczył okresem fali.

Ale dopiero w roku 1807-mym Young²⁾ dowiódł zgodności teorii falistej ze zjawiskami optycznymi, ogłosiwszy nader zręcznie i przekonująco obmyślane i wykonane doświadczenia interferencji i dyfrakcji. Zarazem udowodnił on poprzeczność świetlnych drgań falistych i podał zasadę obliczania długości fal świetlnych.

Po długim zastoju początek wieku dziewiętnastego był dobą główną i rozkwitem odkryć w dziedzinie optyki ciał krystalicznych. A więc w roku 1808-mym Malus³⁾ odkrył polaryzację odbiciem. Spostrzegł on, że w dwu promieniach wychodzących z kalcytu natężenie światła zmienia się po ich odbiciu od płyty szklanej, z czego wywnioskował, że światło polaryzuje się zarówno odbiciem jak załamaniem podwójnym. Malus stwierdził dalej, że polaryzacja jest najwyraźniejsza wtedy, gdy kąt padania

¹⁾ Leonhard Euler urodzony w Bazylei dnia 15-go kwietnia roku 1707-go zmarł w Petersburgu dnia 18-go września w roku 1783-cim. Prócz matematyki, którą uprawiał przez całe życie, w młodości studiował teologię i języki wschodnie. W dwudziestym roku życia po otrzymaniu nagrody za rozprawy matematyczne od akademii paryskiej powołano go na adjunkta akademii do Petersburga. Czas pewien był oficerem marynarki rosyjskiej, poczem obrany członkiem akademii petersburskiej był w niej do roku 1740-go. W latach 1740–1766 był dyrektorem klasy matematycznej w akademii berlińskiej, w roku 1766-stym ponownie powołany do Petersburga był tam członkiem akademii do zgonu. Matematyk, astronom i fizyk doniosłej i różnorodnej działalności.

²⁾ Thomas Young urodził się w Milverton w hrabstwie Somersetshire dnia 13-go czerwca roku 1773-ciego, umarł w Londynie dnia 10-go maja w roku 1829-tym. Studja odbywał w Bristolu i w Compton. W roku 1791-szym rozpoczął ogłaszanie rozpraw z filologii klasycznej, poczem w Londynie studiował medycynę. Czas krótki zajmował katedrę matematyki w Royal Institution. Opuścił ją w roku 1804-tym. Oprócz doniosłych rozpraw fizycznych ogłaszał cenione przez znawców dzieła o papyrusach i o egipskim piśmie hieroglifowym.

³⁾ Etienne Malus urodził się 23-go czerwca roku 1775-tego w Paryżu, wstąpił do wojska w roku 1796-stym, od roku 1809-go był podpułkownikiem i egzaminatorem w paryskiej szkole politechnicznej. Zmarł w Paryżu 23-go lutego roku 1812-go.

światła na szkło wynosi około 55° i kąt ten nazwał kątem polaryzacji szkła. Spostrzeżenia dalsze przekonały go, że światło polaryzuje się odbiciem od każdego ciała przezroczystego i że każdemu z nich jest właściwy inny kąt polaryzacji.

Brewster¹⁾ udowodnił, że zupełna polaryzacja odbiciem zachodzi wtedy, gdy tyczna kąta padania jest równa spółczynniki załamania, a więc gdy promień załamany tworzy kąt prosty z promieniem odbitym.

Na tej zasadzie Nörrenberg²⁾ zbudował zwierciadlany przyrząd polaryzacyjny. Pierwotnie jednak jako polaryzatorem i analizatorem posługiwano się przeważnie dwiema płytkami ciemnobarwnego turmalinu. Biot³⁾ bowiem w tym czasie odkrył jego własność pochłaniania zupełnego fali zwyczajnej. Dość gruba płytka turmalinowa równoległa do osi głównej przepuszcza tylko światło polaryzowane na azymucie zgodnym z tą osią. Nicol⁴⁾ dopiero w roku 1828-mym ogłosił opis obmyślnego i wykonanego przez siebie przyrządu polaryzującego światła. Są jednak dowody, że już przed nim i niezależnie od niego Nörrenberg skonstruował przyrząd podobny i używał go jako analizatora.

Działalność twórcza czterech badaczy tej doby głównie sprawiła szybki rozwój optyki ciał krystalicznych. Badania miano-

¹⁾ David Brewster urodzony 11-go grudnia roku 1781-szego w Sedburgh w Szkocji pierwotnie był aptekarzem, później adwokatem, wreszcie długi czas profesorem fizyki w uniwersytecie St. Andrews, potem w uniwersytecie w Edynburgu. Zmarł 10-go lutego roku 1868-mego w swej posiadłości Allerby pod Melrose w hrabstwie Roxburghshire w Szkocji. Pracował w wielu gałęziach fizyki. Był autorem bardzo wielu rozpraw badawczych, a także pisał dzieła z historii matematyki i fizyki, z których najważniejsze o Newtonie, o Galileuszu, o Tychońie de Brahe i o Keplerze.

²⁾ Johann Gottlob Christian Nörrenberg urodził się 11-go sierpnia 1787-mego roku w Pustenbach w Prusach nadreńskich. Początkowo był uczniem kupieckim, potem geometrą, geodetą i oficerem sztabu generalnego, w latach 1823–1833 był profesorem matematyki i fizyki w szkole wojskowej w Darmstadtzie, od roku 1833-go do 1851-szego był profesorem fizyki w uniwersytecie w Tybindze. Badacz pracowity i twórczy lecz tak skromny, że nie publikował swych odkryć lecz przeważnie opowiadał je i pokazywał przyjaciółom i kolegom. Zmarł w Sztutgardzie dnia 20-go lipca roku 1862-giego.

³⁾ Jean Baptiste Biot urodził się 21-go kwietnia roku 1774-go w Paryżu, od roku 1806-go był profesorem fizyki w Collège de France, zmarł w Paryżu dnia 3-go lutego roku 1862-go.

⁴⁾ William Nicol profesor fizyki w Edynburgu, urodził się w tem mieście roku 1768-go i zmarł tam w roku 1851-szym.

wicie Arago, Brewstera, Biota i Fresnela wzniosły prawie cały gmach tej pięknej nauki w jej głównych i najważniejszych zarysach w ciągu pierwszego trzydziestolecia wieku dziewiętnastego. Pracownicy i utalentowani ci badacze niemal codziennie stawali się odkrywcami nowych zdobyczy naukowych.

Tak więc w roku 1811-stym Arago¹⁾ odkrył światłem polaryzowanym wywołaną barwę interferencyjną cienkich płytek minerałów doskonale łupliwych, moskowitu i selenitu. W roku 1812-stym Biot wyczerpująco zbadał je i opisał. Young wyjaśnił je interferencją, ale wyjaśnienie jego było niedokładne, wtedy bowiem nie rozwiązano jeszcze należycie zagadnienia o interferencji światła polaryzowanego. Dopiero Fresnel sprawę tę wyświetlił ściśle i wyczerpująco.

Tegoż roku 1812-go Biot otrzymał obrazy interferencyjne kalcytu i kwarcu oraz stwierdził, że barwa interferencyjna ich pierścieni zależy od nachylenia promieni do osi izotropji, a średnica pierścieni od grubości płytki.

W tym samym roku Biot odkrył dwuosiowość optyczną moskowitu. W roku 1813-stym Brewster rozpoznał tę samą właściwość w topazie, a w roku 1814-stym ogłosił pierwszy dokładny rysunek jakościowy obrazu interferencyjnego kryształów optycznie dwuosiowych.

Roku 1815-go w kryształach kwarcu i berylu Biot zauważył odmienny kierunek polaryzacji fal załamanych. Pierwiastkowo odróżnił on, jak się wyrażał, »polarisation quartzeuse« i »polarisation beryllée«. Później, ustaliwszy, że w jednych kryształach optycznie jednoosiowych promień nadzwyczajny jest załamany więcej, w innych mniej od zwyczajnego, nazywał je »repulsywnymi« i »atrakcyjnymi«. Na miejsce tych nazw Brewster wprowadził termin kryształów optycznie dodatnich i odjemnych, co się stale przyjęło.

¹⁾ Dominique François Jean Arago urodził się dnia 26-go lutego roku 1786-tego w Estagel pod Perpignan. Był astronomem Bureau des longitudes paryskiego obserwatorium astronomicznego, profesorem analizy, geodezji i arytmetyki socjalnej w École polytechnique w Paryżu, od roku 1809-go był członkiem francuskiej akademii nauk, w roku 1848-ym członkiem francuskiego rządu tymczasowego, zmarł dnia 2-go października roku 1853-ciego w Paryżu.

Niezaadługo Biot odróżnił również dodatne i odjemne kryształy optycznie dwuosiowe i zaznaczył, że różnica ta zatracza się w tych kryształach, w których osi optyczne są sobie prostopadłe.

W badaniach tych Biot i Brewster używali kompensacji załamania podwójnego, mianowicie wywoływali zmianę odległości pierścieni w obrazach interferencyjnych pomocniczą płytką kwarcu albo cyrkonu lub blaszką odlupaną selenitu. Spółczesny badaczom omawianym fizyk Babinet¹⁾ kompensatorem swego pomysłu dał możność ilościowego wymierzania dwójłomności. Babinet godzien jest ponadto wspomnienia jako ten, który gonjometr refleksyjny Wollastona z kołem pionowym przerobił na gonjometr poziomy oraz opatrzył go kolimatorem i lunetą. Babinet był umysłem twórczym i oryginalnym. Świadczy o tem okoliczność, że już na schyłku drugiego dziesięciolecia wieku dziewiętnastego twierdził on, że jedyną jednostką niezmienną i niezależną od »rewolucyj w naturze« jest długość fali świetlnej.

Brewster pierwszy zauważył związek własności optycznych z geometrią kryształów. Zaznaczył on mianowicie, że kryształy są trzech rodzajów. Jedne nie załamują podwójnie światła, drugie załamują podwójnie, ale jest w nich jeden tylko kierunek, w którym niema załamania podwójnego. Trzeciego wreszcie rodzaju kryształy podwójnie załamujące okazują dwa kierunki bez załamania podwójnego. Zarazem zwrócił on uwagę na to, że ten podział kryształów jest zgodny z ich podziałem według postaci, który w tym czasie w zarysach ogólnych podał mineralog wiedeński Fr. Mohs.

Brewster wreszcie odkrył podwójne załamanie światła w szkle okształconem i pleochroizm barwnych ciał różnokierunkowych. On również był pierwszym obserwatorem tych zjawisk podwójnego załamania światła w boracynie, w djamacie i w granatach, którym później nadano nazwę anomalij optycznych, zanim Mallard nie wyjaśnił ich istoty właściwej. Co się jednak

¹⁾ Jaques Babinet urodzony dnia 5-go marca roku 1794-go w Lusignen w departamencie Vienne, profesor fizyki w Collège Luis-le-Grand w Paryżu, od r. 1838-go w Collège de France i w Sorbonie, członek akademii, zmarł dnia 21-go października roku 1872-go.

tyczy pleochroizmu, to owa, jak ją pierwotnie nazywano, »absorbacja selekcyjna« nie zwróciła na siebie należytej uwagi. Dokładnie zbadał ją dopiero Haidinger¹⁾ w roku 1845-tym.

Do roku 1815-go optyka kryształów rozwijała się empirycznie. Mnożyły się odkrycia, gromadzono obfite zasoby spostrzeżeń, doskonalono pomiary, ale nie było ich teoretycznego ujęcia. Rozpoczęło się ono od roku 1815-go pracami Fresnela²⁾. Genjalną intuicją i nadzwyczajną pracowitością obdarzony (»inventeur infatigable« jak go Biot nazywał) badacz ten dokonał dzieła wiekopomnego, w ciągu krótkiego, zaledwie trzydziestodwuletniego życia. Opracował on interferencję i dyfrakcję (1815-1818), interferencję światła polaryzowanego (1816), eksperymentalnie i teoretycznie zbadał polaryzację kołową i eliptyczną, stworzył teorię załamania podwójnego wprowadzeniem powierzchni pomocniczej (elipsoidy sprężystości optycznej) i swą regułą wiekopomną stworzył dwupowłokową powierzchnię prędkości promieni, tłumacząc zachowanie się optyczne kryształów dwuosiowych, której przypadkiem szczegółowym okazała się powierzchnia huyghensowska.

Na dobę tych znakomitych odkryć w dziedzinie optyki kryształów przypadają również wiekopomne prace Fraunhofera³⁾. On był pierwszym dokładnym i szczegółowym badaczem ciemnych smug w widmie słońca, które Wollaston odkrył w roku 1802-gim. Aczkolwiek rozległe i różnorodne badania Fraunhofera są to sprawy optyki ogólnej, ale wspominamy go z tego powodu, że jego pomysłem jest sposób pomiaru współczynnika załamania wymierzaniem kąta najmniejszego odchylenia.

¹⁾ Wilhelm Haidinger urodzony 5-go lutego roku 1795-tego w Wiedniu, uczeń F. Mohsa, radca sekcyjny w ministerjum rolnictwa, później dyrektor austriackiego instytutu geologicznego, zmarł w dniu 19-stym marca roku 1871-go.

²⁾ Augustin Jean Fresnel urodził się dnia 10-go maja roku 1788-go w Broglie w departamencie Eure, zmarł w dniu 14-stym lipca w roku 1827-mym w Ville d'Avray pod Paryżem. Był inżynierem naczelnym dróg i mostów w Paryżu.

³⁾ Joseph Fraunhofer urodzony dnia 6-go marca roku 1787-go w Straubing w Bawarii w roku 1799-tym wstąpił na naukę do pracowni szlifjerskiej i wyrobu luster, w roku 1807-mym przyjęty jako współpracownik matematyczno-mechanicznego instytutu Reichenbacha i Utzschneidera w roku 1809-tym został jego współwłaścicielem. Od roku 1823-go członek akademii monachijskiej, oraz profesor i kustosz gabinetu fizycznego akademii, zmarł 7-go czerwca roku 1826-tego.

W roku 1826-stym Mitscherlich¹⁾ odkrył zmiany własności optycznych w kryształach selenitu od zmian temperatury i wymierzył je dokładnie.

W czwartym dziesięcioleciu wieku dziewiętnastego, mianowicie w roku 1832-gim, Hamilton²⁾ ogłosił wywody teoretyczne o konieczności istnienia refrakcji konicznej, a Lloyd³⁾ obmyślił i wykonał doświadczenia odpowiednie, które okazały, iż rzeczywiście w ciałach optycznie dwuosiowych (pierwotnie w aragonicie) załamanie stożkowe zachodzi zgodnie z przewidywaniami Hamiltona.

W tym samym czasie, a nawet nieco wcześniej, bo w roku 1831-szym, Nörrenberg pokazywał przyjaciółom obraz interferencyjny kryształów boraksu i zwracał ich uwagę na to, że układ barw w tym obrazie nie jest symetryczny względem dwu płaszczyzn wzajemnie do siebie prostopadłych, że mianowicie płaszczyzny osi optycznych w świetle różnej barwy się przecinają. W rok później niezależnie od Nörrenberga Herschel⁴⁾ dokonał tego samego spostrzeżenia w kryształach boraksu. W roku 1834-tym Nörrenberg pokazał Neumannowi⁵⁾ obraz interferencyjny selenitu, w którym osi optyczne leżą na jednej płaszczyźnie w świetle różnej barwy, ale obraz ten jest symetryczny tylko

¹⁾ Eilhard Mitscherlich urodzony w Neuende pod Jever we Fryzji wschodniej dnia 7-go stycznia roku 1794-go zmarł w Schönebergu pod Berlinem dnia 28-go sierpnia roku 1863-ciego. Uczeń Berzeliusa, następca Klaprotha na katedrze chemii w uniwersytecie berlińskim, odkrywca polimorfizmu, twórca nauki o izomorfizmie. Znałca języków wschodnich.

²⁾ Sir William Rowan Hamilton urodził się w Dublinie dnia 4-go sierpnia roku 1805-go, zmarł w Dunsink pod Dublinem dnia 2-go września roku 1865-tego. Twórca rachunku kwaternionowego. Był profesorem astronomii w Dublinie.

³⁾ Humprey Lloyd urodzony roku 1800-go zmarł w roku 1881-szym w Dublinie. Był profesorem fizyki w kolegium świętej Trójcy i dyrektorem obserwatorium magnetycznego.

⁴⁾ Sir John Frederik William Herschel urodzony w Slough pod Windsorem dnia 7-go marca roku 1792-go zmarł w Collingwood dnia 12-go maja roku 1871-szego. Właściciel ziemski. W latach 1850-1855 był dyrektorem mennicy w Londynie.

⁵⁾ Franz Ernst Neumann urodzony 11-go września roku 1798-go w Joachimsthalu w Brandenburgii, w roku 1815-stym wstąpił do wojska jako ochotnik, po wojnie studjował w uniwersytecie berlińskim teologię, potem w Jenie i w Berlinie matematykę i nauki przyrodnicze, szczególnie mineralogię, uczeń Weissa, w roku 1826-stym powołany do uniwersytetu w Królewcu jako profesor fizyki i mineralogii był nim tam aż do zgonu, w dniu 23-cim maja roku 1895-go. Twórca niemieckiej szkoły fizyków teoretycznych.

względem linii podłużnej, części jego bowiem różnobarwne są przesunięte wzdłuż tej linii. Wreszcie roku 1834-tego w adularze Neumann znalazł trzeci rodzaj obrazu interferencyjnego, mianowicie obraz taki, w którym płaszczyzny osi optycznych w świetle różnej barwy są sobie równoległe. Zarazem badając obrazy interferencyjne trójskośnych kryształów kwasu gronowego i bursztynianu amonowego doszedł on do przekonania o ich zupełnej asymetryczności w świetle mieszanem, czyli w tak zwanem świetle białem.

Obserwacje przytoczone przed chwilą Neumann ocenił i ujął należycie w ścisły związek z symetrycznością kryształu. Uznał on, że ze zmianą rodzaju światła powierzchnia Fresnela zmienia nie tylko postać ale i położenie, o ile to nie jest sprzeczne z rodzajem symetryczności ośrodka. Orzekł on, że w kryształach rombów jest możliwa tylko zmiana kształtu powierzchni Fresnela, ale położenie jej jest niezmiennie; że w kryształach jednoskośnych położenie powierzchni Fresnela jest zmienne z zachowaniem jednej płaszczyzny wspólnej w całym widmie, która jest zgodna z płaszczyzną dzielącą te kryształy na dwie części symetryczne, wyjaśnił należycie i nazwami do dziś używanymi opatrzył trzy rodzaje dyspersji jednoskośnej oraz uzasadnił asymetryczność dyspersji w kryształach trójskośnych. Zarazem Neumann, zarówno bystry obserwator jak teoretyk utalentowany, pierwszy ujął to wszystko w układ systematyczny, stąd więc mamy go za twórcę pojęcia i systemu optyki kryształów.

Dotychczas przedstawiliśmy pokrótce dzieje odkryć w dziedzinie zjawisk światła polaryzowanego prostoliniowo. Pozostaje zatem historia badań tych ciał, którym jest właściwe odchylenie azymutu polaryzacji.

W roku 1811-stym wiedzano już, że płytka kryształu heksagonalnego prostopadła do osi głównej jest ciemna pomiędzy skrzyżowanym polaryzatorem i analizatorem. Niemalę więc zaciekawienie wzbudziło dokonane tego roku odkrycie Arago, że w tych warunkach płytki kwarcowe są jasne, o ile grubość ich jest dość znaczna. W §-fie 40-stym przytoczyliśmy streszczenie jego obserwacji oraz wyniki badań Biota, który w latach 1812-1819

nader szczegółowo badał zjawisko odkryte przez Arago. W roku 1821-szym Herschel zajął się tą sprawą nader szczegółowo i starannie, szukając wyjaśnienia, dla czego jedne kryształy kwarcu odchylają azymut polaryzacji na prawo a drugie na lewo. Zbadał on bardzo wielką liczbę kryształów tego minerału i ustalił podaną w §-fie 40-stym zależność pomiędzy kierunkiem odchylenia rzeczzonego, a postacią kryształów, która też jest prawa albo lewa. Fresnel uzasadnił teoretycznie zjawisko omawiane polaryzacją kołową i eliptyczną, a również znacznie posunął naprzód sprawę urozmaiconemi i nader pomysłowemi spostrzeżeniami. Między innemi równoległością kwarcowemu z trzech pryzmatów odpowiednio skonstruowanym rozdzielił on dwie fale kołowo polaryzowane, prawą i lewą, wychodzące z kwarcu w kierunku jego osi izotropji. W roku 1831-szym Airy¹⁾ rozpoczął wyczerpujące studia doświadczalne i teoretyczne nad obrazami interferencyjnymi kwarcu i między innemi odkrył on owe obrazy spiralne, słynne pod jego nazwiskiem, oraz uzasadnił je obliczeniami. Jego wywody analityczne Neumann snuł dalej skutecznie i owocnie.

W miarę postępu badań i ogarniania niemi coraz większej liczby ciał, oprócz kwarcu poznano inne jeszcze ciała skręcające płaszczyznę polaryzacji, lecz wszystkie one były jednoosiowe optycznie. Dopiero w roku 1854-tym Marbach²⁾ odkrył odchylenie azymutu polaryzacji kryształami regularnymi, mianowicie kryształami chlorzanu i bromianu sodowego oraz occianu uranilowosodowego. Kryształy tych ciał, tak samo jak kwarcu, są enantjomorfne, należą mianowicie do rodzaju dwunastościanów tetraedrycznie pentagonalnych $S(3'2'3')$.

W roku 1869-tym E. Reusch ogłosił doświadczenie z obmy-

¹⁾ George Bidell Airy urodził się dnia 27-go lipca roku 1801-szego w Alnwick w Northumberlandzie. Od roku 1827-go był profesorem matematyki, a od 1828-go astronomji i fizyki w uniwersytecie w Cambridge. W roku 1836-stym został dyrektorem obserwatorium astronomicznego w Greenwich. W roku 1881-szym z tego stanowiska usunął się w zacisze domowe i zgał w Londynie dnia 4-go stycznia roku 1892-go.

²⁾ Christian August Hermann Marbach urodzony dnia 11-tego kwietnia roku 1817-go w Jauer na Śląsku, w roku 1855-tym docent prywatny, w roku 1861-szym profesor nadzwyczajny w uniwersytecie we Wrocławiu zmarł tam 24-go kwietnia roku 1873-ciego.

slonymi przez się pakiecikami moskowitzowymi, czem dodał ciekawą i oryginalny argument do tego, że warunkiem odchylenia azymutu polaryzacji jest śrubowy ustrój ośrodka.

W roku 1836-stym na tle rozważań teoretycznych Mac Cul-lagh¹⁾ doszedł do przekonania o możliwości polaryzacji kołowej i eliptycznej w kryształach optycznie dwuosiowych. Udowodnił on niesprzeczność założenia o rozkładaniu się fali polaryzowanej linjowo na dwie fale o drganiach eliptycznych w dowolnym kierunku kryształu optycznie dwuosiowego i o stawaniu się tych drgań drganiami kołowymi w kierunkach osi optycznych. Zdaniem jego w płytkach ciał odpowiednich, wyszlifowanych prostopadłe do jednej z osi optycznych, należało się spodziewać zjawisk analogicznych do tych, które zachodzą w płytkach ciał jednoosiowych kołowo polaryzujących. Jednak trudności natury doświadczalnej sprawiły, że do roku 1901-szego te spostrzeżenia nie udawały się nikomu. Dopiero w roku rzeczonym H. C. Pocklington nasamprzód udowodnił teoretycznie, że odchylenie azymutu polaryzacji w ciele optycznie dwuosiowym możemy dostrzec w świetle zbieżnym, że mianowicie smuga ciemna we środku obrazu interferencyjnego pojawi się po obrocie analizatora. Następnie słuszności swych przewidywań dowiódł on doświadczeniami nasamprzód w kryształach cukru trzcinowego, później soli Seignette'a (czterowodnego winianu sodowo-potasowego). W roku 1904-tym H. Dufet sprawdził wyniki Pocklingtona spostrzeżeniami obrazów interferencyjnych w płytkach prostopadłych do jednej osi optycznej kryształów amonowego analogonu soli Seignette'a, siedmiowodnego siarczynu magnezowego, dwuwodnego fosforzanu jednosodowego i *d*-metylowego α -glikozydu.

Od Herschla było wiadomo, że enantjomorfja jest warunkiem koniecznym, aby kryształowi było przyrodzone skręcanie płaszczyzny polaryzacji. Później okazało się jednak, że jest to wa-

¹⁾ James Mac Cullagh urodził się pod Strabane w Irlandji roku 1800-tnego zmarł w październiku roku 1847-go. Członek irlandzkiej akademii królewskiej. W kolegium świętej Trójcy w Dublinie był profesorem matematyki od roku 1832-go do roku 1843-ciego.

runek konieczny, ale nie jedyny. Zarówno bowiem pośród ciał regularnie się krystalizujących (azocian baru, azocian ołowiu), jak optycznie jednoosiowych (dwutjonian rubidu) i dwuosiowych (mrówczan strontu) odkryto ciała enantjomorfne nie okazujące własności omawianej. Wypada przeto upatrywać związku polaryzacji kołowej i eliptycznej z sieciowym ustrojem kryształów. Rodzajów symetryczności jest trzydzieści dwa. Rodzajów sieci przestrzennej jest dwieście trzydzieści. W granicach więc każdego rodzaju enantjomorfne są liczne ustroje różne. Te, które zawierają jeden tylko tryb śrubowy, są niesprzeczne z zachodzeniem w nich polaryzacji obrotowej. Zawierające zaś parzystą liczbę układów śrubowych w dwu kierunkach przeciwnych nie polaryzują kołowo pomimo enantjomorfizmu.

Łączy się z tem poniekąd sprawa polaryzacji obrotowej gazów i cieczy organicznych, których cząsteczki zawierają atomy węgla, złączone z czterema różnymi atomami lub z czterema różnymi grupami atomów, Kryształy tych ciał są enantjomorfne i też skręcają płaszczyznę polaryzacji. Ale ściśle biorąc, jest to już rzecz chemji, a nie optyki kryształów, z tego więc względu nie poruszamy tu owej sprawy. Zaznaczyć jednak wypada, że Biot i w tem był pierwszym odkrywcą. On mianowicie stwierdził, że para terpentyny i roztwór cukru odchyła azymut polaryzacji, oraz na pomiarze kąta tego odchylenia w roztworach cukru oparł tak zwaną sacharymetrję, to jest ilościowe oznaczanie cukru w roztworach. W tej sprawie rzeczą wagi nie mają badania Pasteura¹⁾ (1851), który udowodnił skrupulatnymi badaniami, że substancje organiczne, skręcające płaszczyznę polaryzacji w roztworach, krystalizują się enantjomorfnie.

Takie więc są najgłówniejsze etapy w dziejach optyki kryształów. Rzecz zbudowaną w ogólnych zarysach badaniami

¹⁾ Luis Pasteur urodził się 27-go grudnia roku 1822-go w Dôle w departamencie Jura. Studjował w Paryżu. Stopień doktora uzyskał w roku 1847-mym. W roku 1848-mym został profesorem fizyki w liceum w Dijon. W roku 1849-tym objął katedrę chemji w uniwersytecie w Strassburgu, roku 1854-go w Lille, roku 1857-go w École Normale Supérieure w Paryżu, w roku 1867-mym w Sorbonie. Został emerytem roku 1875-go. Zgał dnia 28-go września roku 1895-go. Badaniami krystalograficznymi zajmował się przeważnie w czasie pobytu w Strassburgu. Jego epokowe odkrycia w dziedzinie bakterjologii i medycyny są powszechnie znane.

Arago, Biota, Brewstera, Fresnela, Neumanna późniejsi badacze doskonalili i doskonalą w szczegółach, zarówno teoretycznie, jak doświadczalnie, poznając własności optyczne coraz większej liczby ciał jakościowo i ilościowo.

O ile idzie o ciała bezbarwne lub z absorpcją małą, zgodność spostrzeżeń z teorią Fresnela zachodzi zupełna. W miarę jednak zwiększania się absorpcji, zjawiska optyczne kryształów stają się zawilsze i odbiegają od teorii. Sprawa dyspersji też nastrocza pewne trudności. Rozwiązanie tych zagadnień jest sprawą przyszłości.

W nauce doświadczalnej rzeczą niemalej wagi jest rozwój przyrządów do badań służących.

W roku 1802-gim Wollaston¹⁾ podał myśl zastosowania pełnego odbicia wewnętrznego do pomiaru współczynnika załamania światła. F. Kohlrausch²⁾ zbudował na tej zasadzie totalreflektometr w roku 1878-mym. Płytką pomiarowi podlegała była całkowicie pogrążona w cieczy o dużym współczynniku załamania w tym przyrządzie. Liebisch³⁾ (1882) użył pryzmatu ze szkła mocno łamiwego optycznie, z którym płytkę badaną zespałało się cieczą o dużym współczynniku. C. Pulfrich zamienił pryzmat Liebicha na cylinder, a E. Bertrand na półkulę. Ostateczną postać temu przyrządowi nadał Abbe⁴⁾, a C. Leiss, dawniejszy

¹⁾ William Hyde Wollaston urodził się w East Dereham (Norfolk) dnia 6-go kwietnia roku 1766-go, zmarł w Londynie dnia 22-go grudnia roku 1828-go. Uczył się w Cambridge. W roku 1793-cim obrano go członkiem Royal Society. Pierwszy obserwował ciemne smugi w widmie słońca roku 1802-go. Odkrył pierwiastki chemiczne, platynowce. Pracował twórczo w optyce, w akustyce, w mineralogii, w chemii, w astronomii, w fizjologii i w botanice.

²⁾ Friedrich Wilhelm Georg Kohlrausch, syn i ojciec profesora fizyki, urodzony w Rinteln dnia 14-go października w roku 1840-stym, zmarł w Marburgu dnia 17-go stycznia roku 1910-tego. Był profesorem fizyki w Getyndze, w Zürichu, w Darmstadtzie, w Würzburgu i w Strassburgu; w końcu życia był prezydentem państwowego instytutu fizyko-technicznego w Berlinie. Badał przeważnie elektryczność, wsławił się najwięcej badaniami przewodnictwa roztworów.

³⁾ Theodor Liebisch urodził się we Wrocławiu dnia 29-go kwietnia roku 1852-go, zmarł w Berlinie dnia 9-go lutego w roku 1922-gim. Jeden z wybitniejszych krytalografów. Był profesorem mineralogii we Wrocławiu, w Królewcu, w Getyndze i w Berlinie.

⁴⁾ Ernst Abbe urodził się w roku 1840-stym w Eisenach, studia uniwersyteckie odbywał w Jenie i w Getyndze. W latach 1870-1889 był profesorem fizyki teoretycznej i astronomii w uniwersytecie w Jenie. Od roku 1877-go był współwłaścicielem fa-

spółpracownik fabryki R. Fuessa, obecnie posiadacz fabryki własnej pod Berlinem, zbudował przyrząd do fotografowania stożków granicznych. Syn F. Kohlrauscha, autora pierwszego totalreflektometru, posługiwał się przyrządem ojca do pomiarów współczynników załamania światła na licznych azymutach trzech przekrojów głównych kryształów kwasu winnego. Wyniki tych pomiarów w streszczeniu graficznym podaliśmy w §-fie 22-gim. Była to pierwsza próba bezpośredniego sprawdzenia doświadczalnego dwupowłokowej powierzchni fresnelowskiej pod względem ilościowym (1878).

Co zaś do przyrządów polaryzacyjnych, to pierwiastkowo były one mało wygodne w użyciu, nadając się do spostrzeżeń w płytkach wielkich i w przypadkach ciał optycznie dwuosiowych tylko do kryształów o małym kącie osi optycznych. Najważniejszym ich udoskonaleniem pierwiastkowym była zamiana płytki turmalinu lub zwierciadel przyrządu Nörrenberga albo romboedru kalcytowego na pryzmat polaryzacyjny Nörrenberga i Nicola, oraz w roku 1853-cim teoretycznie obliczony przez E. Reuscha racjonalny zbiór soczewek do otrzymywania snopa fal zbieżnych na miejsce empirycznie dobieranych szkieł wypukłych, które stosował Nörrenberg i Airy, a także zamiast osobnego mikroskopu, który Amici¹⁾ dodał do przyrządu polaryzacyjnego w celu obserwacji obrazów interferencyjnych.

W roku 1864-tym Des Cloizeaux²⁾ wpadł na pomysł zastosowania mikroskopu do badań ciał krystalicznych w świetle polaryzowanym. Myśl ta okazała się nader korzystna. Różni

bryki optycznej C. Zeissa w Jenie. Z fabrykantem Schottem i Zeissem założył pracownię naukowo-techniczną do badań szkła i jego zastosowań. Zmarł dnia 14-go stycznia roku 1905-tego. Był autorem wielu rozpraw naukowych z dziedziny optyki.

¹⁾ Giovanni Battista Amici urodzony w Modenie w roku 1786-stym zmarł we Florencji w roku 1863-cim. Astronom i fizyk słynny wielkimi teleskopami, które sam budował. Autor spektroskopu „à vision directe” i immersji, to jest obserwacji mikroskopowych z zanurzeniem obiektywu w ciecz na preparacie. Profesor matematyki w Pizie i dyrektor obserwatorium astronomicznego we Florencji.

²⁾ Alfred Luis Olivier Legrand Des Cloizeaux urodzony w Beauvais w departamencie Oise w roku 1817-stym, zmarł dnia 6-go maja r. 1897-ego. Pierwiastkowo repetytor w École centrale des arts et métiers potem był profesorem mineralogii w Muzeum w Paryżu i w Sorbonie. Autor wielu prac mineralogicznych. Między innymi odkrył polaryzację kołową cynobru i wyjaśnił budowę kryształów mikroklinu.

badacze poczęli opatrywać mikroskop odpowiednimi przyrządami dodatkowymi, a zarazem poczęli opracowywać szczegóły właściwości optycznych w minerałach skalotwórczych tak, że w ich rękach mikroskop stał się nie tylko ławą optyczną do badań i pomiarów krystalooptycznych ale i przyrządem do rozpoznawania minerałów w skalach.

Różni krystalografowie, mineralodzy i petrografowie przystosowali do mikroskopu uzupełnienia przyrządów polaryzacyjnych megaskopowych, jak np. dziś już mający znaczenie tylko historyczne stauroskop Kobella¹⁾. Inne natomiast ulepszenia jak np. soczewka Lasaulx²⁾ okazały się tak skuteczne, praktyczne i nieodzowne, że najnowsze przyrządy nie obyją się bez niej. W tym zbiorze badaczy pomysłowych nie brak nazwisk najzasłużeńszych w innych dziedzinach krystalografii, jak np. Bravais'a³⁾ pierwszego ścisłego teoretyka sieci przestrzennych, Mallarda⁴⁾, interpretatora anomalii optycznych, autora wielu cennych badań w dziedzinie izomorfizmu, Fiodorowa⁵⁾ głębokiego

¹⁾ Franz von Kobell urodzony w Monachjum dnia 19-go lipca roku 1803-ciego zmarł w mieście rodzinnem dnia 11-go listopada roku 1882-giego. Mineralog i poeta gwarowy, humorysta, twórca galwanografii, popularyzator i historyk nauk mineralogicznych, badacz pracowity, autor wielu wartościowych badań mineralogicznych, jako poeta nader popularny i ceniony w swej ojczyźnie.

²⁾ Arnold von Lasaulx urodził się w Kastelnau dnia 14-go czerwca roku 1839-go zmarł w Bonn dnia 25-go stycznia roku 1886-stego. Profesor mineralogii w uniwersytetach Wrocławia, Kielu i Bonn. Uprawiał przeważnie petrografię.

³⁾ Auguste Bravais urodził się dnia 28-go sierpnia roku 1811-go w Annonay w departamencie Ardèche, zmarł w dniu 30-stym marca roku 1863-ciego w Wersalu. Był oficerem marynarki, potem profesorem astronomii w Lyonie, a wreszcie profesorem fizyki w paryskiej École polytechnique. Był członkiem francuskiej akademii nauk i brał udział w wielu ekspedycjach naukowych. Z licznych jego rozpraw w różnych dziedzinach matematyki, astronomii, meteorologii, geodezji i fizyki najważniejsze są jego badania krystalograficzne, a szczególnie te które ściągały się do teorii sieci przestrzennych, był on bowiem pierwszym teoretykiem ścisłym w tej sprawie.

⁴⁾ François Ernest Mallard urodził się dnia 10-go sierpnia roku 1838-go (1839-1894). Jeździł do Chile na badania geologiczne i mineralogiczne. Był profesorem szkoły artyleryjskiej w Saint-Étienne a potem do końca życia profesorem wyższej szkoły artyleryjskiej w Paryżu. Wykładał również krystalografię i nauki mineralogiczne w wyższej szkole górniczej (1859-1872). Od roku 1877-go inżynier naczelny artylerii, od roku 1886-stego inspektor naczelny artylerii francuskiej, od r. 1890-go członek akademii. Autor wielu cennych badań krystalograficznych i optycznych w anomaljach, w izomorfizmie, w polimorfizmie.

⁵⁾ Jewgráf Stiepanowicz Fiódorow urodził się w Orenburgu dnia 10-go grudnia roku 1853-ciego zmarł w roku 1919-stym w Petersburgu. Z wykształcenia inżynier górniczy, z zawodu profesor nauk mineralogicznych w akademii rolniczej w Pietrówskoje-

geometrii, który pierwszy ściśle rozwiązał zagadnienie podziału przestrzeni równoległościanami i udowodnił, że tych sposobów podziału jest dwieście trzydzieści. Jest on jednym z autorów tak zwanego teodolitowego, to jest dwukolowego pomiaru krystalograficznego i odpowiedniego rachunku, a jego stolik dodatkowy do mikroskopu (§ 33) jest rozszerzeniem rzeczzonego sposobu teodolitowego na pomiary optyczne. Niemalże wagi sposobu wprowadził również Becke¹⁾ (§ 33 i § 55).

Rosenbusch²⁾ pierwszy obmyślił budowę mikroskopu wyłącznie służącego do spostrzeżeń i pomiarów krystalograficznych, mineralogicznych i petrograficznych. Początkowo mikroskopy te budował optyk i mechanik berliński R. Fuess, doskonaląc je nieustannie tak, że stopniowo przerodziły się one w tak zwane krystalopolimetry, to jest przyrządy do całokształtu pomiarów krystalooptycznych służące. Obecnie wszystkie wielkie fabryki optyczne sławy międzynarodowej budują i doskonalą dalej owe krystalopolimetry. Szczególnie na czoło wybijają się przyrządy E. Leitza w Wetzlarze dzięki pomysłowości i pracy jaką rozwija w tej fabryce M. Berek.

Jednokolowy gonjometr spółczesny do dużej doskonałości doprowadził Groth³⁾, podobnie jak przyrząd osiowy, jednak

Razumówskoe pod Moskwą i w Petersburskim instytucie górniczym, z zamiłowania geometra, z prac naukowych krystalograf, członek petersburskiej akademii i twórca instytutu krystalograficznego w tej akademii. Jak każdy rosyjczyk, nazwiska swego nie umiał napisać literami łacińskimi, stąd w piśmiennictwie zachodnioeuropejskim znany jako von (!) Fedorow.

¹⁾ Friedrich Johann Karl Becke urodził się w Pradze dnia 31-go grudnia roku 1855-tego. Długoletni profesor uniwersytetu w Wiedniu. Zmarł d. 18-go czerwca roku 1931-go.

²⁾ Karl Harry Ferdinand Rosenbusch urodzony w Einbeck (Hannover) dnia 24-go czerwca roku 1836-go zmarł w Heidelbergu dnia 20-go stycznia w r. 1914-stym. Studiował teologię i umiejętności filologiczne w Getyndze. Był nauczycielem domowym w Bahia (Brazylja). Od roku 1862-giego począł studjować nauki przyrodnicze we Freiburgu i w Heidelbergu. W roku 1873-cim został profesorem w Strassburgu, potem do końca życia w Heidelbergu, gdzie był również dyrektorem badeńskiego instytutu geologicznego. Jeden z twórców petrografii społecznej.

³⁾ Paul von Groth urodził się w Magdeburgu dnia 23-go czerwca roku 1843-go, od roku 1872-go profesor mineralogii w Strassburgu, od roku 1883-go do 1924-tego w Monachjum. Twórca pierwszego popularnego podręcznika krystalografii fizycznej w ścisłym związku z krystalografią geometryczną. Założyciel i długoletni redaktor »Zeitschrift für Krystallographie«. Autor pięciotomowej encyklopedii krystalograficznej, za-

Wülfing¹⁾ w czasach ostatnich znacznie go ulepszył. Rys. 66 przedstawia go w tej postaci, jaką mu nadał Wülfing.

Przyrządy do otrzymywania płyt i pryzmatów w żądanym kierunku wyszlifowanych z kryształów, jak również najdoskonalwsze przyrządy do otrzymywania żądanej długości fali światła, oraz wogóle wszelkie przyrządy optyczne buduje w Londynie Adam Hilger, korzystający ze wskazówek wytrawnego i zasłużonego krystalografa angielskiego A. E. H. Tuttona.

§ 75. Wskazówki bibliograficzne. Książka niniejsza jest tylko opisem elementarnym najprostszych zjawisk świetlnych, które zachodzą w ciałach krystalicznych. Porusza ona jedynie światło polaryzowane prostoliniowo i objawy z tem związane, a pomija drgania kołowe i eliptyczne, ma bowiem na względzie tylko stosowanie optyki kryształów przez czytelnika początkującego do mikroskopowej praktyki mineralogicznej i petrograficznej jako pierwszy stopień poznania optyki kryształów we właściwym tego słowa znaczeniu. Książka ta jest więc opracowaniem popularnem, przeznaczonem szerokim kołom młodzieży studjującej w szkołach wyższych, niema w niej przeto ani matematycznej, ani fizykoteoretycznej interpretacji i uzasadnienia zjawisk opisywanych.

W piśmiennictwie zachodnioeuropejskiem i anglosaskiem o tej sprawie niemało jest dzieł najróżniejszej objętości, poziomu i celu. Każdy ponadto podręcznik krystalografii lub fizyki, oraz wiele podręczników mineralogii i petrografii zawiera dział poświęcony temu przedmiotowi. Zarówno działy te, jak opracowania odrębne, jedne są krótkie i popularne, w rodzaju książki niniejszej, inne rozległe, lub ujmujące rzecz nader głęboko. Jedne mają na względzie zastosowania optyki kryształów do mineralogii i petrografii, inne są traktatami teoretycznymi, przeznaczonymi dla czytelników różnego poziomu przygotowa-

tytułowanej »Chemische Krystallographie« zawierającej opisy i dane krystalograficzne wszystkich zbadanych ciał krystalicznych. Nauczyciel prawie wszystkich współczesnych krystalografów. Zmarł w Monachjum dnia 2-go grudnia roku 1927-go.

¹⁾ Ernst Anton Wülfing urodzony dnia 27-go listopada roku 1860-tęgo w Elberfeldzie, od roku 1897-go profesor mineralogii w kilku uniwersytetach i politechnikach niemieckich.

nia matematycznego. Jedne z nich opisują lub interpretują zjawiska, inne ponadto zawierają opisy ciał mineralnych w preparatach mikroskopowych ze szczególnem uwzględnieniem ich własności optycznych, będąc niejako kluczami do rozpoznawania minerałów pod mikroskopem.

Kto więc pragnie wnikać głębiej w istotę zjawisk świetlnych kryształom właściwych, lub chce poznać szczegóły ich stosowania praktycznego, temu wypada uciec się do opracowań rzeczonych. O wielu z nich informuje czwarty («Krystalografja» 1924) i piąty («Mineralogja i petrografja» 1925) tom «Poradnika dla samouków». (Autorowie: Stefan Kreutz profesor krystalografii, mineralogii i petrografii Uniwersytetu Jagiellońskiego w Krakowie, Stanisław Zaremba profesor nauk matematycznych w Uniwersytecie Jagiellońskim, Józef Morozewicz dyrektor Polskiego instytutu geologicznego w Warszawie, Stanisław Malkowski geolog Polskiego instytutu geologicznego, Tadeusz Jerzy Woyno profesor nauk mineralogicznych w Politechnice warszawskiej, Stanisław Józef Thugutt profesor nauk mineralogicznych w Uniwersytecie warszawskim i Karol Kozirowski kustosz zbiorów mineralogicznych Uniwersytetu Warszawskiego. Redaktor Stanisław Michalski. Wydawca Kasa imienia Józefa Mianowskiego w Warszawie przy ulicy Nowy Świat 72 w Pałacu Staszica.)

Najcelniejsze a zarazem najobszerniejsze z tych opracowań są następujące.

A. E. H. Tutton. *Crystallography and practical crystal measurement*. Dwa tomy. Macmillan & Co. Londyn. 1922. Pierwszy tom zawiera wykład geometrii kryształów, drugi jest to wyczerpujący acz elementarny opis ścisłych pomiarów krystało-optycznych z wyjaśnieniem ich istoty i zjawisk, bez stosowania do preparatów mikroskopowych.

Th. Liebisch. *Grundriss der physikalischen Krystallographie*. Veit & Comp. Lipsk. 1896.

Th. Liebisch. *Physikalische Krystallographie*. Veit & Comp. Lipsk. 1891. Pierwsze z tych dzieł jest streszczeniem drugiego. Są to ściśle podręczniki krystalograficzne. Ujmują one

ZAKOŃCZENIE

rzecz głębiej, przedstawiając równaniami zależność zjawisk, ale bliżej w teorię nie wnikają.

F. Pockels. *Lehrbuch der Krystalloptik*. B. G. Teubner. Lipsk i Berlin. 1906. To dzieło uzyskało powszechne miano wzorowego teoretycznego podręcznika optyki kryształów w istotnym i ścisłym znaczeniu.

Praktyka i technika stosowania optyki kryształów do mineralogii i petrografii między bardzo wielu innymi jest przedmiotem dzieł następujących.

L. Duparc & Fr. Pearce. *Traité de technique minéralogique et pétrographique*. I Partie: Les méthodes optiques. W. Engelmann. Lipsk. 1907.

J. P. Iddings. *Rock minerals*. J. Wiley & Sons. New York. 1911. Dzieło zwięzłe i przystępne, opatrzone nadzwyczajnej piękności tablicą barw interferencyjnych pierwszych czterech rzędów, wykonaną w paryskim instytucie kartograficznym Ch. Bérangera.

† H. Rosenbusch & E. A. Wülfing. *Mikroskopische Physiographie der petrographisch wichtigen Mineralien*. Pierwsza część tomu pierwszego w wydaniu piątym. E. Schweizerbart (E. Nägele). Stuttgart. 1921/24. Wyczerpujący opis i interpretacja zjawisk krystallo-optycznych oraz sposobów dokonywania spostrzeżeń i pomiarów mikroskopowych.

† H. Rosenbusch & O. Mügge. Tego samego tytułu część druga tomu pierwszego (1927). Opis minerałów przezroczystych względem światła oraz ich własności optycznych.

N. H. Winchell & A. N. Winchell. *Elements of optical mineralogy. An introduction to microscopic petrography*. J. Wiley & Sons. New York. Tom pierwszy, wydanie trzecie, 1928, przystępnie wyłożone zasady optyki kryształów. Tom drugi, wydanie drugie, 1927, opis optycznych własności minerałów i zbiór danych liczbowych. Tom trzeci, wydanie pierwsze, 1929, tablice do oznaczania minerałów w preparatach mikroskopowych. Dzieło ułożone nader starannie i bardzo praktycznie.

Każde z dzieł wymienionych w obfitych przypiskach podaje bibliografię źródłową oryginalnych rozpraw badawczych oraz różnych opracowań monograficznych.

SKOROWIDZ RZECZY

- | | |
|---|---|
| Abbego totalreflektometr 37. | Antofilit 190, 191. |
| Aberacja chromatyczna 198. | Antygoryt 79, 190. |
| Aberacja sferyczna 198. | Apatyt 79, 169, 187, 190. |
| Absolutny współczynnik załamania światła 29. | Apertura 96, 194. |
| Asorbcja 160. | Apofilit 190. |
| Absorbcji schemat 166. | Aragonit 79, 91, 191, 213. |
| Adular 71, 113, 182, 214. | Arfwedsonit 190. |
| Airy'ego spiralne 137, 139. | Astrofilit 191. |
| Aksynit 190. | Atomów odstępów 175. |
| Aktynolit 187, 191. | Atrakcyjne kryształy 210. |
| Alanit 169. | Augity 79, 112, 169, 191. |
| Albit 70, 79, 109, 159, 186. | Aureole pleochroiczne 169. |
| Alfaglikozyd <i>d</i> -metylowy 216. | Azocian baru 179, 217. |
| Alfajednobromonaftalin 30, 96, 188. | Azocian czterowodny strontu 167. |
| Alfamonobromonaftalin 30, 96, 188. | Azocian ołowiu 179, 217. |
| Aluny 179. | Azocian strontu 167. |
| Alunit 190. | Azymut polaryzacji 40. |
| Amfibole 79, 101, 165, 166, 167, 169, 187, 191. | Azymutu polaryzacji odchylenie 117, 135, 172. |
| Amonowy bursztynian 214. | Babineta kompensator 153. |
| Amorfne ciała 1, 171. | Balsam kanadyjski 30, 184, 201. |
| Analizator 42, 48, 195, 200. | Barkewikit 191. |
| Anataz 79, 191. | Barowy azocian 179, 217. |
| Andaluzyt 79, 169, 187, 190. | Barwy interferencyjne 72, 80, 83, 90, 169, 210. |
| Andezyny 159, 186. | Baryt 190, 201. |
| Anhydryt 191, 201. | Bazaltowe amfibole 79, 191. |
| Anizotropji stopień 23. | Beckego smuga 159, 188. |
| Anizotropne ciała 3. | Beckego sposób oznaczania skaleń 158. |
| Anortyt 70, 79, 109, 159. | Beckego stolik 98. |
| Anomalje optyczne 176. | Benzol 188. |
| Anomalne barwy interferencyjne 80, 90. | |

- Bertranda okular 143.
 Bertranda płytka 143.
 Bertrandyt 191.
 Beryl 79, 161, 163, 181, 187, 190.
 Bérýlée polarisation 210.
 Bezpostaciowe ciała 1, 25.
 Binormalna 63.
 Biradjalna 64.
 Bjotyt 79, 101, 164, 165, 169, 187, 200.
 Bliźniące wielokrotnie kryształy 179.
 Bliźniący polaryzator 146.
 Boracyt 180, 211.
 Boraks 111, 213.
 Brewsteryt 190.
 Březiny płytka dwoista 142.
 Briusteryt 190.
 Bromek etylenu 188.
 Bromek radu 169.
 Bromian sodowy 21, 174, 215.
 Bromoform 188.
 Bromonaftalin 188.
 Brucyt 79, 190.
 Brukit 115, 121, 191.
 Bryłowy kąt 6.
 Buczynowy olejek 188.
 Bursztynian amonowy 214.
 Bytownit 159.
 Calderona okular 143.
 Calderona płytka dwoista 142.
 Camera lucida 99.
 Cassiniego krzywe 92.
 Cedrowy olejek 30, 96, 188.
 Celestyn 190.
 Centrowanie mikroskopu 198, 203.
 Chabazyt 190.
 Chagrin 186.
 Chalcedon 190.
 Charakter optyczny 91, 127.
 Chlorek sodowy 2.
 Chloronaftalin 188.
 Chloryty 80, 161, 169.
 Chlorytoidy 190.
 Chlorkan sodowy 174, 215.
 Chondrodyt 191.
 Chromatyczna aberacja 198.
 Chryzoberyl 190.
 Chryzotyl 190.
 Ciała amorfne 1, 25, 171.
 Ciała anizotropne 3, 42, 50.
 Ciała bezpostaciowe 1, 25, 171.
 Ciała izotropne 2, 25, 170.
 Ciała jednorodne 3.
 Ciała krystaliczne 1.
 Ciała równokierunkowe 2, 25, 170.
 Ciała różnokierunkowe 3, 42, 50.
 Ciągłość zjawisk optycznych 175.
 Cjanit 70, 187, 190.
 Crown 30, 40, 185.
 Cukier 120, 216, 217.
 Cynamonowy olejek 188.
 Cynober 138, 219.
 Cyrkon 79, 167, 169, 187, 191.
 Czerwień pierwszego rzędu 102.
 Czoło fali 25.
 Czoła fali normalna 25.
 Czerochlorek węgla 188.
 Czworowodny azocian strontu 167.
 Czuły fiolet 75, 144, 198.
 Czworościanów poszóstnych rodzaj 180.
 Ćwierćfalkówka 102, 198.
 Ćwierćfalkowa płytka 102, 198.
 Danburyt 91, 190.
 Datolit 79, 191.
 Daszków jednoskośnych rodzaj 109, 118.
 Definicja kryształu 3.
 Deformacje 177.
 Deltoidowy dwudziestoczworoscian 180.
 Desmin 190.
 Dewjacji minimum 31.
 Djalag 79, 191.
 Djament 30, 211.
 Djopsyd 79, 112, 169, 187, 191.
 Djaspory 161, 191.

- Długości fal 73, 74, 139, 175.
 d -metylowy α -glikozyd 216.
 Dodatne kryształy dwuosiowe 90, 101, 210.
 Dodatne kryształy jednosiowe 127, 133, 210.
 Dolomit 20, 21, 79, 191.
 Druga dwusieczna 90.
 Drzewo kampeszowe 167.
 Dumortjeryt 169.
 Dwoista płytka Bravais'a 145.
 Dwoista płytka Březiny 142.
 Dwoista płytka Calderona 142.
 Dwójłomność 50, 73, 146, 190.
 Dwójłomności pomiar 146.
 Dwunastościan rombowy 179.
 Dwunastościanów tetraedrycznie pentagonalnych rodzaj 215.
 Dwudziestoczworoscian deltoidowy 180.
 Dwuosiowe optycznie kryształy 54.
 Dwuosiowych kryształów polaryzacja kołowa 216.
 Dwupiramid rombów rodzaj 115.
 Dwusieczna druga 90.
 Dwusieczna kąta osi optycznych 90, 91.
 Dwusieczna pierwsza 90.
 Dwusiecznych dyspersja 106.
 Dwusfenoidów rombów rodzaj 114, 120.
 Dwuscianów trójskośnych rodzaj 118.
 Dwutjonian rubidu 217.
 Dychroskop 161.
 Dychroskopowy okular 166.
 Dyfrakcja 204, 212.
 Dyspersja pozioma 113, 114.
 Dyspersja pochylona 114.
 Dyspersja skrzyżowana 114.
 Dyspersja symetryczna 115.
 Dyspersja 106, 204.
 Dziewięciowodny sulfoantymonian sodu 174.
 Egiryn 79, 191.
 Elektromagnetyczne pole 25.
 Elementy symetryczności 16.
 Elipsoida Fresnela 58.
 Elipsoida obrotowa 19, 123.
 Elipsoida sprężystości optycznej 58.
 Elipsoida trójosiowa 18, 57, 59, 86.
 Elipsoidy przekroje kołowe 59, 86.
 Emisyjna hipoteza 205.
 Enantjomorfność 136.
 Enstatyt 79, 190.
 Epidoty 78, 79, 112, 163, 169, 190, 191.
 Eskifjord 205.
 Etylenu bromek 188.
 Eudjalit 190.
 Fajalit 79, 191.
 Fal długości 73, 74, 139, 175.
 Fala nadzwyczajna 124.
 Fala odbita 28.
 Fala załamana 28.
 Fala zwyczajna 124.
 Fali czoła normalna 25.
 Fali czoło 25.
 Fali długości 73, 74, 139, 175.
 Fali odbitej załamanej polaryzacja 39.
 Fali opóźnienia 74.
 Fali powierzchnia 25, 56, 59, 123, 171.
 Fasait 191.
 Fenakit 190.
 Figury korozji 20.
 Figury wytrawione 20.
 Filipyt 179, 190.
 Fiodorowa klin lyszczkowy 153.
 Fiodorowa stolik 100.
 Fiolet czuły 75, 144, 198.
 Fizyczna symetryczność 15.
 Fizycznej symetryczności prawo 22.
 Flint 30, 36.
 Flogopit 79.
 Fluoryt 21, 30, 186.
 Forsteryt 191.
 Fraunhofera smugi 73, 139, 212.
 Fresnela elipsoida 58.

- Fresnela powierzchnia 59.
Fresnela reguła 57.
Fuksyna 167.
- Gedryt 191.
Gelenit 190.
Getyt 191.
Cęstość optyczna 29.
Gipsowa płytka 102.
Glaukofan 167, 169, 190.
Gliceryna 30.
Glikol pinolowy 111.
Glikozyd metylowy 216.
Główna oś 15, 122.
Główne przekroje kryształów dwuosiowych 54.
Główny przekrój pryzm. Nicola 47.
Gmelinit 190.
Gonjometr jednokołowy 32, 33.
Gonjometr dwukołowy 221.
Goździkowy olejek 188.
Granaty 179, 187, 211.
Graniczny kąt 35, 62.
Gronowy kwas 214.
Grubość preparatu 147, 185.
Gruneryt 191.
Guanidyny węglan 138.
- Haidingera lupa 161.
Halit 2, 19, 30.
Harmotom 179, 190.
Hedenbergit 190.
Heksagonalne kryształy 15, 50, 122.
Helgustadir 205.
Hematyt 79, 191.
Hemisymetria 9.
Hemisymetria zupełna 9.
Hemisymetria niezupełna 10.
Heulandyt 111, 190.
Hjortdalit 190.
Holosymetria 9.
Homilit 191.
Homologiczne punkty 3.
Hortonolit 191.
Humit 191.
- Hussakit 191.
Huyghensa powierzchnia 123, 212.
Hydrargilit 191.
Hydromagnezyt 190.
Hypernormalne barwy interferencyjne 78.
Hypersten 79, 190.
- Interferencja 204, 212.
Interferencyjne barwy 72, 80, 83, 90, 169, 210.
Interferencyjny fiolet czuły 75, 144, 198.
Interferencyjne obrazy 84, 92, 94, 99, 104, 111, 130, 139, 152, 210, 213.
Inwersja 6.
Inwersja prostokątna 120.
Islandja 205.
Istotny kąt osi optycznych 94.
Izomorfne ciała 179.
Izotropji oś 116, 123.
Izotropne ciała 2, 25, 170.
Izotropnych ciał współczynniki załamania 34.
- Jadeit 191.
Jednobromofenol 188.
Jednobromonaftalin 188.
Jednochlorobenzol 188.
Jednochloronaftalin 188.
Jednoiodobenzol 188.
Jednokołowy gonjometr 32.
Jednoosiowe optycznie kryształy 121.
Jednorodne ciała 3.
Jednoskośne kryształy 13, 50, 71, 109, 118, 119, 120, 214.
Jednoskośnych daszków rodzaj 109, 118.
Jednoskośnych sfenoidów rodzaj 109, 119.
Jednoskośnych słupów rodzaj 109, 120.
Jednościanów trójskośnych rodzaj 118.
Jednoznaczne kierunki 22.

- Jeński flint 36.
Jodek metylenu 30, 37, 188.
- Kalcyt 3, 5, 19, 20, 43, 79, 124, 169, 191, 207.
Kalcytu oś przystawiania trzykrotnego 46.
Kalcytu załamanie podwójne 42.
Kalejdoskop 5.
Kalejdoskopowe powtórzenie 10.
Kamienna sól 2, 5.
Kampesowe drzewo 167.
Kanadyjski balsam 30, 184, 201.
Kankrynit 191.
Kaolin 190.
Kasyteryt 79, 169, 191.
Katoforyt 167.
Kąt apertury 96.
Kąt bryłowy 6.
Kąt graniczny 35, 62.
Kąt łamiący pryzmatu 31.
Kąt osi optycznych 85, 92.
Kąt pierwotnych osi optycznych 92.
Kąt płaszczyzn zwierciadlanych 7.
Kąt polaryzacji 40, 209.
Kąta łamiącego pomiar 33.
Kierunki jednoznaczne 22.
Klin 81.
Klin kwarcowy 149.
Klin łyszczykowy Fiodorowa 153.
Klinochlor 79, 190.
Klinozoizyt 190.
Kliny kompensacyjne 198.
Kobella stauroskop 141.
Kolimator 32.
Koloidy 171, 178.
Kołowa polaryzacja 116, 135, 172, 214, 216.
Kołowe przekroje elipsoidy 59, 86.
Kompensacyjne kliny 198.
Kompensator Babineta 153.
Kompensatory obrotowe 155, 198.
Kondensator 195.
Koniczna refrakcja 62.
Kordjeryt 79, 101, 161, 162, 169, 190.
- Korozji figury 20.
Korund 79, 163, 167, 190.
Krokidolit 191.
Krótkoogniskowe obiektywy 194.
Krystaliczne ciała 1.
Krystalograficzne rodzaje 13.
Kryształu definicja 3.
Kryształy dodatne 90, 101, 127, 133, 210.
Kryształy heksagonalne 15, 122.
Kryształy jednoosiowe 121.
Kryształy jednoskośne 13, 50, 71, 109, 118, 120, 214.
Kryształy luźne 187.
Kryształy mieszane 179.
Kryształy odjemne 90, 101, 127, 133, 210.
Kryształy polisintetyczne 179.
Kryształy regularne 15, 170.
Kryształy rombów 14, 50, 53, 72, 115, 121, 214.
Kryształy tetragonalne 14, 122.
Kryształy trójskośne 13, 50, 53, 70, 108, 192, 214.
Kryształy trygonalne 15, 122.
Ksantofilit 190.
Ksenotym 191.
Ksylol 188.
Kwadranty proste i odwrócone 105.
Kwadratowy słup 15.
Kwarc 79, 124, 127, 139, 158, 178, 186, 190, 201, 215.
Kwarcowy klin 149.
Kwas gronowy 214.
Kwas solny 2.
Kwas winny 56, 71, 91, 119.
- Labrador 79, 159, 187.
Lawsonit 190.
Lekki crown 40.
Lemniskaty 92.
Leucyt 79, 180, 186.
Litjonit 169.
Lomontyt 190.
Lowenit 191.

Lucida camera 99.
Luneta 32.
Lupa Haidingera 161.
Luźne kryształy 187.

Lamiący kąt pryzmatu 31.
Lamiącego kąta pomiar 33.
Łupliwość 2, 19.
Łyszczki 191.
Łyszczkowy klin Fiodorowa 153.

Magnezowy siarczan 121, 216.
Magnezyt 79.
Mallarda stała 97.
Margaryt 190.
Melilit 79, 80, 190.
Metylenu jodek 37, 188.
Metylowy glikozyd 216.
Mikroklin 79, 219.
Mikrometr obiektywny 198.
Mikroskopu centrowanie 198, 203.
Minimum dewjacji 31, 212.
Monazyt 169, 191.
Monobromfenol 188.
Monobromnaftalin 188.
Monochlorbenzol 188.
Monochlornaftalin 188.
Monojodbenzol 188.
Montyczelit 79, 190.
Moskowitz 79, 101, 139, 187.
Moskowitzowa płytka 102.
Mozandryt 190.
Mrówczan strontu 217.

Nadzwyczajna fala 124.
Najmniejsze odchylenie 30, 212.
Najmniejszego odchylenia pomiar 33.
Napięcia 178.
Nasycony roztwór 2.
Natrolit 190.
Nefelin 79, 160, 186, 190.
Neptun 65.
Newtona pierścienie 78.
Newtona skala 78.

Nicola pryzmat 45, 49.
Nieciągłość ustroju 175.
Niezupełna hemisymetria 10.
Nitrobenzol 188.
Nontronit 191.
Normalna czola fali 25.
Normalna optyczna 56.
Normalnej optycznej dyspersja 106.
Nörrenberga przyrząd polaryzacyjny 39, 41.

Obiektywny mikrometr 198.
Obiektywy 194.
Obrazy interferencyjne 84, 92, 94, 99, 104, 111, 130, 139, 152, 210, 213.
Obrotowa elipsoida 19, 123.
Obrotowe kompensatory 155, 198.
Obrót 6.
Odbicie 6.
Odbicie zupełne 35.
Odbiciem zupełnem pomiar współczynnika załamania 34.
Odbiciem polaryzacja 40, 208.
Odbita fala 28.
Odbitej fali polaryzacja 39.
Odchylenie azymutu polaryzacji 117, 135, 172, 214.
Odchylenia najmniejszego pomiar 33.
Odchylenie najmniejsze 31, 212.
Odjemne kryształy dwuosiowe 90, 101, 210.
Odjemne kryształy jednoosiowe 127, 133, 210.
Odległość ogniskowa 194.
Odwrócone kwadranty 105.
Odwróconej równości środek 16.
Odwzorowanie zjawiska 17.
Odstępy atomów 175.
Odzwierciedlenie 5.
Ogniskowa odległość 194.
Okular 194.
Okular Bertranda 143.
Okular Calderona 143.
Okular dychroskopowy 166.

Olejek buczynowy 188.
Olejek cedrowy 30, 96, 188.
Olejek cynamonowy 188.
Olejek goździkowy 188.
Oligoklaz 159, 186.
Oliwin 79, 91, 187.
Ołowawy azocian 179, 217.
Opal 186.
Opóźnienie fali 74.
Optyczna gęstość 30.
Optyczna normalna 56.
Optyczna sprężystość 29.
Optyczne anomalje 176.
Optycznie dwuosiowe kryształy 50.
Optycznie jednoosiowe kryształy 121.
Optyczny znak 91, 127.
Ortoklaz 79, 101, 186.
Ortosulfoantymonian sodu 174.
Ortyt 169, 190, 191.
Oś główna 15, 122.
Oś izotropii 116, 123.
Oś optyczna pierwotna 63.
Oś optyczna wtórna 64.
Osi optyczne 54.
Osi optycznych dyspersja 106.
Osi optycznych kąt 85, 92.
Osi optycznych płaszczyzna 56.
Osiowy przyrząd 93.
Ośrodek nieciągłość 175.
Oświetlacz 195, 199.
Otreilit 169.
Oznaczanie skalenia sposobem Beckego 158.

Para terpentyny 217.
Pargasyt 79, 190.
Passage 144.
Pektolit 191.
Penin 79, 161, 190.
Pentagonalnych tetraedrycznie dwunastościanów rodzaj 215.
Perydoty 191.
Petalit 190.
Pierścienie interferencyjne 78, 205.

Pierścienie Newtona 78, 205.
Pierwiastki promieniotwórcze 169.
Pierwotne osi optyczne 54, 63, 92.
Pierwotnych osi optycznych kąt 92.
Pierwsza dwusieczna 90.
Pinolowy glikol 111.
Piramid rombów rodzaj 114, 121.
Pirofilit 191.
Pirokseny 166, 187.
Piryt 21.
Pjemontyt 191.
Plagjoklasy 159.
Pleochroiczne aureole 169.
Pleochroiczne pola 169.
Pleochroizm 160.
Pleochroizmu rozpoznawanie 164.
Pleochroizmu schemat 166.
Pleochroizm sztuczny 167.
Pleonast 169.
Płaska sieć 3.
Płaszczyzn osi optycznych dyspersja 106.
Płaszczyzn zwierciadlanych kąt 7.
Płaszczyzna osi optycznych 55.
Płaszczyzna podstawowa 15.
Płaszczyzna polaryzacji 40.
Płaszczyzna zwierciadlana 5.
Płaszczyzny polaryzacji skreślenie 117, 135, 172, 214.
Płytki Bertranda 143.
Płytki ćwierćfalowa 102, 198.
Płytki dwoista Bravais'a 145.
Płytki dwoista Bręziny 142.
Płytki dwoista Calderona 142.
Płytki gipsowa 102.
Płytki moskowitzowa 102, 198.
Płytki o czerwieni pierwszego rzędu 102.
Płytki selenitowa 102.
Pochylona dyspersja 112, 114.
Podstawowa płaszczyzna 15.
Podwójne załamanie 42, 51, 124, 206.
Poikilmaty 168, 178.
Pola pleochroiczne 169.

- Polarisation béryllée 210.
 Polarisation quartzéuse 210.
 Polaryzacja fali odbitej i załamanej 39.
 Polaryzacja kołowa 116, 135, 172, 214.
 Polaryzacja odbiciem 40, 208.
 Polaryzacja załamaniem podwójnym 45, 53, 124, 207.
 Polaryzacji azymut 40.
 Polaryzacji azymutu odchylenie 117, 135, 172, 214.
 Polaryzacji kąt 40, 209.
 Polaryzacji płaszczyzna 40.
 Polaryzacji płaszczyzny skręcenie 117, 135, 172, 214.
 Polaryzacyjny przyrząd Nörrenberga 39.
 Polaryzator 42, 48, 146, 195, 200.
 Polaryzator bliźniący 146.
 Polaryzator półcieniowy 146.
 Pole elektromagnetyczne 25.
 Polisyntetyczne kryształy 179.
 Pomiar dwójłomności 146.
 Pomiar kąta łamiącego 33.
 Pomiar najmniejszego odchylenia 33.
 Pomiar współczynnika załamania odbiciem wewnętrznym 34.
 Poradnik dla samouków 223.
 Pospolite amfibole 191.
 Poszóstnych czworościanów rodzaj 180.
 Powierzchnia fali 25, 59.
 Powierzchnia Fresnela 59.
 Powierzchnia Huyghensa 123.
 Powierzchnia prędkości promieni 59, 207.
 Powierzchnia współczynnika 57, 60.
 Powietrze 29.
 Powtórzenie kalejdoskopowe 10.
 Pozioma dyspersja 113, 114.
 Pozorny kąt osi optycznych 94.
 Półcieniowy polaryzator 146.
 Prawo symetryczności fizycznej 22.
 Prenit 79, 190, 191.
 Preparatu grubość 147, 185.
 Preparatu przyrządzenie 184.
 Prędkość przyrostu 19.
 Prędkość rozpuszczania 19.
 Prędkości promieni powierzchnia 59, 207.
 Promień 25.
 Promienie- x 175.
 Promieniotwórcze pierwiastki 169.
 Proste kwadranty 105.
 Proste znikanie światła 69.
 Prostokątna inwersja 120.
 Prostopadłe pryzmaty Nicola 49.
 Prostopadłości 14.
 Pryzmat Nicola 45.
 Pryzmatu sposób 30.
 Pryzmatyn 190.
 Przekroje główne kryształów dwuosiowych 54.
 Przekroje kołowe elipsoidy 59, 86.
 Przekrój główny pryzmatu Nicola 47.
 Przekształcenia symetryczne 6.
 Przestrzenna sieć 3.
 Przesycony roztwór 2.
 Przybliżony sposób oznaczania współczynnika załamania 185.
 Przypadki symetryczności 12.
 Przyrostu prędkość 19.
 Przyrząd osiowy 93.
 Przyrząd Nörrenberga 39.
 Przyrządzenie preparatu 184.
 Pseudopleochroizm 167.
 Punkty homologiczne 3.
 Quartzéuse polarisation 210.
 Radowy bromek 169.
 Refrakcja 37.
 Refrakcja koniczna 62.
 Refraktometr 37.
 Regularne kryształy 15, 51, 170.
 Reguła Fresnela 57.
 Repulsywne kryształy 210.

- Reuscha doświadczenie 139.
 Reuscha pakiet 139.
 Rodzaj czworościanów poszóstnych 180.
 Rodzaj daszków jednoskośnych 109, 118.
 Rodzaj dwunastościanów tetraedrycznie pentagonalnych 215.
 Rodzaje anomalii optycznych 177.
 Rodzaje krytalograficzne 13.
 Romboedr 19, 20, 21, 43.
 Rombowe kryształy 14, 50, 53, 72, 115, 121, 192, 214.
 Rombowy dwunastościan 179.
 Rombowych piramid rodzaj 114.
 Rombowych dwupiramid rodzaj 115.
 Rombowych dwusfenoidów rodzaj 114, 120.
 Rombowych piramid rodzaj 120.
 Rosenbuszyt 191.
 Rozpoznawanie ciał 183.
 Rozpoznawanie pleochroizmu 164.
 Rozpuszczania prędkość 19.
 Rozpuszczania wielościan 20, 22.
 Roztwór cukru 217.
 Roztwór nasycony 2.
 Roztwór przecycony 2.
 Równokierunkowe ciała 2.
 Różnokierunkowe ciała 3.
 Równoległe pryzmaty Nicola 49.
 Równości odwróconej środek 16.
 Rubidu dwutjonian 217.
 Rubin 163, 167.
 Rutyl 79, 167, 169, 187, 191.
 Rybekit 190.
 Rynkit 190.
 Rząd sieci 3.
 Rzeczywisty kąt osi optycznych 94.
 Sacharoza 120.
 Sacharymetrja 217.
 Safiryn 190.
 Samouków poradnik 223.
 Schemat absorbcji 166.
 Schemat pleochroizmu 166.
 Seignette'a sól 216.
 Selenit 101, 103, 112, 182, 190, 213.
 Selenitowa płytka 102.
 Sensible teinte 144.
 Sfaleryt 21.
 Sfenoidów jednoskośnych rodzaj 109, 119.
 Sferyczna aberacja 198.
 Siarczan magnezu 121, 216.
 Siarczan strychniny 138.
 Siarka 91, 191.
 Sieć płaska 3.
 Sieć przestrzenna 3.
 Sieci rząd 3.
 Siedmiowodny siarczan magnezu 216.
 Skala Newtona 78.
 Skalenia oznaczanie sposobem Beckego 158.
 Skapolit 79, 190, 191.
 Skolezyt 71, 190.
 Skośne znikanie światła 69.
 Skręcanie płaszczyzny polaryzacji 117, 135, 172, 214.
 Skrzyżowana dyspersja 111, 114.
 Skrzyżowane pryzmaty Nicola 49.
 Słup kwadratowy 15.
 Słup sześcioboczny 15.
 Słupów jednoskośnych rodzaj 109, 120.
 Smoły 2.
 Smuga Beckego 159, 188.
 Smugi Fraunhofera 73, 139, 212.
 Soczewka Amici'ego 197.
 Soczewka Bertranda 197.
 Soczewka Lasaulx 197.
 Sodalit 186.
 Sodowy bromian 174.
 Sodowy chlorek 2.
 Sodowy chlorzan 174.
 Sodowy sulfoantymonian 174.
 Solny kwas 2.
 Soretyt 191.
 Sól kamienna 2, 5.

- Sól Seignette'a 216.
 Spinele 187.
 Spiralne Airy'ego 137, 139.
 Spirytus 1, 2.
 Spodumen 190.
 Sposób Beckego oznaczania skaleni 158.
 Sposób pryzmatu 30.
 Sposób teodolitowy 221.
 Sprężyste własności 18.
 Sprężystość optyczna 29.
 Sprężystości optycznej elipsoida 58.
 Spółczynnik absolutny załamania światła 29.
 Spółczynnik załamania 27, 190.
 Spółczynnik załamania ciał izotropowych 34.
 Spółczynnika załamania pomiar odbiciem wewnętrznym 34.
 Spółczynnika załamania pomiar przybliżony 185.
 Spółczynniki załamania 181, 185, 190.
 Spółczynnika powierzchnia 57, 60.
 Stała Mallarda 97.
 Staurolit 79, 164, 169, 187, 190.
 Stauroskop Kobella 141.
 Stolik Beckego 98.
 Stolik Fiodorowa 100.
 Stopień anizotropii 23.
 Stożkowe załamanie 62.
 Strontu mrówczan 217.
 Strychniny siarczan 138.
 Subnormalne barwy interferencyjne 80.
 Sulfoantymonian sodu 174.
 Supernormalne barwy interferencyjne 78.
 Syderyt 79.
 Sylimanit 79, 191.
 Sylwin 21.
 Symetryczna dyspersja 115.
 Symetryczne przekształcenia 6.
 Symetryczne znikanie światła 69.
 Symetryczność fizyczna 15.
 Symetryczności elementy 16.
 Symetryczności fizycznej prawo 22.
 Symetryczności przypadki 12.
 Szafir 164.
 Sześciokąt umiarowy 2, 15, 19.
 Sześcioboczny słup 15.
 Szczypce turmalinowe 164.
 Szkliva 2, 178.
 Szkło 25, 29, 30, 40, 178, 181, 185.
 Sztuczny pleochroizm 167.
 Środek równości odwróconej 16.
 Świetlnej fali powierzchnia 25.
 Światła znikanie 68.
 Talk 101, 191.
 Teinte de passage 144.
 Teinte sensible 144.
 Temperatury wpływ na własności optyczne 181.
 Teodolitowy sposób 221.
 Terpentyna 217.
 Tetartosymetria 11.
 Tetraedrycznie pentagonalnych dwunastościanów rodzaj 215.
 Tetragonalne kryształy 14, 50, 122.
 Tomsonit 191.
 Topaz 79, 91, 169, 187, 190.
 Tor 169.
 Totalrefleksja 168.
 Totalreflektometr 37.
 Tulit 190.
 Turmalinowe szczypce 164.
 Turmalin 161, 164, 166, 167, 169, 187, 190, 200, 209.
 Tremolit 79, 191.
 Trydymit 79, 190.
 Trójskośne kryształy 13, 50, 53, 70, 108, 192, 214.
 Trójskośnych dwuścianów rodzaj 118.
 Trójskośnych jednościanów rodzaj 118.
 Trójosiowa elipsoida 18.
 Trygonalne kryształy 15, 50, 122.
 Trzcinowy cukier 120, 216.

- Typy symetryczności 8.
 Tytanit 79, 169, 187, 191.
 Umiarowy sześciokąt 2, 15, 19.
 Undulacyjna hipoteza 205.
 Uran 169.
 Ustroju nieciągłość 175.
 Wagneryt 190.
 Wapnia węglan 3.
 Wawelit 191.
 Wektor 5.
 Wektorowe zjawiska 17.
 Wektorowe własności 17.
 Weleryt 191.
 Wewnętrzna refrakcja koniczna 62.
 Wewnętrzne odbicie zupełne 34.
 Wezuwjan 79, 80, 190.
 Węgla czterochlorek 188.
 Węglan guanidyny 138.
 Węglan wapnia 3.
 Węzły 3.
 Wielokrotnie bliźnięce kryształy 179.
 Wielościan rozpuszczania 20, 22.
 Winny kwas 56.
 Właściwe amfibole 166.
 Woda 30, 188.
 Wolastonit 79, 190.
 Wtórna oś optyczna 64.
 Wulkaniczne szkliva 178.
 Wurcyt 190.
 Wytrawione figury 20.
 Względna apertura 96.
 x-promienie 175.
 Załamana fala 28.
 Załamanej fali polaryzacja 39.
 Załamania współczynniki 181, 185, 190.
 Załamanie podwójne 42, 51, 124, 206.
 Załamanie stożkowe 62.
 Zeolity 167, 179.
 Zerowy charakter optyczny 89.
 Zewnętrzna refrakcja koniczna 63.
 Zgodne pryzmaty Nicola 49.
 Zjawiska wektorowe 17.
 Znak optyczny 91, 127.
 Znikanie światła 68.
 Zoizyt 79, 190.
 Zupełna hemisymetria 9.
 Zupełne odbicie wewnętrzne 34.
 Zwierciadłana płaszczyzna 5.
 Zwierciadłanych płaszczyzn kąt 7.
 Zwyczajna fala 124.
 Żedryt 191.
 Żelatyna 27, 178.
 Żywica 1, 2, 25.

SKOROWIDZ OSÓB

Abbe 37, 218.	Glan 47.
Adams 65.	Grimaldi 204.
Airy 137, 139, 215.	Groth 221.
Amici 197, 202, 219.	
Arago 135, 210, 214.	Haidinger 161, 163, 166, 212.
Arystoteles 203.	Hamilton 62, 65, 213.
	Herschel 136, 213.
Babinet 153, 211.	Hilger 222.
Bartholinus 206.	Hooke 204.
Becke 99, 158, 188, 221.	Huyghens 123, 170, 206.
Berek 221.	
Berthelsen 205.	Iddings 224.
Bertrand 143, 197, 202, 218.	Kartezjusz 204.
Biot 136, 155, 209, 211, 217.	Kasa Mianowskiego 223.
Bravais 145, 172, 202, 220.	Kobell 141, 220.
Brewster 40, 209, 211.	Kohlrausch 56, 218.
Březina 142.	Koziorowski 223.
	Kreutz 223.
Calderon 142, 202.	
Cartesius 204.	Lasaulx 197, 220.
	Leverier 65.
Descartes 204.	Leiss 218.
Des Cloizeaux 219.	Leitz 221.
Duparc 224.	Liebisch 218, 223.
	Lloyd 62, 213.
Euklides 203.	
Euler 208.	Mac Cullagh 216.
	Mallard 97, 99, 211, 220.
Fedorow 221.	Malus 208.
Fiodorow 100, 153, 220.	Małkowski 223.
Fraunhofer 139, 212.	Marbach 215.
Fresnel 58, 66, 210, 212.	Marci 204.
Fuess 219, 221.	

Mianowski 223.
 Michalski 223.
 Mitscherlich 213.
 Mohs 211.
 Morozewicz 223.
 Mücke 224.

Neumann 213.
 Newton 78, 205.
 Nicol 42, 45, 209.
 Nörrenberg 41, 209.

Pasteur 217.
 Pearce 224.
 Pockels 224.
 Pocklington 216.
 Prazmowski 47.
 Ptolomeusz 203.
 Pulfrich 218.

Reusch 139, 215.
 Rosenbusch 221, 224.

Sarasin 138.
 Schott 219.
 Schröder van der Kolk 188.
 Seignette 216.
 Snell 204.
 Snellius 204.
 Soret 138.
 Steno 206.
 Stensen 206.

Thompson 47.
 Thugutt 223.
 Tutton 222, 223.

Winchell 224.
 Weinschenk 193.
 Wollaston 211, 218.
 Woyno 223.
 Wülfing 222, 224.

Young 208, 210.

Zaremba 223.
 Zeiss 37, 219.



276489

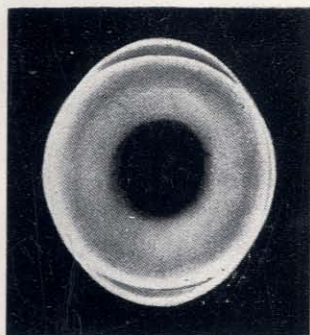


Fig. 1.

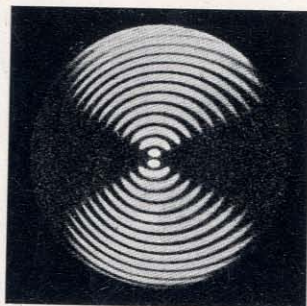


Fig. 2.

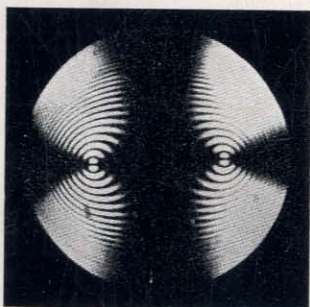


Fig. 3.

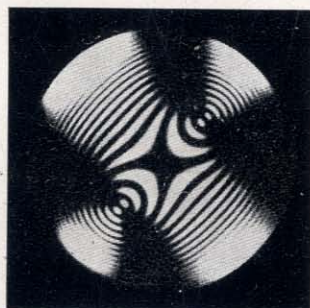


Fig. 4.

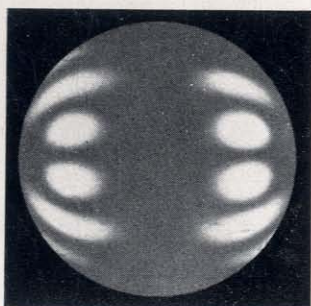


Fig. 5.

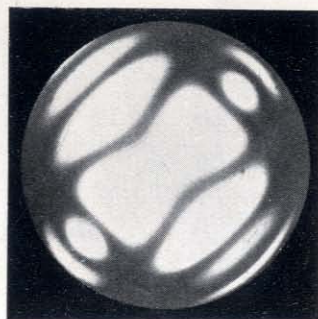


Fig. 6.

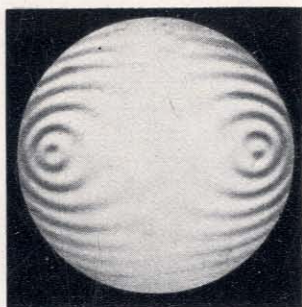


Fig. 1.

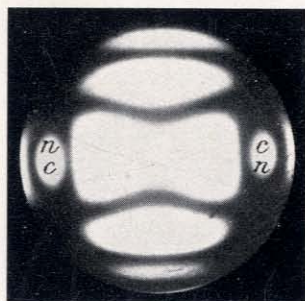


Fig. 2.

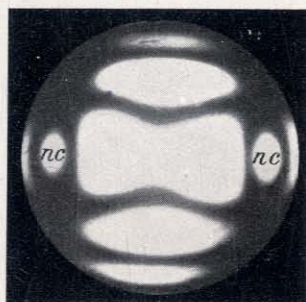


Fig. 3.

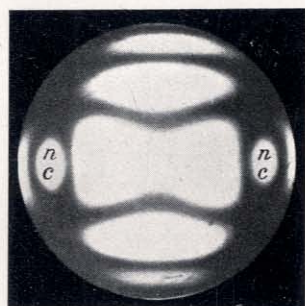


Fig. 4.

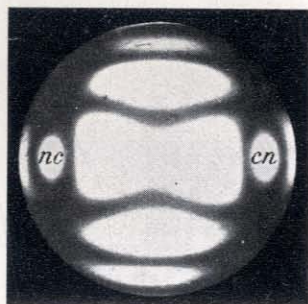


Fig. 5.

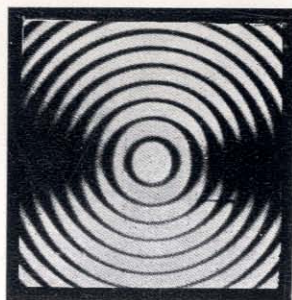


Fig. 6.

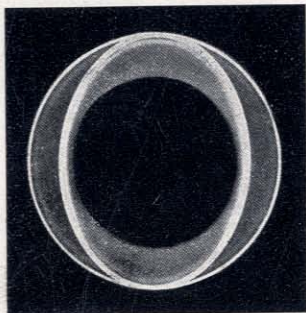


Fig. 1.

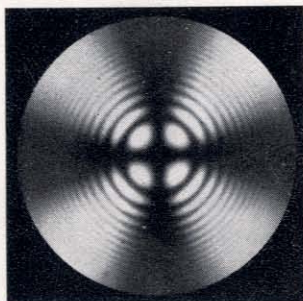


Fig. 2.

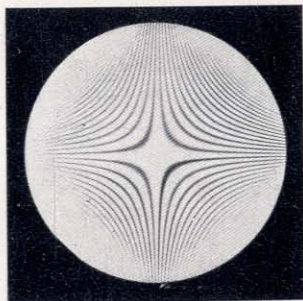


Fig. 3.

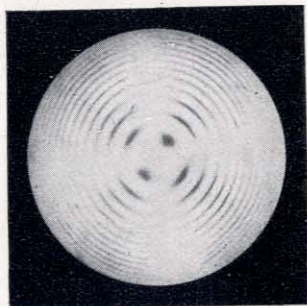


Fig. 4.

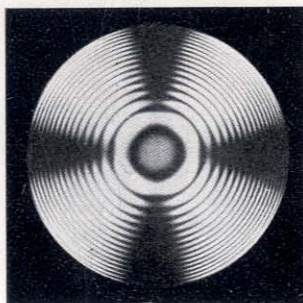


Fig. 5.

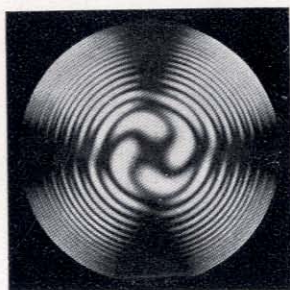


Fig. 6.