

POSTĘPY FIZYKI

DWUMIESIĘCZNIK
POŚWIĘCONY UPOWSZECHNIANIU
WIEDZY FIZYCZNEJ



TOM XII

ZESZYT 2

1961

RADA REDAKCYJNA

Przewodniczący — Szczepan Szczeniowski (Warszawa),
Członkowie — Władysław Kapuściński (Warszawa),
Karol Majewski (Warszawa), Ludwik Natanson
(Warszawa), Henryk Niewodniczański, czł. koresp.
PAN (Kraków), Wojciech Rubinowicz, czł. rzecz. PAN
(Warszawa), Leonard Sosnowski (Warszawa)

KOMITET REDAKCYJNY

Redaktor Naczelny — Jan Weyssenhoff, czł. koresp. PAN (Kraków)
Członkowie Redakcji — Antoni Bajorek (Kraków), Andrzej Kisiel (Kraków)
Przemysław Zieliński (Warszawa)

Adres Redakcji: Kraków, Gołębia 13
tel. 267-45

Maszynopisy prac należy nadsyłać w 2 egzemplarzach pod adresem Redakcji. O przyjęciu do druku decyduje Komitet Redakcyjny.

POLSKIE TOWARZYSTWO FIZYCZNE

POSTĘPY FIZYKI

DWUMIESIĘCZNIK POŚWIĘCONY UPOWSZECHNIANIU
WIEDZY FIZYCZNEJ

TOM XII, ZESZYT 2

PAŃSTWOWE WYDAWNICTWO NAUKOWE

1961

PAŃSTWOWE WYDAWNICTWO NAUKOWE
Oddział Kraków, ul. Smoleńsk 14

Nakład 1635 + 145 egz.	Rękopis dostarczono 23. I. 1961
Ark. wyd. 10. — ark. druk. 8 ⁷ / ₈ + 2 wkł.	Podpisano do druku 5. VI. 1961
Papier dzielowy kl. III, 70 × 100, 80 g	Druk ukończono w czerwcu 1961
Zamówienie 61/61	Cena zł 15. — K-10

DRUKARNIA UNIwersytetu Jagiellońskiego, Kraków, Czapskich 4

N. Perfilow, O. Łożkin, W. Szamow

Instytut Radowy Akademii Nauk ZSRR

Procesy fragmentacji przy oddziaływaniach cząstek wysokiej energii z jądrami *

Wstęp

Własności reakcji jądrowych, wywoływanych przez cząstki o energiach od 10^2 do 10^4 MeV, są obecnie opisywane głównie przez model kaskady i parowania. Model ten zakłada, że w wyniku zderzenia z szybką cząstką w jądrze rozwija się kaskada zderzeń nukleon-nukleon. Dla cząstek o energii rzędu setek MeV długość fali de Broglie'a jest znacznie mniejsza od rozmiarów jądra, staje się więc możliwe rozpatrywanie ruchu cząstki wewnątrz jądra i jej zderzeń z poszczególnymi nukleonami jądra. Jednocześnie czas oddziaływania cząstki padającej z nukleonami jest znacznie krótszy od czasu oddziaływania nukleonów jądrowych, w wyniku czego kaskada jądrowa zdąży się rozwinąć w jądrze niewzbudzonym przy $T = 0$. Obecność obsadzonych stanów nukleonów jądrowych pociąga za sobą istnienie reguł wyboru dla przekazywanej w zderzeniach ilości energii i zwiększa średnią drogę swobodną szybkiej cząstki w jądrze.

Rezultatem zderzenia cząstki padającej z nukleonami jądra jest powstanie wewnątrz jądra kaskady szybkich protonów i neutronów, a dla większej energii cząstki padającej także mezonów π oraz wytworzenie jądra-residuum w stanie wzbudzonym. Wielkość energii wzbudzenia określona jest przez własności rozwoju kaskady wewnątrz jądra i może zmieniać się od wartości bardzo małych do całkowitej energii cząstki padającej.

Przy takim sposobie oddziaływania cząstki padającej z jądrem produkty rozbicia jądra będą miały dwójakie pochodzenie: cząstki wytrącane z jądra podczas rozwijania się kaskady i cząstki parowania wyrzucane podczas stygnięcia wzbudzonego jądra-residuum.

Jeżeli energia wzbudzenia jądra-residuum jest wyższa od progowej dla rozbicia jądra przy danym stosunku Z^2/A , to z określonym prawdopodobieństwem zachodzi reakcja podziału. W wyniku tego, przy naświetlaniu jądra

* Tłumaczenie części pierwszej artykułu zamieszczonego w czasopiśmie *Uspiechi Fizykochemicznych Nauk*, tom LXX, zeszyt 1, 1960, str. 3—56. (Przyp. Red.).

o liczbie masowej A protonami o energii rzędu setek MeV otrzymujemy cały szereg nowych jąder o masach od $A + 1$ (bez udziału reakcji wtórnych) do jedności, rozłożonych zgodnie z określonym prawem w zależności od energii cząstek padających i liczby masowej jądra-tarczy.

Zaproponowane przez Serbera [1] tłumaczenie mechanizmu pierwszego stadium oddziaływania szybkich cząstek z jądrami pozwala przy pomocy metody prób przypadkowych („metody Monte-Carlo“) przewidzieć średnią liczbę cząstek kaskady jądrowej, ich rozkład energetyczny i kątowy oraz widmo stanów wzbudzenia jąder-residuów. Metoda rachunku w głównych zarysach podała była przez Goldbergera [2] i zastosowana do obliczenia kaskady wywołanej w ciężkich jądrami przez neutrony o energii 90 MeV. Następnie podobne rachunki przeprowadzono w innych pracach [3—8] dla zbadania oddziaływania cząstek o wysokiej energii z jądrami. W późniejszych latach obliczenia kaskad wykonywano na maszynach liczących dla różnych energii cząstek padających (aż do 2 GeV) i różnych jąder-tarcz z uwzględnieniem powstawania mezonów w jądrze [9].

Rezultaty ostatnich obliczeń sprowadzają się do następujących zasadniczych wniosków:

1) Średnia liczba nukleonów objętych kaskadą na jedno zderzenie niesprężyste cząstki z jądrem nie zależy od rodzaju tarczy (od Al do U) i silnie wzrasta ze zwiększeniem energii padających cząstek. Przykładowo: od 3 przy 0,4 GeV wzrasta do 8 przy 2 GeV.

2) Ilość mezonów π wytwarzanych przy oddziaływaniach jądrowych jest w przybliżeniu równa dla różnych tarcz przy danej energii padających protonów i rośnie ze wzrostem energii. Na przykład w obszarze od 0,4 GeV do 2 GeV ilość mezonów π dziesięciokrotnie wzrasta.

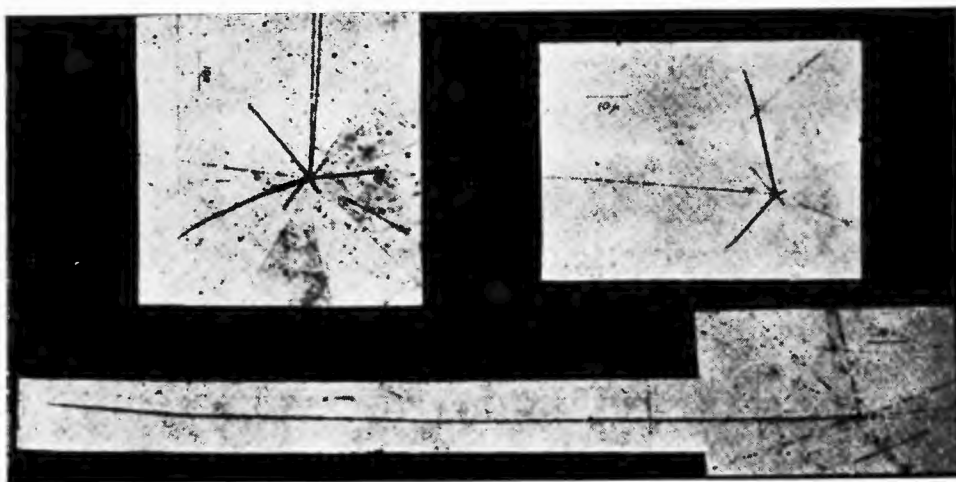
3) Średnia energia wzbudzenia jądra-residuum wzrasta ze zwiększaniem energii cząstki padającej i masy jądra-tarczy.

Energia wzbudzenia jąder-residuów, liczba cząstek kaskady i rozkład kątowy cząstek oszacowane w powyższy sposób pozostają w zadowalającej zgodności z danymi doświadczalnymi. Zgadniają się także w przybliżeniu z doświadczeniem wyniki otrzymane dla procesu parowania wzbudzonych jąder-residuów [10, 11]. Rachunki dla tego procesu wykonane ostatnio na maszynach liczących dają dobrą zgodność z doświadczeniem. Jak wynika z powyższego, odrębną sprawą staje się rozpatrzenie takich przypadków reakcji jądrowych wysokiej energii, które nie zgadzają się z modelem kaskady i parowania. Należy do nich będzie proces powstawania cząstek o ładunku $Z \geq 3$, od bardzo dawna znany, ale nie mający wytłumaczenia do dnia dzisiejszego. Badania tego procesu wykazują, że model Serbera powinien być uzupełniony dla większych energii cząstek padających. Właśnie dla interpretacji reakcji jądrowych prowadzących do produkcji cząstek o dużym ładunku zaproponowano w latach 1953—54 odrębny proces nazwany fragmentacją (fragmentation). Nie ma jednolitego punktu widzenia na mechanizm jego przebiegu, nie

mówiąc już o tym, że sama hipoteza nowego mechanizmu rozbicia jądra wymaga dodatkowych dowodów doświadczalnych. Z tego powodu wydaje się, że będzie interesujące zrobienie przeglądu posiadanych materiałów o powstawaniu cząstek o dużym ładunku w reakcjach jądrowych, czemu właśnie poświęcony będzie ten artykuł.

Fragmentacja

Wobec faktu, że nie można określić z góry tych przypadków, w których ma miejsce mechanizm fragmentacji, jako szczególny mechanizm powstawania produktów rozbicia jądra, należy opracować w pełni wszystkie zagadnienia związane z powstawaniem cząstek o dużym ładunku w wyniku rozbicia jąder



Rys. 1. Zdjęcia mikroskopowe reakcji jądrowych z emisją fragmentów

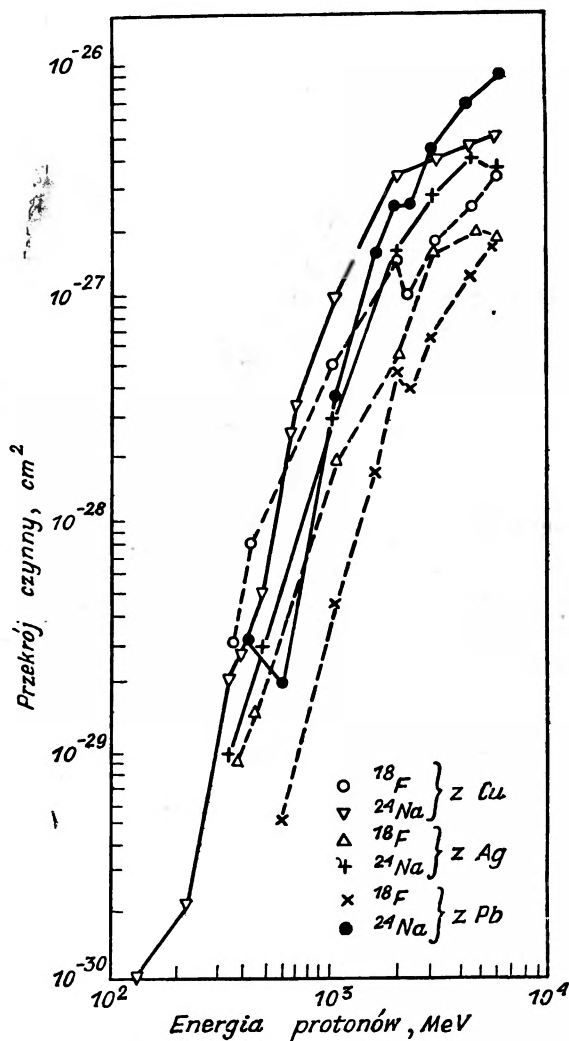
złożonych. W dalszym ciągu dla wygody terminem „fragmentacja“ będziemy określać wszystkie przypadki powstawania w reakcjach jądrowych cząstek o ładunku $Z \geq 3$ (które będziemy nazywali fragmentami), niezależnie od mechanizmu ich tworzenia.

Jako przykład reakcji jądrowych towarzyszących wyrzucaniu fragmentów, o których będzie mowa, przedstawione są na rys. 1 zdjęcia mikroskopowe reakcji rozbicia ciężkich jąder emulsji, wywołane przez protony o energii 660 MeV. W pokazanych reakcjach poza cząstkami α i protonami, tworzone są również cząstki o dużym ładunku — fragmenty.

§ 1. Przekrój czynny dla procesu fragmentacji

Pierwsze obserwacje [13—26] cząstek o dużym ładunku wśród produktów rozbicia jądra, wywołanego promieniami kosmicznymi, a później obserwacje reakcji wywołanych sztucznie przyśpieszonymi cząstkami [27—30], wykazały, że reakcje, w których powstają cząstki o ładunku $Z \geq 3$, są bardzo rzadkie.

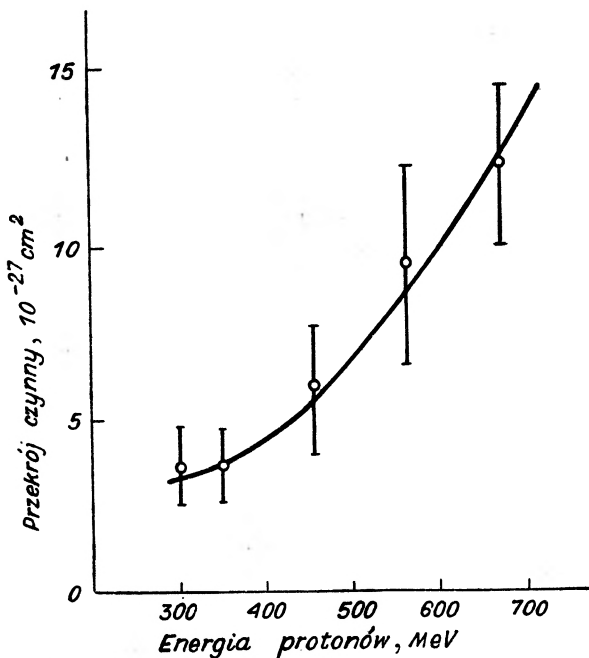
Trudności pracy w obszarze małych przekrojów czynnych tłumaczą fakt, że do chwili obecnej nie dysponujemy dostatecznym materiałem eksperymentalnym, potrzebnym do określenia przekrojów czynnych na tworzenie różnych



Rys. 2. Zależność przekroju czynnego na produkcję ^{18}F i ^{24}Na w reakcjach rozbicia jąder Cu, Ag i Pb od energii protonów padających

izotopów lekkich jąder w różnych warunkach. Istniejący materiał dotyczący przekrojów czynnych na powstawanie różnych fragmentów przedstawiony jest w tabelicy I. Przy opracowaniu tej tabelicy ograniczyliśmy się do rezultatów otrzymanych z naświetlania protonami tarcz od Al do U, nie zajmując się obszarem lżejszych jąder, dla których powstawanie fragmentów jest zaciemnianie procesem powstawania jąder-residuów.

Z danych eksperymentalnych wynika, że proces tworzenia fragmentów w reakcjach jądrowych silnie zależy od energii padających cząstek dla tarcz o dowolnych liczbach atomowych. Proces, który jest mało prawdopodobny przy energii cząstek padających rzędu kilkuset MeV, zaczyna odgrywać znaczną rolę przy energiach około 1 GeV. W rozpatrywanym przedziale energii przekroje czynne na produkcję izotopów lekkich jąder zwiększają się w przybliżeniu 10^2 — 10^3 razy. Z rys. 2, na którym pokazana jest zależność przekrojów czynnych na tworzenie ^{18}F i ^{24}Na od energii protonów padających i rozbijających jądra Cu, Ag i Pb, widać, że w obszarze energii około 1 GeV proces tworzenia



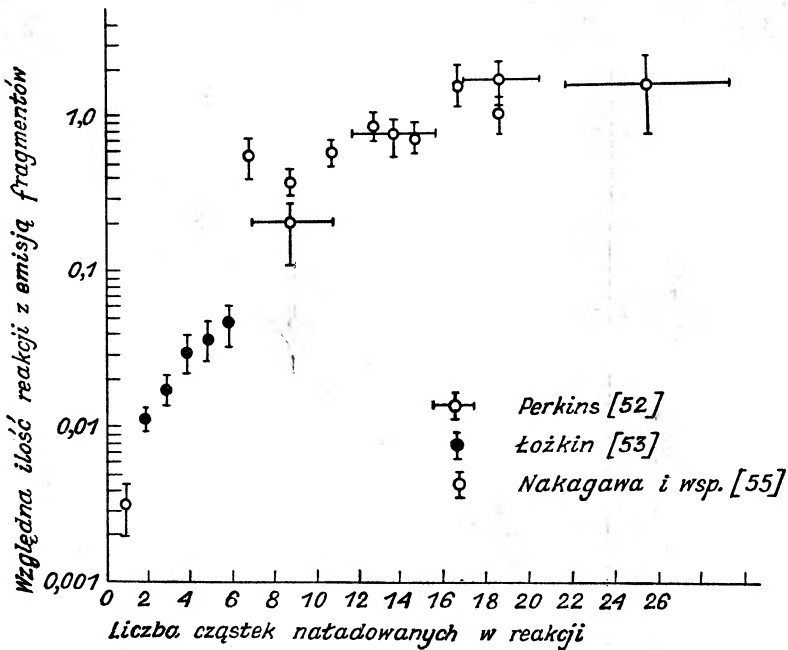
Rys. 3. Zależność całkowitego przekroju czynnego na produkcję fragmentów o $Z \geq 4$ od energii protonów padających [51]

tych cząstek najbardziej zależy od energii cząstek padających. Przy energii protonów większej od 2—3 GeV przekrój czynny na powstawanie tych cząstek rośnie wolniej.

Zależność całkowitego przekroju na tworzenie cząstek o dużym ładunku od energii padających protonów otrzymana jest za pomocą metody emulsji jądrowych [51]. Na rys. 3 podana jest ta zależność dla fragmentów o $Z \geq 4$ powstających przy rozbijaniu jąder Ag i Br. Na rysunku tym widać szybki wzrost produkcji fragmentów w reakcjach wywołanych przez protony o energii większej niż 400—500 MeV.

Ogólny wzrost produkcji cząstek o dużym ładunku ze zwiększaniem energii cząstek bombardujących jest związany ze wzrostem całkowitej energii przekazanej jądru przy zderzeniu z protonem. Związek ten może być określony zależno-

ścią prawdopodobieństwa obserwacji rozbitcia jądra z emisją fragmentu od liczby wszystkich powstałych w reakcji cząstek. Po raz pierwszy wykazał to Perkins [52], badając reakcje wywołane przez promienie kosmiczne, a potem potwierdziły to prace nad reakcjami wywołanymi przez protony o energiach 300—660 MeV [53, 80] i 6,2 GeV [55]. Na rys. 4 przytoczone są dane dotyczące zależności prawdopodobieństwa reakcji z emisją fragmentu od ilości naładowanych cząstek w tej reakcji, przy czym do tych ostatnich zalicza się tylko



Rys. 4. Zależność prawdopodobieństwa obserwacji reakcji z emisją fragmentu od ilości emitowanych cząstek naładowanych

cząstki o stosunkowo niskiej energii, tzn. protony o energii mniejszej od 30 MeV i cząstki α o dowolnych energiach. Całkowita ilość takich cząstek określa energię przekazaną w zderzeniu. Kiedy energia przekazana w zderzeniu jest rzędu energii wiązania jądra, prawdopodobieństwo wyrzucenia fragmentu staje się wielkością rzędu jedności. W ten sposób wzrost produkcji fragmentów ze zwiększeniem energii cząstek padających może być związany ze względnym wzrostem udziału przypadków, w których przekazywane są jądom duże porcje energii. Potwierdzają to dane o ilości ramion gwiazd uzyskane metodą emulsji jądrowych [53], jak również obserwacje izotopów bardzo różniących się co do wartości Z i A od jądra wyjściowego, otrzymane metodami radiochemicznymi [38, 42, 43, 55]. Ten sam wynik otrzymuje się dla kaskady jądrowej analizowanej metodą Monte-Carlo [9].

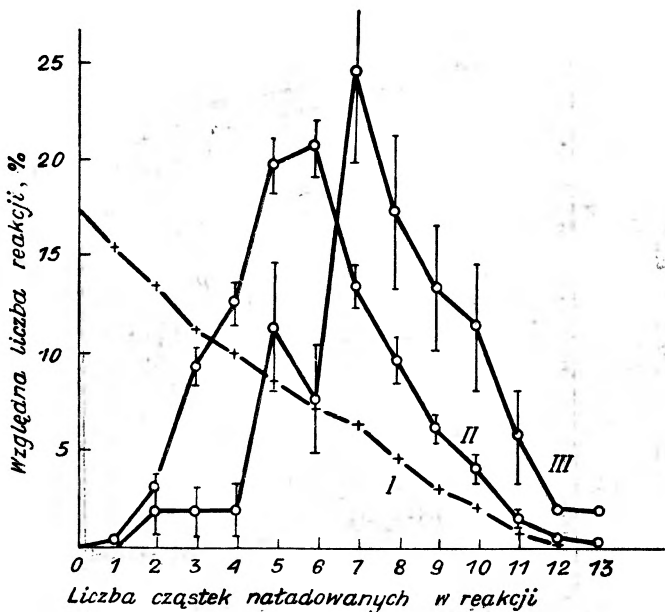
Jednakże produkcja cząstek o dużym ładunku jest związana nie tylko z wielkością energii przekazanej jądro, ale i z całkowitą ilością cząstek kaskady

Au	Be ⁷			1,4 ³⁶ 1,0 ⁴⁶					170 ⁵⁰ 100 ⁵⁰		590 ⁵⁰	840 ⁵⁰		
	C ¹¹ F ¹⁸ Na ²⁴		0,59 ³¹	0,13 ³¹		0,44 ³⁷	0,67 ⁶⁸		7 ⁴⁴ 44 ⁴⁴		25 ⁴⁴	73 ⁴⁴ 500 ⁴⁴	170 ⁴⁴ 740 ⁴⁴	250 ⁴⁴ 940 ⁴⁴
	P ³²			0,3 ³¹			2,7 ⁶⁸ 3,7 ³¹ 0,34 ⁶⁸ 1,1 ³¹	8,1 ³¹ 2,2 ³¹			220 ⁴⁴			
Pb	F ¹⁸							0,5 ⁴³	5,0 ⁴⁴ 3,9 ⁴³		18 ⁴³ 49 ⁴⁴	39 ⁴³	83 ⁴⁴	110 ⁴⁴ 140 ⁴⁴
	Na ²³ Na ²⁴				3,0 ⁴³			< 2 ⁴³	36 ⁴³ 36 ⁴⁴	< 220 ⁴³ 140 ⁴³	230 ⁴⁴	< 150 ⁴³ 230 ⁴³	< 270 ⁴³ 360 ⁴³	720 ⁴⁴ 920 ⁴⁴
	Mg ²⁸ P ³² P ³³				≤ 0,1 ⁴³ ≤ 1,0 ⁴³ ≤ 1,0 ⁴³			2,4 ⁴³ ~ 2 ⁴³	7,5 ⁴³ 9,0 ⁴³ ~ 1 ⁴³	27 ⁴³ 31 ⁴³ ~ 10 ⁴³		48 ⁴³ 80 ⁴³ ~ 20 ⁴³		
Th	Na ²⁴						18 ³¹ 12 ⁴⁰ 3 ³¹ 2,8 ⁴⁰							
	P ³²													
U	F ¹⁸ Na ²⁴ P ³²						4,8 ⁴⁰ 0,75 ⁴⁰		13 ⁴⁴ 63 ⁴⁴		55 ⁴⁴ 290 ⁴⁴		140 ⁴⁴ 590 ⁴⁴	200 ⁴⁴ 1130 ⁴⁴ 320 ⁴⁴ 1200 ⁴⁴

Wskaźniki u góry cyfr oznaczają pozycje w spisie literatury.

[53, 55]. Ze wzrostem ilości cząstek kaskady rośnie prawdopodobieństwo wystąpienia reakcji z emisją fragmentu. Wykryto w tym czasie również, że fragmenty pojawiają się z równym prawdopodobieństwem w gwiazdach o dużej i małej ilości torów minimum (tzn. szybkich mezonów π) w reakcjach, wywołanych przez promienie kosmiczne [52].

Większe ilości energii przekazywanej w reakcji, konieczne do umożliwienia emisji fragmentu wpływają także na różnice między rozkładem ilości wyrzucanych cząstek w reakcjach z emisji fragmentów a analogicznym rozkładem dla



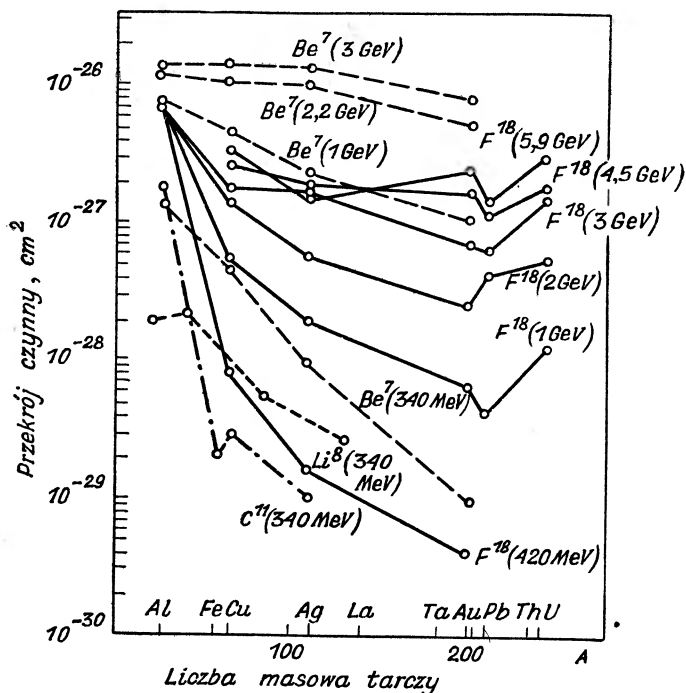
Rys. 5. Rozkład ilości cząstek naładowanych, emitowanych z jąder Ag i Br pod wpływem zderzenia z protonem o energii 660 MeV.

- I — reakcje bez emisji fragmentów [54],
- II — reakcje z emisją jednego fragmentu [58],
- III — reakcje z emisją dwóch fragmentów [53]

zwykłych reakcji przy danej energii cząstek padających. Reakcje z fragmentami mają daleko większą średnią liczbę wyrzuczonych naładowanych cząstek niż zwykle reakcje. Na rys. 5 przedstawione są te rozkłady dla energii protonów padających równej 660 MeV [53, 54, 58]. Średnia liczba wyrzuczonych naładowanych cząstek w zwykłych reakcjach jest równa 3,5, a w reakcjach z fragmentami — 6. Dla energii padających cząstek 460 MeV wielkości te wynoszą odpowiednio 2,6 i 4,8 [54, 53].

Z przedstawionych w tabelicy I danych można wyciągnąć pewne wnioski o zależności przekroju czynnego na powstawanie promieniotwórczych izotopów lekkich jąder od liczby atomowej tarczy. Na rys. 6 i 7 pokazane są zależności przekrojów czynnych na produkcję izotopów lekkich jąder od liczby masowej tarczy uzyskane z różnych prac. Jak wynika z rys. 6, w obszarze liczb

masowych do 200 w miarę wzrostu liczby masowej jąder-tarcz przy energiach protonów mniejszych od 3 GeV, obserwuje się znaczny spadek przekroju czynnego na tworzenie izotopów lekkich jąder, przy czym spadek ten jest i dla ${}^7\text{Be}$ i dla ${}^{18}\text{F}$ bardziej widoczny dla małej energii cząstek padających. Przy energii bombardujących protonów równej 2,2 GeV, jak wynika z pracy Katkoffa [75], obserwuje się wzrost przekroju czynnego na tworzenie ${}^8\text{Li}$ przy wzroście liczby atomowej jąder-tarcz: przekrój czynny rośnie w przybliżeniu od $1 \cdot 10^{-27} \text{ cm}^2$ do $10 \cdot 10^{-27} \text{ cm}^2$ w przedziale liczb atomowych jąder-tarcz od Al do U. Jedno-

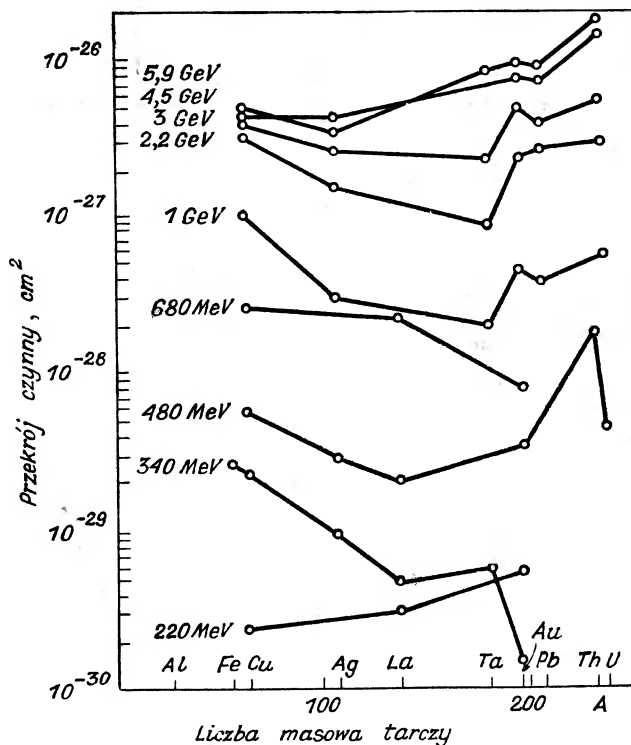


Rys. 6. Zależność przekroju czynnego na produkcję izotopów jąder lekkich od liczby masowej tarczy dla różnych energii protonów padających

częściej, jak wynika z rys. 6, gdzie przedstawione są dane Wrighta [27], przy energii protonów 340 MeV, przekrój czynny na produkcję ${}^8\text{Li}$ szybko maleje ze wzrostem liczby masowej tarczy. W ten sposób przykłady ${}^8\text{Li}$, ${}^7\text{Be}$ i ${}^{18}\text{F}$ wskazują na wyraźny związek między energią cząstek bombardujących a zależnością przekroju czynnego na tworzenie fragmentów od liczby masowej tarczy.

Z rys. 7 wynika, że spadek przekroju czynnego na tworzenie ${}^{24}\text{Na}$ dla przedziału liczb masowych tarcz 64—180 jest znacznie mniejszy niż dla lżejszych izotopów (rys. 6). Przy energiach cząstek padających rzędu GeV obserwuje się, na odwrót, pewien wzrost przekroju czynnego dla ${}^{24}\text{Na}$ ze wzrostem liczby masowej tarczy. Znacznie silniejszy wzrost przekrojów czynnych na tworzenie

badanych izotopów lekkich jąder obserwuje się w obszarze liczb masowych tarcz od 200 do 238 dla szerokiego pasma energii cząstek padających. Jednakże, z tych samych rysunków wynika, że przekroje na tworzenie względnie lekkich jąder (takich jak ${}^7\text{Be}$, ${}^{18}\text{F}$) wzrastają z energią cząstek padających znacznie silniej w obszarze ciężkich jąder niż w obszarze lżejszych jąder-tarcz. Takiego efektu nie obserwuje się w przypadku produkcji ${}^{24}\text{Na}$, gdzie wzrost jest w przybliżeniu jednakowy dla średnich i ciężkich jąder-tarcz. Opisana zależność przekro-



Rys. 7. Zależność przekroju czynnego na produkcję ${}^{24}\text{Na}$ od liczby masowej tarczy dla różnych energii protonów padających

jów czynnych na tworzenie szeregu izotopów lekkich jąder przy rozbijaniu średnich i ciężkich jąder wymaga dalszych dowodów doświadczalnych, gdyż większość znanych obecnie faktów odnosi się do fragmentów ${}^{18}\text{F}$ i ${}^{24}\text{Na}$. Zbyt mało badane były przekroje czynne na tworzenie lżejszych izotopów przy różnych energiach cząstek padających i różnych tarczach. Przy tym, wśród istniejących danych doświadczalnych występują sprzeczności; np. dla zależności przekrojów czynnych na tworzenie ${}^{24}\text{Na}$ przy energiach protonów 220 i 340 MeV (rys. 7).

Zależność całkowitego przekroju czynnego na powstawanie cząstek o dużym Z od liczby atomowej tarczy przy energii cząstek padających równej 660 MeV znaleziono także metodą emulsji jądrowych [51]. W pracy tej [51]

określono wzrost całkowitego przekroju czynnego na tworzenie fragmentów o $Z \geq 4$ i energii $\geq 2-3$ MeV/nukleon w obszarze liczb masowych tarcz od 30 do 200. Z prac [59, 60], opartych na obserwacjach reakcji wtórnych wywołanych przez jądra Li, wynika stałość przekroju czynnego na tworzenie fragmentów litowych przy rozbijaniu różnych jąder (od Cu do Pb), dla energii padających protonów równej 480 MeV. Badania specyficznych warunków podziału jądra uranu produkującego lekką cząstkę o dużym ładunku przeprowadzone w pracach [61, 62] wskazują na stałość stosunku przekroju czynnego na tworzenie cząstek o dużym Z do całkowitego przekroju czynnego na oddziaływanie niesprężyste, zachowane w dużym przedziale mas jąder Ag do U. Świadczy to o wzroście przekroju czynnego na tworzenie fragmentów ze wzrostem liczby atomowej tarczy.

Istnieje zatem rozbieżność między wnioskami, które można wyciągnąć z danych radiochemicznych o przekrojach czynnych na tworzenie poszczególnych izotopów lekkich jąder, a wnioskami wynikającymi z rozpatrzenia całkowitych przekrojów na powstanie wszystkich izotopów dla danego Z fragmentu. Jeżeli dalsze badania potwierdzą te różnice, można by uważać, że ich przyczyną jest zmiana względnej części izotopów trwałych wśród emitowanych w reakcji fragmentów przy zmianie liczby masowej tarczy. Istotnie, jeżeli przyjąć, że względna część izotopów trwałych rośnie ze wzrostem liczby masowej tarczy, to (ponieważ podstawowa część fragmentów jest izotopami trwałymi, o czym mowa będzie niżej) może okazać się, że przy wzroście całkowitego przekroju czynnego na tworzenie fragmentów, maleje przekrój czynny na powstawanie izotopów promieniotwórczych. O zależności względnej części różnych izotopów o zbyt małej, a także zbyt dużej liczbie neutronów, od liczby masowej tarczy świadczy np. fakt zmiany stosunku przekroju czynnego na tworzenie ^{18}F do przekroju dla ^{24}Na przy zmianie A tarczy. Prace Caretto, Hudisa i Friedlandera [44], [45] wykazały, że $\sigma_{^{24}\text{Na}}/\sigma_{^{18}\text{F}}$ dla jąder Cu i Ag jest trzy razy mniejsze niż dla jąder cięższych od Au.

Przedstawione powyżej dane odnoszą się w całości do tworzenia fragmentów w reakcjach wywołanych przez szybkie protony. Oczywiście fragmenty powstają również w reakcjach wywoływanych innymi szybkimi cząstkami — mezonami, neutronami, deuteronami itd. — przy dostatecznej ich energii. Posiadamy, niestety, o wiele mniej danych eksperymentalnych dotyczących tych procesów. Większość uzyskanych danych wskazuje na podobny przebieg procesu powstawania fragmentów przy naświetlaniu jąder cząstkami o różnej strukturze. Titterton [28], badając produkcję fragmentów ^8Li przy naświetlaniu emulsji neutronami o energii 150 MeV i protonami o energii 170 MeV, otrzymał w przybliżeniu jednakowe prawdopodobieństwo ich wytworzenia w obu przypadkach. Dla reakcji wywołanych przez deuterony o energii 190 MeV i protony o energii 340 MeV, Wright otrzymał w przybliżeniu równe przekroje czynne na tworzenie ^8Li z jąder od Ne do Xe. Przekrój na powstawanie fragmentów o $Z \geq 3$ przy rozbijaniu jąder fotoemulsji neutronami z najbardziej prawdopodobną

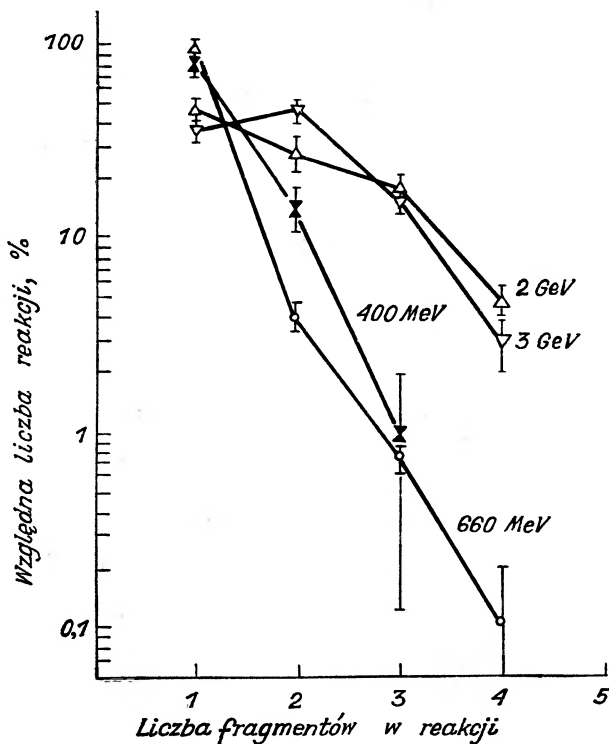
energię równą 395 MeV otrzymali w swej pracy Sidorow i Grigoriew [63]. Przekrój ten okazał się równy $(2,8 \pm 1,4) \cdot 10^{-27}$ cm²; wartość ta jest zbliżona do przekroju otrzymanego dla protonów, przy czym dokładne porównanie jest niemożliwe, ponieważ w tej pracy nie przeprowadzono rozdziału reakcji z jądrami Ag, Br i C, N, O.

Blau i Olivier [64] obserwowali tworzenie się cząstek o $Z \geq 3$ w reakcjach, wywołanych mezonami o energii 750 MeV. Wśród 249 gwiazd o liczbie ramion $n \geq 5$ znaleźli oni 16 gwiazd z fragmentami (zasięg fragmentów $\geq 30 \mu$ i kąt zagłębienia w emulsji $\leq 30^\circ$), tj. około 6%. Dla fragmentów o takich samych zasięgach i kątach zagłębienia w emulsji otrzymanych w reakcjach wywołanych przez promienie kosmiczne, dla ilości ramion $n = 8 \div 13$ według danych Perkinsa [52] fragmenty powstają w około 10%. Wynika z tego, że nie ma większej różnicy we względnym prawdopodobieństwie tworzenia fragmentów w jednym i drugim wypadku. Iwanow [65] badał dokładniej proces tworzenia cząstek o dużym ładunku przez mezony π^+ o energii 280 MeV. Przekrój czynny na powstawanie cząstek o $Z \geq 4$ przy rozbijaniu jąder Ag i Br przez mezony π^+ o podanej energii jest równy $(0,62 \pm 0,2) \cdot 10^{-27}$ cm². Jest on trochę mniejszy niż dla reakcji wywołanych przez protony o energii 300 MeV (patrz rys. 3). Inne cechy charakterystyczne reakcji z emisją fragmentów, wywołanych przez mezony π , są zbliżone do cech reakcji wywołanych przez protony. Tak np. dla reakcji z emisją fragmentów, przy naświetlaniu mezonami π o energii 280 MeV, średnia liczba ramion jest równa 4,9, a dla reakcji bez emisji fragmentów liczba ta wynosi 3,3, przy rozpatrywaniu, jak poprzednio, odpowiednio powolnych produktów rozpadu. A więc mamy tu też bardziej prawdopodobną emisję fragmentów w reakcjach o dużej ilości produktów, tak jak dla reakcji wywołanych przez protony.

§ 2. O łącznej produkcji fragmentów

W procesie produkcji fragmentów przy rozbijaniu jąder złożonych szybkimi cząstkami, zwraca uwagę pojawianie się w jednej reakcji dwóch, a nawet większej ilości cząstek o dużym ładunku. Prawdopodobieństwo istnienia takich reakcji silnie wzrasta ze wzrostem energii cząstek padających. Przy obserwacji reakcji jądrowych, wywołanych przez protony o energii 660 MeV, stwierdzono w pracy [53], że około 5% reakcji zawierających cząstkę o $Z \geq 4$ stanowią te, w których wyrzucana jest więcej niż jedna taka cząstka. Perkins [52] dla reakcji, wywołanych przez promienie kosmiczne w emulsji, podaje następujące cyfry: na 55 reakcji z jedną cząstką o $Z \geq 3$ przypada 10 z dwoma fragmentami i jedna z trzema, co daje około 17%. Trudno z tymi danymi porównać wyniki pracy Nakagawy, Tamai i Nomoto [55] nad reakcjami wywołanymi przez protony o energii 6,2 GeV. W pracy tej badane były tylko szybkie cząstki o dużym ładunku i znaleziono 6 reakcji z emisją dwóch lub więcej fragmentów na 73 reakcje z emisją cząstek o ładunku $Z \geq 3$, co stanowi 9%.

Zagadnienie ilości cząstek o dużym ładunku wyrzuconych przy rozbijaniu jąder było szczegółowo badane dla energii protonów 660 MeV [53], a także przy energiach 0,4; 2 i 3 GeV [66]. Na rys. 8 na podstawie otrzymanych w tych pracach danych wykreślone są zależności częstotliwości występowania reakcji z fragmentami od ilości wyrzuconych w nich fragmentów. Jak widać liczba przypadków reakcji szybko maleje ze wzrostem ilości fragmentów emitowanych przy danym rozbiściu. Ze wzrostem energii cząstek padających rośnie względny

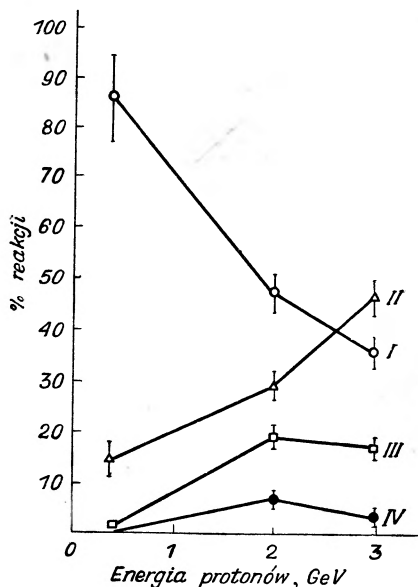


Rys. 8. Zależność ilości reakcji z fragmentami od ich ilości przy różnych energiach protonów padających: dla protonów o energii 660 MeV [53] fragmenty o $Z \geq 4$, dla protonów o energii 0,4; 2 i 3 GeV [66] fragmenty o $Z \geq 3$

udział reakcji z dwoma lub więcej fragmentami, tak że dla energii 3 GeV ilość reakcji z dwiema cząstkami naładowanymi o $Z \geq 3$ staje się większa od liczby reakcji z jedną taką cząstką. Na rys. 9 przedstawione są dane dotyczące udziału reakcji z różnymi liczbami fragmentów dla poszczególnych energii cząstek padających, wybrane z pracy Bakera i Katkoffa [66]. Dobrze jest widoczny szybki wzrost udziału procesu łącznej produkcji fragmentów ze wzrostem energii cząstek padających. Pewien spadek ilości reakcji z trzema lub czterema cząstkami o dużym ładunku dla cząstek padających o energii większej od 2 GeV może być tłumaczony, ogólnie mówiąc, tym, że przy tych energiach istnieje już możliwość całkowitego rozdrobnienia jąder Ag i Br.

Badanie charakterystyk reakcji jądrowych związanych z emisją dwóch i więcej fragmentów, przeprowadzone przy energii padających protonów 660 MeV [67], doprowadziło do następujących wniosków. Rozkład przedstawionych reakcji według liczby wyrzuconych naładowanych cząstek jest znacznie przesunięty w stronę gwiazd wieloramiennych (patrz rys. 5). Średnia liczba ramion w danych gwiazdach, równa 7,7, jest większa od średniej liczby ramion w gwiazdach z jednym fragmentem, która jest równa 6. Takie przesunięcie krzywej rozkładu gwiazd z dwoma lub więcej fragmentami energicznymi (włącza-

Rys. 9. Zależność ilości reakcji z różną ilością fragmentów z $Z \geq 3$ (jednym — I, dwoma — II, trzema — III i czterema — IV) od energii protonów padających [66]



jąc w to jądra ${}^4_2\text{He}$ o zasięgu większym od 700μ) według liczby ramion do obszaru gwiazd o większej ilości ramion uwidoczniło się poprzednio w pracy Sörenseny [69]. W ten sposób reakcje związane z emisją dwóch i więcej fragmentów występują przy jeszcze większych wartościach przekazywanej energii niż reakcje, w których powstaje jeden fragment. Jak i poprzednio, wzrost łącznej produkcji fragmentów ze wzrostem energii cząstek padających można powiązać ze względnym wzrostem udziału przypadków, w których przekazywane są jądrum duże porcje energii. Inne charakterystyki reakcji z dwoma fragmentami będą omówione dalej razem z własnościami reakcji o jednej cząstce mającej duży ładunek.

§ 3. Struktura fragmentów powstających przy rozbijaniu jąder

Rozkład mas i ładunków fragmentów, wyrzucanych w reakcjach jądrowych, jest, niestety, znany bardzo słabo. Jedną z przyczyn tego, oprócz małej wartości przekroju na produkcję fragmentów, jest fakt, że wśród znanych izotopów lekkich jąder mamy bardzo mało izotopów z wygodnymi do zmierzenia okre-

sami półrozpadu (wśród izotopów jąder od Li do Na okazuje się, że jest ich 6 na 41). Oprócz tego kwestię struktury fragmentów powstających przy rozbijaniu jąder komplikuje fakt, że w zasadzie może istnieć różnica między rozkładem obserwowanym i rzeczywiście istniejącym w chwili ich powstania w reakcji. Ta różnica może być uwarunkowana albo określonym stosunkiem n/p , albo większą energią wzbudzenia powstających fragmentów, w tych bowiem przypadkach fragmenty mogą mieć większe prawdopodobieństwo rozpadu z wyrzuceniem nukleonów. W szczególności można oczekiwać w reakcjach jądrowych produkcji jeszcze nieznanymi izotopów lekkich jąder. Jednakże, przed rozpatrzeniem możliwych własności powstających w reakcjach fragmentów, rozpatrzmy znane własności fragmentów obserwowanych w doświadczeniu.

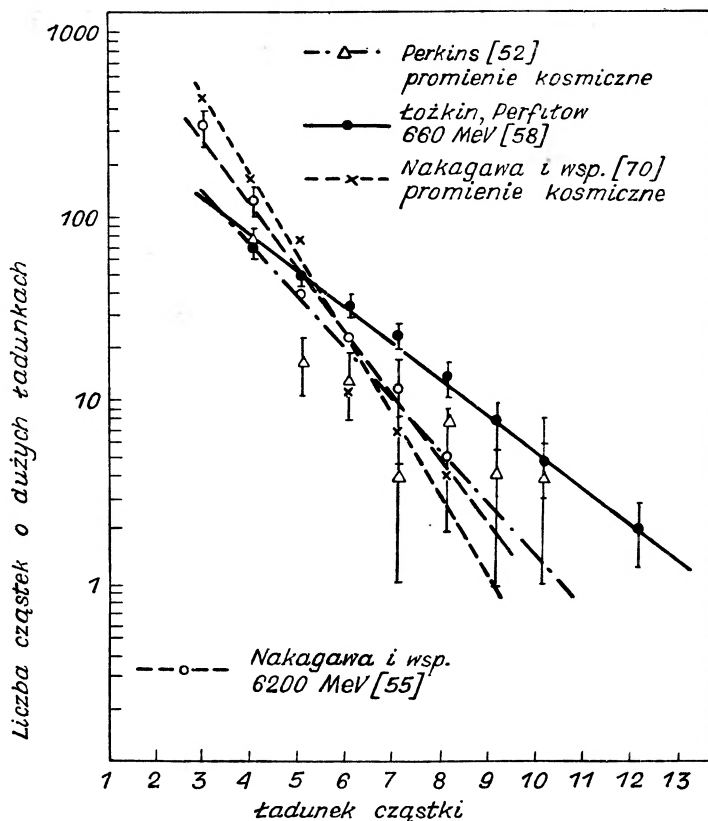
Z analizy tablicy I można wyciągnąć pewne wnioski, dotyczące względnego prawdopodobieństwa obserwowania fragmentów z różnymi Z i A przy rozbijaniu jąder protonami. Z wyjątkiem dosyć dużego we wszystkich wypadkach przekroju czynnego na produkcję izotopu ${}^7\text{Be}$, obserwowana jest dosyć dziwna równość przekrojów na tworzenie izotopów ${}^{12}\text{C}$ i ${}^{18}\text{F}$, a w niektórych przypadkach i ${}^{24}\text{Na}$. Jednakże doświadczalnych danych jest jeszcze za mało, a błędy są zbyt wielkie, aby można było przywiązywać większą wagę do przedstawionego wzajemnego stosunku produkcji izotopów. Prócz tego, istnieje niezgodność między obecnymi danymi doświadczalnymi. Na przykład, przy rozbijaniu Ag protonami o energii 340 MeV i przy rozbijaniu Pb protonami o energii 600 MeV obserwuje się wprost przeciwną zależność przekroju czynnego od A fragmentu.

Pewniejsze dane otrzymuje się obecnie metodą emulsji jądrowych. Na rys. 10 przedstawione są istniejące dane dotyczące zależności tworzenia fragmentów od ich ładunku. Zależności te otrzymane były w różnym czasie dla różnych energii cząstek padających: protonów o energii 660 i 6200 MeV i promieni kosmicznych [52, 53, 55, 58, 70].

Wszystkie dane doświadczalne są dobrze opisywane przez zależność wykładniczą typu $P \sim \exp(-Z^n)$, gdzie wykładnik $n = 0,7 \div 1,0$. Ciekawy jest fakt, że różnice między rozkładami, otrzymanymi przy energiach protonów 660 i 6200 MeV są zupełnie nieistotne, jeśli uwzględnić, że w pracy [35] badano fragmenty o zasięgu większym niż 25μ i tym samym obniżono ilość cząstek o większych ładunkach. Rozkład ilości fragmentów w funkcji ładunków, wynikający z danych uzyskanych z emulsji jądrowych, odbiega w sposób istotny od analogicznego rozkładu dla emitowanych poszczególnych izotopów (patrz tablica I). Aby określić przyczynę powyższych różnic, trzeba przeanalizować dane dotyczące przekrojów czynnych dla fragmentów z określonym ładunkiem, tzn. dla wszystkich izotopów danego pierwiastka oraz dotyczące przekrojów czynnych dla określonych izotopów przy danym Z pierwiastka.

Z prac radiochemicznych wiadomo, że wśród fragmentów, które obserwuje się przy rozbijaniu jąder szybkimi cząstkami, występują dobrze znane β -promieniotwórcze izotopy lekkich jąder, zarówno ubogie w neutrony (${}^7\text{Be}$, ${}^{12}\text{C}$, ${}^{18}\text{F}$), jak i posiadające ich nadmiar (${}^8\text{Li}$, ${}^{24}\text{Na}$, ${}^{33}\text{P}$), przy czym znane są również

przekroje czynne na produkcję tych izotopów. Z prac wykonanych za pomocą emulsji jądrowych otrzymano informacje o całkowitym przekroju czynnym na tworzenie fragmentów o określonym ładunku. Porównanie tych i innych danych dla określonych tarcz i określonej energii cząstek padających pozwala wyciągnąć pewne wnioski o strukturze, a dokładniej o stosunku Z/A większości



Rys. 10. Zależność całkowitego przekroju czynnego na produkcję fragmentów w jądrach Ag i Br od ich ładunku dla różnych energii cząstek padających

cząstek o dużym ładunku. W tabelicy II podane są wielkości przekrojów czynnych dla fragmentów o określonym Z , otrzymanych z naświetlania jąder Ag i Br protonami w emulsjach jądrowych [53, 58] oraz przekroje czynne dla określonych izotopów o danym Z — z naświetlania srebra w pracach radiochemicznych [36, 37, 41, 44, 46, 50].

Chociaż trzeba ograniczyć się obecnie do niewielu tylko izotopów dla porównania odpowiednich produkcji fragmentów o danym Z i określonego izotopu tych fragmentów, widać jednak wyraźnie jedną istotną własność: całkowity przekrój czynny dla cząstek o danym Z jest we wszystkich znanych wypadkach znacznie większy od przekrojów czynnych dla poszczególnych izotopów pro-

mieniotwórczych o tym samym Z . Różnice te tłumaczy fakt, że całkowita emisja fragmentów o danym Z jest sumą wytworzonych poszczególnych izotopów, przy czym większa część całkowitego przekroju czynnego przypada na izotopy nie rejestrowane metodami radiochemicznymi. Tym też częściowo objaśnia się różnice rozkładów produkcji izotopów i całkowitej produkcji fragmentów w zależności od ich Z i A , o których wspominaliśmy wyżej. Większe różnice (od 10 do 50 razy) między całkowitym przekrojem czynnym dla cząstek o danym Z a przekrojami dla ich izotopów (tablica II) można wytłumaczyć

Tablica II

Porównanie przekrojów czynnych na produkcję fragmentów z danym Z i izotopów z tym samym Z

Metoda emulsji jądrowych jądra Ag i Br ³³			Metoda radiochemiczna jądra Ag		
Z frag- mentu	E protonu (MeV)	Przekrój czynny (10^{-29} cm ²)	Izotop	E protonów (MeV)	Przekrój czynny (10^{-29} cm ²)
4	350	100	⁷ Be	335	10 ³⁶
	660	350		1000	250 ⁵⁰
6	350	50	¹¹ C	340	1,0 ⁴⁶
	460	100		480	~3,0 ⁴¹
9	350	12	¹⁸ Fe	340	1,0 ⁴⁶
	460	20		420	1,6 ³⁷
	660	40		1000	20 ⁴⁴
11	350	8	²⁴ Na	340	1,0 ⁴⁶
	460	12		480	~3,0 ⁴¹
	660	24		1000	30 ⁴⁴

przeważającą produkcją izotopów o określonym stosunku Z/A . Rzeczywiście, przy małej liczbie możliwych izotopów lekkich jąder, tak dużych różnic przekrojów czynnych nie tłumaczy hipoteza jednakowej w przybliżeniu emisji wszystkich możliwych izotopów. Gdyby powyższe różnice objaśniać tylko niewykrywalnością pewnych izotopów metodami radiochemicznymi, to tymi izotopami mogłyby być tylko izotopy o bardzo krótkim (takie, jak ¹²B, ¹⁰C, ¹⁷F itd.) albo bardzo długim czasie życia (takie jak ¹⁰Be, ¹⁴C) względnie izotopy trwałe. Przy pomiarach radiochemicznych następuje w zasadzie strata tylko izotopów trwałych oraz izotopów o krótkim czasie życia, ponieważ izotopów o bardzo długim, niemożliwym do zmierzenia czasie półrozpadu jest bardzo mało. Dla rozpatrywanych w tablicy II lekkich jąder takich izotopów jest tylko trzy: ¹⁰Be, ¹⁴C i ²²Na. Jednakowa w przybliżeniu ilość izotopów o krótkim czasie życia posiada mniej lub więcej neutronów niż odpowiednie jądro trwałe. Dlatego też, rozpatrując to ogólnie, strata może iść na rachunek obu tych przypadków. Jednakże w poszczególnych przypadkach dotyczących β -promieniotwórczych izotopów, o krótkim czasie życia, można otrzymać informacje o ich

udziale w reakcjach, wywołanych w emulsjach jądrowych. Zwykle między naświetleniem emulsji a jej wywołaniem upływa czas rzędu kilku godzin. Można więc oczekiwać, że rozpad β zatrzymanych w emulsji cząstek o dużym ładunku będzie zarejestrowany z prawdopodobieństwem bliskim jedności. I tak z danych uzyskanych przez Grigoriewa i Sidorowa wynika, że większość powstających w reakcjach fragmentów to izotopy trwałe ze względu na rozpad β (na 65 fragmentów o $Z \geq 3$ tylko 15 wykazuje rozpad β , przy czym 14 z nich to izotopy ${}^8\text{Li}$ i ${}^8\text{B}$). Istnieją poza tym dane o względnym prawdopodobieństwie występowania trzech izobarów ${}^8\text{Li}$, ${}^8\text{Be}$, ${}^8\text{B}$ przy rozbijaniu jąder Ag i Br w emulsji jądrowej [53]. Prawdopodobieństwo wytworzenia izobaru ${}^8\text{Be}$ jest większe niż dla izobarów ${}^8\text{Li}$ i ${}^8\text{B}$, mimo że ogólna produkcja cząstek o ładunku 3 jest większa od produkcji cząstek z ładunkiem 4. Sądząc więc z zarejestrowanych w doświadczeniu cząstek o dużym ładunku można wywnioskować, że najłatwiej produkowane w obszarze jąder lekkich są trwałe izotopy o stosunku $Z/A = 0,5$.

Zajmijmy się jeszcze stosunkiem produkcji różnych izotopów jednego pierwiastka, obserwowanych przy rozbijaniu określonych jąder. Odpowiednich danych jest jeszcze bardzo mało (patrz tablica I) i odnoszą się one głównie do stosunkowo ciężkich fragmentów. Dane z prac Wolfganga i współpracowników [43] dotyczą przekrojów czynnych na powstawanie izotopów Na i P przy energiach protonów większych od 1 GeV. Izotopy ${}^{22}\text{Na}$ i ${}^{24}\text{Na}$ są w przybliżeniu jednakowo często wyrzucane, natomiast izotop ${}^{32}\text{P}$ we wszystkich wypadkach ma dużo większe prawdopodobieństwo powstania od izotopu ${}^{33}\text{P}$. Jeśli słuszne jest przypuszczenie, że tworzone są najłatwiej izotopy trwałe, tzn. ${}^{23}\text{Na}$ i ${}^{31}\text{P}$, to w pierwszym przypadku ${}^{22}\text{Na}$ i ${}^{24}\text{Na}$ znajdują się po różnych stronach punktu stabilności, a w drugim ${}^{32}\text{P}$ i ${}^{33}\text{P}$ — po jednej stronie tego punktu. Duża różnica między przekrojami czynnymi dla ${}^{32}\text{P}$ i ${}^{33}\text{P}$ wskazuje na silny spadek przekroju czynnego w obszarze jąder o zbyt dużej liczbie neutronów. Podobieństwo produkcji ${}^{22}\text{Na}$ i ${}^{24}\text{Na}$ jest możliwe dla symetrycznego charakteru zależności przekroju czynnego na emisję od liczby masowej fragmentu.

Caretto i współpracownicy [44] podali stosunki produkcji izotopów ${}^{24}\text{Na}/{}^{18}\text{F}$ dla różnych tarcz i różnych energii cząstek. W większości wypadków stosunek $\sigma_{{}^{24}\text{Na}}/\sigma_{{}^{18}\text{F}}$ jest większy od jedności (od 2 do 8). Zgadza się to z wynikami innych prac [42, 43]. Autorzy pracy [44] wyciągają z podanego wyżej faktu wniosek, że najłatwiej wśród lekkich jąder powstających w reakcjach tworzone są izotopy o zbyt dużej liczbie neutronów, a tym samym, że produkcja fragmentu o $Z = 11$ jest uprzywilejowana w stosunku do produkcji fragmentu o $Z = 9$. Tymczasem podane wyżej dane doświadczalne otrzymane z emulsji jądrowych, prowadzą do wniosku o trwałości powstających fragmentów i zmniejszaniu się produkcji w miarę wzrostu ładunku fragmentu. Podane rozbieżności mogą wynikać z błędów obu metod. Gdyby jednak rzeczywiście istniały takie różnice przekrojów na tworzenie ${}^{24}\text{Na}$ i ${}^{18}\text{F}$ i przekrojów na powstawanie frag-

mentów o $Z = 11$ i $Z = 9$, to można by je tłumaczyć tym, że ^{24}Na i ^{18}F są cząstkami różnymi od wszystkich fragmentów o $Z = 11$ i $Z = 9$, przy czym produkcja ^{18}F wśród fragmentów o $Z = 9$ jest odpowiednio mniejsza od produkcji ^{24}Na wśród fragmentów o $Z = 11$.

Dla jąder Ag i Br stosunek ilości neutronów do ilości protonów jest równy w przybliżeniu 1,3. Dla izotopów trwałych lekkich jąder wartość tego stosunku mieści się w przedziale od 1 do 1,25. Wyrzucanie w czasie reakcji fragmentów o tym samym stosunku n/p jak w jądrze wyjściowym prowadziłoby do powstania w większości wypadków izotopów nietrwałych z pewną nadwyżką neutronów (od jednego do dwóch). Trudno oczekiwać, aby dla fragmentów nadwyżka neutronów była większa niż dla jądra wyjściowego.

Gdyby fragmenty posiadały dostateczną energię wzbudzenia potrzebną do wyparowywania nukleonów, to parowanie mogłoby prowadzić do obserwowanych w doświadczeniach izotopów trwałych. Wtedy, ponieważ czas życia odpowiadający takiemu rozpadowi jest krótszy od 10^{-14} sek, cząstki o dużym ładunku nie będą zostawiały w emulsji widocznego śladu przed rozpadem, co zgodzi się z faktem, że obserwowane w emulsji fragmenty są trwale ze względu na emisję ciężkich cząstek (p albo α).

Można jednak sądzić, że wyrzucane z jąder fragmenty w większości przypadków nie posiadają dostatecznej energii wzbudzenia. Obserwowane wśród fragmentów izotopy, tak bogate w neutrony jak ^8Li , wskazują bezpośrednio na małą energię wzbudzenia fragmentów, gdyż w przeciwnym razie obserwacja ich byłaby niemożliwa (poziom 2,28 MeV jądra ^8Li jest nietrwały ze względu na emisję neutronów). Z tego samego powodu występowanie wśród produktów rozpadu izotopów ^8B i ^{13}N świadczy o małym wzbudzeniu wyrzucanych fragmentów. Mamy więc z jednej strony wśród obserwowanych w doświadczeniu fragmentów przewagę izotopów trwałych, a z drugiej — dane potwierdzające małą energię wzbudzenia tworzonych w oddziaływaniach fragmentów. Można z tego wyciągnąć wniosek o trwałości fragmentów powstających przy rozbijaniu jądra, przy czym wydaje się, że ich trwałość jest charakterystyczna dla procesu fragmentacji. Znane są oczywiście przypadki, gdy wyrzucany w reakcji fragment ma dostateczną energię wzbudzenia, aby być nietrwałym ze względu na rozpad na cząstki składowe. Perkins [52] obserwował wyrzucane z jąder wzbudzone fragmenty ^9B , ^{12}C i ^{16}O ulegające rozpadowi na cząstki α . Jednakże, jak wynika z prac prowadzonych na emulsjach jądrowych, przypadki tworzenia w reakcjach wzbudzonych fragmentów są stosunkowo rzadkie. Można więc przypuszczać, że znane własności obserwowanych przy rozbijaniu jąder cząstek o dużym ładunku (ich rozkład względem ładunku i masy, ich energia wzbudzenia) mogą być wykorzystane do charakterystyki samego procesu ich powstawania.

Należy powiedzieć jeszcze parę słów o strukturze cząstek z dużym ładunkiem wytworzonych w reakcjach, w których powstają dwa i więcej fragmenty. Z prac [53, 67] wynika, że ładunki dwóch fragmentów wytworzonych przy

rozbijaniu jądra mogą być dowolnie łączone, przy czym większość fragmentów ma $Z \leq 8$. Obserwuje się tu większy udział fragmentów o małych ładunkach (w szczególności jąder ${}^8\text{Li}$) w porównaniu z reakcjami, w których emitowany jest jeden fragment.

Charakterystyki reakcji, w których powstają dwa fragmenty doprowadziły także do wniosku, że oba fragmenty nie są produktami rozpadu jakiegoś jednego większego fragmentu wyrzuczonego z jądra, lecz powstają bezpośrednio w procesie rozbicia.

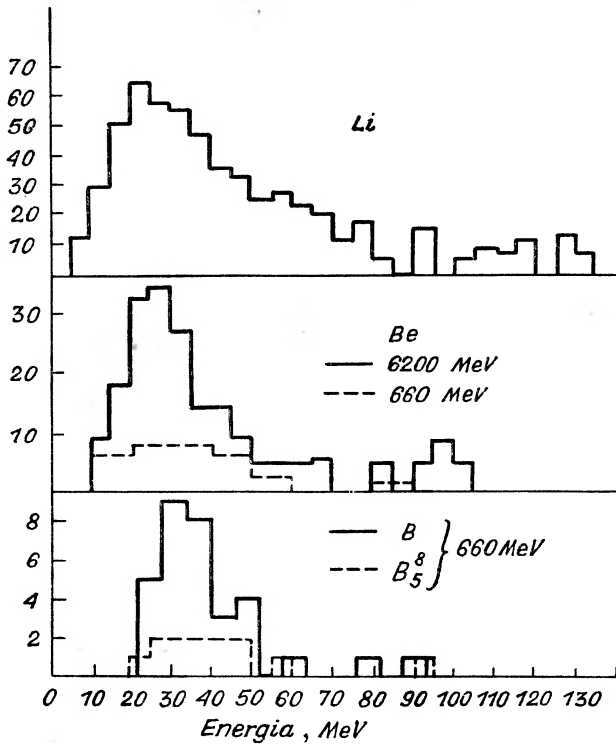
§ 4. Rozkład energii fragmentów

Najwięcej danych doświadczalnych do chwili obecnej o rozkładzie energii fragmentów tworzonych przy rozbijaniu jąder dały badania za pomocą emulsji jądrowych, tzn. badania burzenia jąder Ag i Br. Jak wynika z prac [53, 55, 58, 71, 73], niezależnie od ładunków powstających fragmentów, charakterystyczne dla rozkładu energetycznego jest występowanie fragmentów o energiach znacznie większych lub znacznie mniejszych od nominalnej bariery kulombowskiej. Uprzywilejowana jest emisja fragmentów o energii bliskiej kulombowskiej barierze jądra. Własności te widać dobrze na rys. 11, gdzie przedstawione są rozkłady energii cząstek o ładunkach 3, 4 i 5 uzyskane w pracach [53, 55]. Można zauważyć, że widmo energii fragmentów przesuwają się do obszaru większych energii ze wzrostem Z fragmentu, a więc odpowiednio do wartości bariery kulombowskiej. Z rys. 11 i z rys. 12, na którym przedstawione są rozkłady energii ${}^8\text{Li}$ dla różnych energii protonów, widać wyraźnie słabą zależność rozkładu od energii cząstek bombardujących.

Już przy badaniach reakcji wywołanych przez promienie kosmiczne [22—26, 52, 69] niejednokrotnie zauważono występowanie cząstek o dużym ładunku posiadających energię dużo większą od energii odpychania kulombowskiego. Z badań wtórnych reakcji jądrowych przy bombardowaniu tarczy protonami o dużych energiach [36, 60, 76] wyciągnięto również wniosek o istnieniu fragmentów ponadbarierowych. Przy naświetlaniu szeregu pierwiastków (Cu, Sn, Pb) znaleziono reakcje odpowiadające tworzeniu izotopów o ładunku przewyższającym o 3 i 4 jednostki ładunek jądra tarczy. Powstawanie takich izotopów mogą tłumaczyć tylko reakcje wtórne zachodzące między jądrami tarczy a powstającymi w reakcji pierwotnej fragmentami o ładunkach $Z = 3$ albo 4, przy czym te fragmenty muszą mieć energię znacznie wyższą od energii bariery kulombowskiej jądra wyjściowego.

Występowanie cząstek o dużym ładunku z $E \gg E_{\text{coul}}$ jest jedną z najbardziej interesujących własności procesu ich produkcji. Ze wzrostem energii cząstek padających, wywołujących reakcje, zmienia się rozkład energii powstających fragmentów, w szczególności wzrasta względny udział cząstek o $E \gg E_{\text{coul}}$. Jednocześnie najbardziej prawdopodobna energia fragmentów nie ulega zmianie. Widać to dobrze na rys. 11 i 12. Mimo szerokich zmian energii cząstek

padających (od 660 do 6200 MeV) nie widać istotnej zmiany najbardziej prawdopodobnej energii fragmentów o ładunkach $3 \div 5$. Ostatni wniosek potwierdza także pomiar zasięgów wszystkich naładowanych cząstek dla energii protonów 300, 460 i 660 MeV [53]. Zmiana energii protonów zwiększa tylko względną ilość cząstek o dużych zasięgach, przy jednoczesnym zachowaniu najbardziej



Rys. 11. Rozkład energii cząstek o dużych ładunkach (Be, B) dla rozbitcia jąder Ag i Br wywołanego przez protony o energiach 660 MeV [53] i 6,2 GeV [70]. Dla Li tylko 6,2 GeV

prawdopodobnego zasięgu. Rozkłady energii fragmentów ${}^8\text{Li}$, powstających przy oddziaływaniu protonów o energii 2,2 GeV z jądrami Al, Cu, Ag, Au i U, otrzymane przez Katkoffa, przedstawione są na rys. 13. Widzimy dobrą zgodność położenia maksimum widma fragmentów ${}^8\text{Li}$ wyrzucanych z jąder Ag, Au i U z wartością efektywną bariery kulombowskiej, którą określono na podstawie wzoru

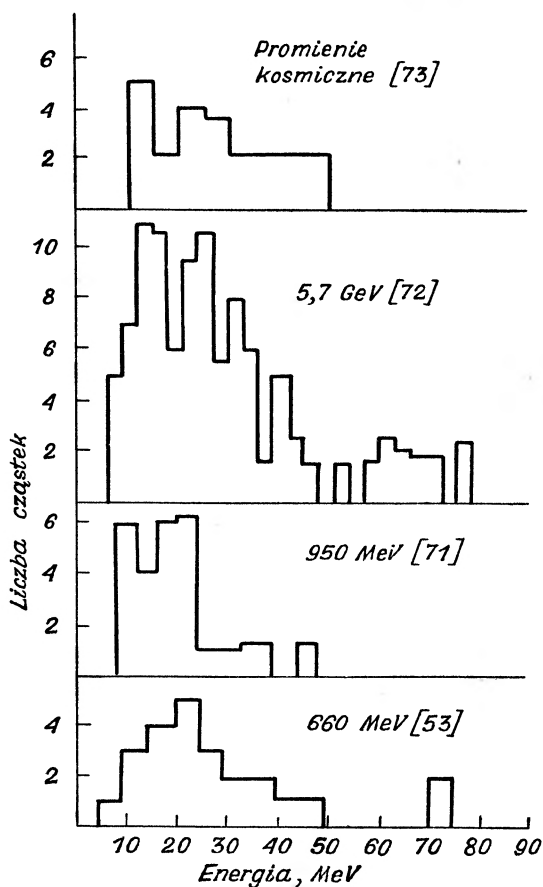
$$V_{\text{ef}} = \frac{V}{1 + \frac{E}{1000}},$$

gdzie

$$V = p \frac{Z_1 \cdot Z_2 \cdot e^2}{r_0(A_1^{1/3} + A_2^{1/3})},$$

$r_0 = 1,4 \cdot 10^{-13}$ cm, a p jest przenikalnością bariery.

Jednocześnie widmo fragmentów ${}^8\text{Li}$, wyrzucanych przy rozbijaniu jąder Cu jest bardzo przesunięte do obszaru większych energii. Doświadczalny rozkład fragmentów ${}^8\text{Li}$ otrzymanych z miedzi ($Z = 29$) mieści się w obszarze większych energii niż widmo ${}^8\text{Li}$ ze srebra ($Z = 47$). Jest to tak duża anomalia, że wymaga dalszych badań. Położenie maksimum widma fragmentów ${}^8\text{Li}$



Rys. 12. Rozkład energii ${}^8\text{Li}$ z rozbicia jąder Ag i Br przy różnych energiach cząstek bombardujących

otrzymanych z uranu wskazuje na interesujący fakt, że fragmenty wyrzucane są bezpośrednio z jąder uranu i nie ma jakiegos istotnego wkładu produkcji ${}^8\text{Li}$ ze wzbudzonych cząstek rozszczepienia jądra.

Rozkład energii fragmentów o niewielkich ładunkach dla fragmentów o energii bliskiej efektywnej barierze jądra, jest dobrze opisany przez wzór procesu parowania

$$N(E)dE = \frac{E - V_{\text{ef}}}{T^2} \cdot \exp\left(-\frac{E - V_{\text{ef}}}{T}\right)dE$$

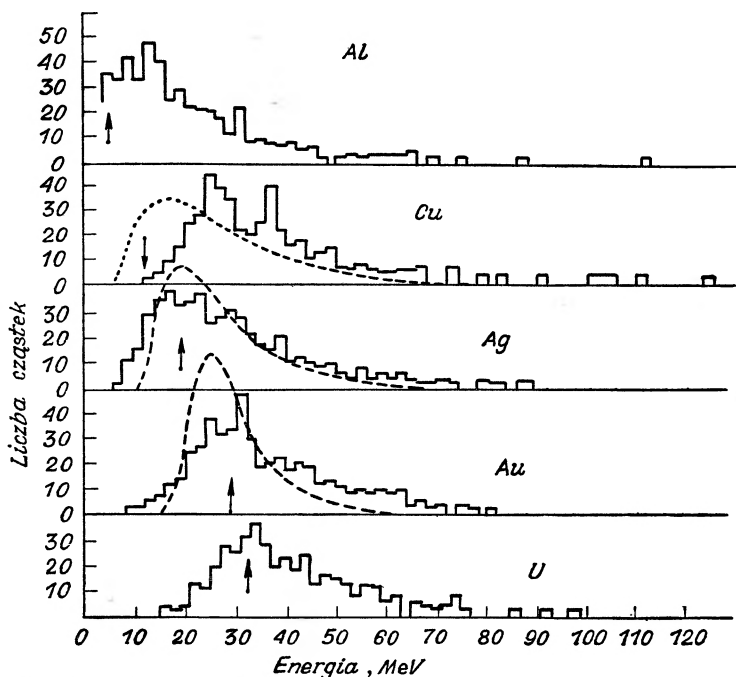
przy odpowiednim doborze temperatury.

Jednakże w wyniku istnienia takich własności procesu fragmentacji, które nie mieszczą się w ramach teorii parowania, zgodność ta może być przypadkowa. Największe różnice między zależnością typu podanego wyżej wzoru a danymi doświadczalnymi są dla obszaru małych energii produkowanych cząstek i $E \gg E_{\text{coul.}}$.

Kształt widma fragmentów ${}^8\text{Li}$ w obszarze $E \gg E_{\text{coul.}}$, według danych Miechiedowa [77], opisuje zależność typu

$$N(E)dE = \frac{\text{const}}{E^n} dE,$$

przy czym $1 < n < 2$.



Rys. 13. Rozkład energii fragmentów ${}^8\text{Li}$, wytworzonych w reakcjach z różnymi jądrami dla protonów o energii 2,2 GeV [75]. Strzałki wskazują wielkość efektywnej bariery kulombowskiej. Linie punktowane — obliczone widmo parowania

Rozkład cząstek o dużym ładunku dla obszaru energii $E \gg E_{\text{coul.}}$ nie ma ostrej górnej granicy, mimo że istnienia takiej granicy można by oczekiwać dla zadanej energii cząstek padających. Dla danej energii cząstek padających obserwuje się w reakcjach jądrowych tworzenie nawet takich cząstek o dużych ładunkach (i o energii większej niż $E_{\text{coul.}}$), które mają pędy znacznie większe od pędów cząstek padających [78]. W związku z tym faktem położenie górnej granicy widma energetycznego jest do tej chwili niejasne.

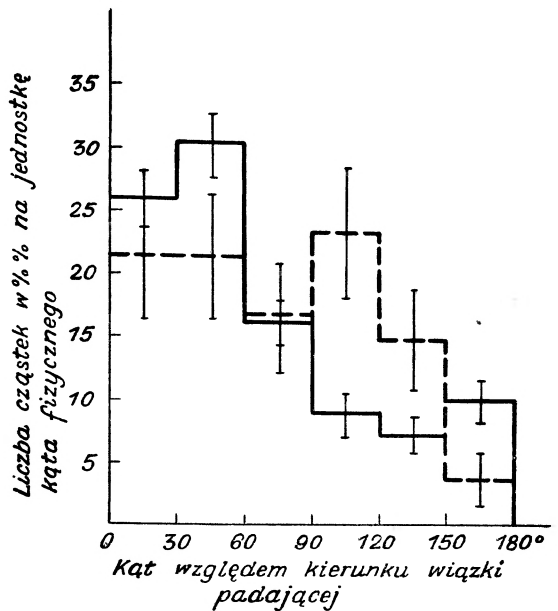
Dla podkreślenia własności rozkładu energii cząstek o dużych ładunkach warto zaznaczyć, że widmo energetyczne protonów i cząstek α w reakcjach, w których powstają fragmenty, po pominięciu stosunkowo większego udziału

cząstek powolnych w tych reakcjach [58], prawie nie różni się od analogicznych rozkładów dla zwykłych reakcji.

W pracy [53, 67] badano rozkład energii i stosunek energii fragmentów wyrzucanych w oddziaływaniach zawierających dwa fragmenty. Okazało się, że w większości wypadków stosunek energii cięższego fragmentu do lżejszego jest większy od jedności. Są przypadki, że jeden fragment albo nawet obydwa mają energię większą od energii oddziaływania kulombowskiego.

§ 5. Rozkład kątowy fragmentów

Charakterystyka rozkładu kąowego cząstek o dużych ładunkach produkowanych w reakcjach jądrowych jest istotna dla teoretycznego wyjaśnienia procesu. Już Perkins, badając reakcje wywołane przez promienie kosmiczne,



Rys. 14. Rozkład kąowy cząstek o ładunkach $Z \geq 4$ dla protonów o energii 660 MeV [58] (linia ciągła) oraz cząstek o ładunkach $Z \geq 3$ dla protonów o energii 6,2 GeV [70] (linia przerywana)

wykazał, że rozkład kąowy cząstek o dużych ładunkach jest anizotropowy względem kierunku cząstek padających, przy czym stopień anizotropii w sposób istotny zależy od prędkości fragmentów. Pokazano w tej pracy, że fragmenty o prędkości $\beta > 0,2$ są obserwowane tylko w półkuli przedniej względem kierunku cząstki padającej, natomiast cząstki o prędkości $\beta < 0,14$ mają tendencję do wylatywania pod kątem 60–90° względem kierunku cząstki padającej.

W szeregu prac [30, 53, 55, 58, 65] badano rozkład kąowy fragmentów o $Z \geq 4$ i $Z \geq 3$ powstających przy rozbijaniu jąder Ag i Br. Rozkład kąowy cząstek o takich ładunkach w laboratoryjnym układzie współrzędnych, dla protonów o energiach 660 MeV i 6,2 GeV jest pokazany na rys. 14. Jak widać

wzrasta izotropia rozkładu kąтового fragmentów przy zwiększaniu energii cząstek padających. Można potwierdzić ten fakt danymi zebranymi w tablicy III, gdzie przedstawione są stosunki ilości przypadków wyrzucenia do przodu i do tyłu w stosunku do kierunku padającego protonu dla różnych energii cząstek padających i różnych produkowanych fragmentów. Przedstawione są tam również dane, określające rozkład kątowy fragmentów o energiach większych od energii oddziaływania kulombowskiego. Przy tworzeniu szybkich cząstek o dużych ładunkach, mimo małej statystyki wyników, widać wyraźne uprzywilejowanie kierunku do przodu.

Tablica III

Anizotropia rozkładu kąтового fragmentów w układzie laboratoryjnym przy rozbiściu jąder Ag i Br

Ładunek fragmentów	Energia fragmentów	Energia cząstek bombardujących	Anizotropia „przód — tył“	Literatura
$Z \geq 4$	$\gtrsim 2$ MeV/nukl.	P; 350 MeV	$3,1 \pm 0,6$	} 53,58
„	„	P; 460 MeV	$3,0 \pm 0,5$	
„	„	P; 660 MeV	$2,8 \pm 0,3$	
„	„	π^+ 280 MeV	$3,2 \pm 1$	65
$Z \geq 3$	„	P; 6,2 GeV	$1,44 \pm 0,5$	70
$Z \geq 4$	„	Promienie kosm.	$1,25 \pm 0,5$	70
$Z \geq 3$	„	„	$1,96 \pm 0,6$	52
Li	„	„	$1,43 \pm 0,5$	70
Li	≥ 5 MeV	P; 6,2 GeV	$1,52 \pm 0,3$	55
Li ⁸	≥ 6 MeV	P; 5,7 GeV	$1,53 \pm 0,5$	72
Li ⁸	≥ 8 MeV	P; 950 MeV	$2,5 \pm 1,6$	71
Li	≥ 60 MeV	P; 6,2 GeV	~ 16	55
Li ⁸	≥ 36 MeV	P; 5,7 GeV	~ 3	72
$Z \geq 4$	$\geq E_{\text{coul.}}$	P; 660 MeV	$5,6 \pm 2$	53
$Z \geq 4$	≥ 60 MeV	P; 6,2 GeV	~ 14	55

Anizotropia rozkładu kąтового fragmentów jest charakterystyczna dla samego procesu ich powstawania. Poprawka na ruch środka masy dla cząstek padających o energiach 300—660 MeV ma wartość około 0,2, czyli znacznie mniejszą od obserwowanych anizotropii. Jednak dla cząstek padających o energii rzędu GeV poprawki te mogą doprowadzić do wniosku o izotropowym rozkładzie lekkich fragmentów (takich jak Li i Be) w układzie środka masy.

Na podstawie opublikowanych danych [53] nie można ustalić dokładnej zależności rozkładu kąтового cząstek o dużych ładunkach wyrzucanych przy oddziaływaniach, od ilości wszystkich cząstek reakcji, tzn. od całkowitej energii przekazanej jądro podczas zderzenia. W pracy [72] zaznacza się zmniejszenie anizotropii rozkładu kąтового ⁸Li przy przejściu do gwiazd o większej ilości ramion, jednakże obserwowany efekt nie przewyższa błędu statystycznego.

Obecnie nie można jeszcze wyciągnąć żadnych określonych wniosków o zależności rozkładu kąтового wyrzucanych w reakcjach fragmentów od ich ładunku.

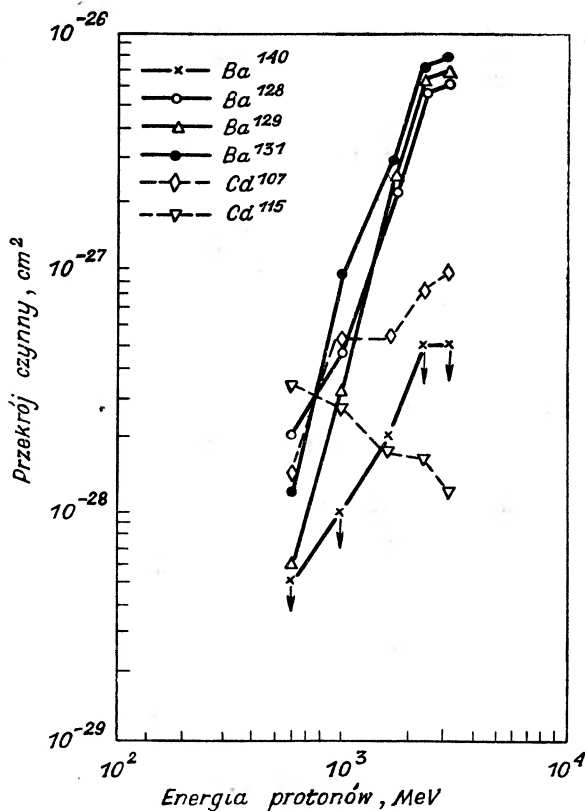
Istotne dla rozkładu kąтового cząsteczek o dużym ładunku jest istnienie pewnej korelacji kątowej między kierunkami produktów reakcji: fragmentów, jąder-residuów oraz protonów i cząstek α . W pracach [53, 80] wykazano, że fragment i jądro-residuum rozbiegają się na ogół w kierunkach przeciwnych, natomiast cząstki α i protony produkowane w reakcjach z emisją fragmentu wybiegają przeważnie pod kątami bliskimi 90° , względem kierunku ruchu fragmentu. Istnienie korelacji kątowej między fragmentami a jakąkolwiek grupą innych cząstek reakcji może wskazywać na jednoczesność ich tworzenia w tej reakcji.

§ 6. Własności jąder-residuów w reakcjach z emisją fragmentów

Dodatkowe informacje o charakterze procesu prowadzącego do produkcji cząstek o dużym ładunku dają obserwacje jąder-residuów z określonego przedziału liczb masowych powstających przy oddziaływaniach cząstek o dużej energii z jądrami. Fragmenty o masach $A < 40$ tworzone przy rozbijaniu jąder w pełni odpowiadają temu określonemu przedziałowi mas jąder-residuów, który dla cząstek padających o energiach mniejszych od 1 GeV znajduje się między obszarami mas produktów reakcji rozszczepienia i całkowitego rozbitcia. Znając własności wyrzucanych fragmentów można oczekiwać istnienia ściśle określonych własności jąder-residuów. Wynikiem stabilności większości obserwowanych fragmentów — izotopów lekkich jąder jest na ogół zbyt duża ilość neutronów w jądram-residuach. Przy niedostatecznej energii wzbudzenia jądra-residuum proces parowania nie może zmienić tego stanu rzeczy i należy oczekiwać, że obserwowane jądro-residuum też ma nadwyżkę neutronów. Hipoteza ta tłumaczy zaobserwowaną przez Krugera i Sugarmana [46] zależność najprawdopodobniejszego ładunku jąder-residuów od ich liczby masowej, otrzymanych przy naświetlaniu holmu protonami o energii 450 MeV. W tym przypadku w obszarze liczb masowych 99—115 jądra-residua mają znaczną nadwyżkę neutronów, której nie może wyjaśnić mechanizm całkowitego rozbitcia (tzn. kaskada + parowanie).

Dla większych energii cząstek padających wzrost energii wzbudzenia jąder-residuów będzie prowadził poprzez proces parowania do tworzenia jąder ubogich w neutrony, jako wynik uprzywilejowanego parowania neutronów. Wśród takich jąder nie można oddzielić jąder-residuów od produktów fragmentacji, jednakże część tych produktów w pewnym obszarze jest związana z tworzeniem fragmentów o $A < 40$, co potwierdza zależność przekroju czynnego na ich tworzenie od energii cząstek padających. Otrzymana przez Wolfganga i współpracowników [43] przy naświetlaniu ołowiu protonami zależność przekroju czynnego na powstawanie ubogich w neutrony izotopów baru (^{128}Ba , ^{129}Ba , ^{131}Ba) i kadmu (^{107}Cd) oraz bogatych w neutrony izotopów ^{140}Ba i ^{115}Cd od energii padających protonów podana jest na rys. 15. Porównując rys. 15 z rys. 2 widać jak dobrze zgadzają się zależności przekroju czynnego na tworzenie ubogich w neutrony izotopów baru z przekrojami czynnymi na powsta-

wanie fragmentów, podczas gdy dla izotopów kadmu obserwowana jest zupełnie inna zależność. Szybki wzrost przekroju na produkcję ubogich w neutrony izotopów ze wzrostem energii protonów może być traktowany jako wynik zwiększenia prawdopodobieństwa przekazywania jądra większych porcji energii przez protony. Wynika więc z tego ponownie wniosek o związku między roz-



Rys. 15. Zależność produkcji izotopów baru i kadmu w ołowiu od energii padających protonów patrywanym procesem tworzenia czastek o dużym ładunku a wielkością przekazywanych jądom porcji energii. Sugarman i współpracownicy [103, 112] analizując zasięgi jąder odrzutu przy rozbijaniu bizmutu protonami o różnych energiach wyciągnęli wniosek o większych wartościach energii przekazywanych jądom w wypadku tworzenia ubogich w neutrony izotopów baru. Wynik ten potwierdzają badania jąder odrzutu przy naświetlaniu bizmutu i tantalu protonami o energii 450 MeV [81, 82].

§ 7. O mechanizmie fragmentacji

Zaznaczyliśmy już, że rozbijanie jąder Ag i Br, przy którym obserwuje się cząstki o dużym ładunku jest ze względu na wiele swoich własności podobne do zwykłych reakcji. Jest tu w przybliżeniu taki sam stosunek a/p , anizotropia

w rozkładzie kątowym może świadczyć o wzbudzeniu jądra tak jak w mechanizmie kaskady jądrowej, a rozkład kątowy jąder-residuów świadczy bezpośrednio o ich wzbudzeniu. A więc tworzenie cząstek α i protonów w rozpatrywanych relacjach można tłumaczyć zwykłym przebiegiem reakcji jądrowych dla dużych energii.

Rozpatrzmy teraz podstawowe własności zjawiska powstawania cząstek o dużych ładunkach w reakcjach jądrowych z punktu widzenia procesów, które interpretują oddziaływanie cząstek dużej energii z jądrami, a które jednocześnie mogłyby być odpowiedzialne za tworzenie fragmentów.

A. Proces kaskady jądrowej. Silna anizotropia rozkładu kątowego cząstek o dużym ładunku względem kierunku cząstki padającej, wzrost produkcji cząstek o dużym ładunku ze wzrostem ilości cząstek kaskady w oddziaływaniu [53, 55] i własności widma energii cząstek o dużym ładunku dają podstawy do przypuszczeń o tworzeniu ich w procesie kaskady jądrowej. Przypuszczali to autorzy szeregu prac [69, 71, 72, 83]. Jednakże reakcje z emisją cząstek o dużych ładunkach mają jeszcze inne własności, które trudno zrozumieć z punktu widzenia procesu kaskady jądrowej. Trzeba się więc ustosunkować ostrożnie do podobnych hipotez. Zakładając istnienie wewnątrz jądra trwałych (w granicznym przypadku o dostatecznie długim czasie życia) ugrupowań nukleonów [84] i quasi-sprężyste rozpraszanie nukleonów kaskady na tych ugrupowaniach można ocenić prawdopodobieństwo produkcji cząstki o dużym ładunku w procesie kaskady jądrowej. Przy quasi-sprężystym rozproszeniu energia E_M , przekazana ugrupowaniu przez nukleony, jest całkowicie określona przez kąt odrzutu φ lub kąt rozproszenia szybkiego nukleonu ϑ :

$$E_M = 2Mc^2 \frac{\beta^2 \cos^2 \varphi}{\left(1 + \frac{M}{m} \sqrt{1 - \beta^2}\right)^2 - \beta^2 \cos^2 \varphi}.$$

Prawdopodobieństwo, że przy oddziaływaniu nukleonu (m) z ugrupowaniem (M), ugrupowanie nukleonów otrzyma energię E_M , jest określone przez różniczkowy przekrój czynny

$$\omega(E_M) dE_M = \sigma(\vartheta) d\vartheta.$$

Przy sprężystym rozpraszaniu nukleonów o dużej energii na lekkich jądramach (typu rozpatrywanych przez nas cząstek o dużym ładunku), różniczkowy przekrój czynny na rozproszenie dobrze opisuje teoria rozproszenia dyfrakcyjnego [85]. Wiadomo, że przekrój czynny na rozproszenie sprężyste bardzo szybko maleje ze wzrostem kąta rozproszenia. Całkowity przekrój czynny na rozproszenie sprężyste prawie całkowicie określają kąty $\vartheta \leq \lambda/R$ (λ — długość fali de Broglie'a cząstki, R — promień jądra). Dla każdej energii padających nukleonów istnieje pewna minimalna wartość kąta rozproszenia ϑ_{\min} , przy której rozpatrywane ugrupowanie nukleonów otrzymuje jeszcze dostateczną energię do wyjścia z jądra $E_M = E_{\text{coul.}} + E_{\text{wiązania}}$. Jasne więc jest, że prawdo-

podobieństwo istnienia cząstki o dużym ładunku, zdolnej opuścić jądro, będzie maksymalne właśnie dla kąta rozproszenia ϑ_{\min} i będzie szybko malało ze zwiększeniem kąta, tzn. ze wzrostem energii przekazanej przy zderzeniu jądra odrzutu. Istnienie dolnej granicy dla energii fragmentów zdolnych do opuszczenia jądra świadczy o istnieniu pewnej minimalnej energii nukleonów kaskady, poniżej której nukleony nie mogą wybijać z jądra fragmentów. Przy rozpraszaniu sprężystym energia nukleonu E_m i jądra odrzutu E_M związane są zależnością

$$E_m = E_M \frac{(m + M)^2}{4mM} \cdot \frac{1}{\cos^2 \varphi}.$$

Dla wartości $\varphi = 0$, $M = 10m$, $E_M = 40$ MeV otrzymujemy $E_m^{\min} = 121$ MeV.

Maksymalne prawdopodobieństwo otrzymania jądra odrzutu z $E = 40$ MeV odpowiada pewnemu minimalnemu kątowi ϑ_{\min} , lub pewnemu maksymalnemu kątowi odrzutu φ_{\max} , przy czym dla φ_{\max} energia E_m^{\min} jest jeszcze większa.

Jak z tego wynika, za wyrzucanie cząstek o dużych ładunkach są odpowiedzialne tylko najszybsze nukleony kaskady. Rozkłady energetyczny i kątowy tych nukleonów znane są z analizy procesu kaskady jądrowej przeprowadzonej metodą Monte Carlo [9]. Można wykazać, że dla rozpatrywanych energii nukleonów kaskady były $\varphi_{\max} \lesssim 40^\circ$, a $\vartheta_{\min} \gtrsim 90^\circ$. Niestety brak jest danych doświadczalnych o rozpraszaniu pod takimi kątami cząstek o dużej energii na lekkich jądrach (typu rozpatrywanych fragmentów). Dlatego należy ograniczyć się tylko do rozważań jakościowych. Zakładając rozpraszanie szybkich nukleonów w jądrze tylko na ugrupowaniach nukleonów i nie rozpraszanie się na pojedynczych nukleonach mamy ocenę maksymalną przekroju na produkcję cząstek o dużych ładunkach:

$$\sigma_{\text{fragm}} = N_M \cdot N_m \cdot \omega \cdot \sigma_{\text{rozpr}}(\vartheta > 90^\circ),$$

gdzie N_M — ilość możliwych ugrupowań w jądrze, ω — prawdopodobieństwo ich istnienia, N_m — ilość szybkich nukleonów kaskady zdolnych do wybicia fragmentów, σ_{rozpr} — przekrój czynny na rozproszenie sprężyste szybkich nukleonów pod kątem $\vartheta > 90^\circ$.

W pracy [53] wykazano, że nawet przy założeniach ekstremalnych σ_{fr} jest mniejsze od obserwowanego w doświadczeniu. Poza tym obserwowany rozkład kątowy cząstek o dużych ładunkach dla procesu rozwoju kaskady jądrowej powinien być o wiele bardziej anizotropowy niż obserwowany w doświadczeniu.

Oprócz tych oczekiwanych sprzeczności z założeniem o tworzeniu obserwowanych cząstek o dużych ładunkach w kaskadzie jądrowej, są jeszcze inne fakty doświadczalne, które trudno zrozumieć z tego punktu widzenia. Można do nich zaliczyć: 1) istnienie wśród cząstek o dużych ładunkach, wyrzucanych przy rozbijaniu jądra, cząstek o energii mniejszej od energii bariery kulombowskiej, 2) łączną produkcję w reakcjach cząstek o dużych ładunkach, 3) w oddziaływaniach o dużej ilości „wyparowanych“ cząstek α i protonów bardziej prawdopodobną produkcję cząstek o dużych ładunkach. Kaskada jądrowa

rozwija się przy $T = 0$, a więc żadne obniżenie bariery kulombowskiej nie może w tym wypadku zachodzić i energia wyrzucanych fragmentów powinna być ograniczona kulombowską barierą jądra wyjściowego, tym bardziej, że fragmenty mogą powstawać tylko na początku rozwoju kaskady jądrowej, kiedy energia cząstek kaskady jest jeszcze dostatecznie duża. Można z tego wyciągnąć wniosek, że powstawanie cząstek o dużych ładunkach, jeśli są one tworzone w procesie kaskady jądrowej, nie jest związane z energią wzbudzenia jąder-residuów, tzn. z ilością wyparowanych cząstek α i protonów.

Powstawanie fragmentów w wyniku quasi-sprężystych zderzeń szybkich nukleonów wewnątrz jądra z ugrupowaniem nukleonów trudno jest, oprócz tego, dopasować do obserwowanej korelacji między energią fragmentów a kątami ich wylotu [66, 53, 86], a także uzgodnić z bezpośrednim pomiarem przekroju czynnego na rozproszenie pod kątami bliskimi 180° szybkich protonów na jądrach węgla [87].

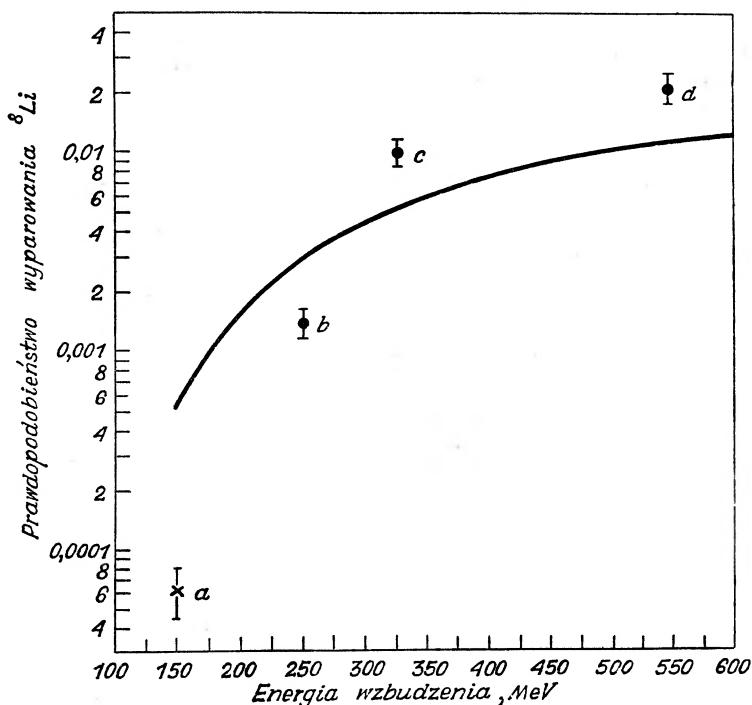
Pomimo wszystko nie możemy całkiem odrzucić rozpatrywanego mechanizmu tworzenia fragmentów. W chwili obecnej uważamy za pewne, że poza normalnymi zderzeniami nukleon-nukleon cząstka o dużej energii wpadając do jądra może czasami zderzać się z niewielkimi ugrupowaniami typu ^2H , ^3H , ^3He , ^4He . Wynika to z szeregu doświadczeń, w których badano: własności rozpraszania szybkich cząstek na jądrach [7, 88, 89, 90, 95], produkcję mezonów π przy oddziaływaniach szybkich protonów z jądrami [91, 92] i z bezpośrednich obserwacji szybkich deuteronów podczas bombardowania jąder protonami o dużej energii [69, 96, 98, 99]. Podobne wnioski o oddziaływaniu szybkiej cząstki bombardującej z ugrupowaniami nukleonów jądra o skorelowanych pędach można wyciągnąć, badając jądra odrzutu ^{24}Na w wywołanych protonami o dużej energii reakcjach z jądrami Ag, Si i P [97].

W zasadzie istnieje jeszcze druga możliwość produkcji szybkich fragmentów w procesie rozwoju kaskady jądrowej. Byłoby to zjawisko analogiczne do procesu wychwyty (*pick-up*), jednak bardziej złożone od wychwyty protonu przez neutron. Jednakże jak wynika z pracy [53], założenie takie nie znajduje potwierdzenia w danych doświadczalnych o produkcji fragmentów.

B. Parowanie cząstek z jądra wzbudzonego. Szereg prac doświadczalnych [27, 73, 72, 100] wskazuje na możliwość wyjaśnienia produkcji cząstek o dużych ładunkach na podstawie teorii parowania cząstek z jąder wzbudzonych. Na korzyść pochodzenia cząstek o dużych ładunkach z parowania świadczą dane o stosunku prawdopodobieństwa ich produkcji do prawdopodobieństwa produkcji protonów [19, 27, 73, 74] i zależności prawdopodobieństwa od energii wzbudzenia jąder [73, 100], dane o widmach energetycznych cząstek o dużych ładunkach [55, 72] i o ich rozkładzie kątowym [72]. Dobrą zgodność z teorią otrzymano w pracy [53], jednakże tylko dla cząstek o niewielkich ładunkach ($Z = 3$ i 4) i w zasadzie tylko dla względnego prawdopodobieństwa produkcji jąder Li i Be w stosunku do protonów. Dla innych wielkości zgodność jest gorsza. Na przykład: anizotropia rozkładu kąтового jest

znacznie większa od przewidywanej z teorii parowania, widmo energii bardziej rozciąga się w kierunku większych energii itd.

Do chwili obecnej najdokładniej porównano prawdopodobieństwa produkcji fragmentów z przewidywaniami teorii parowania dla fragmentów ${}^8\text{Li}$ i ${}^7\text{Be}$. Zależność teoretyczna oraz dane doświadczalne o produkcji ${}^8\text{Li}$ na jedną reakcję względem średniej energii wzbudzenia jądra (dla jąder Ag i Br) podane przez Goldsacka i współpracowników [72] przedstawiono na rys. 16. Są tu również podane wyniki prac doświadczalnych Wrighta [24] i Munira [7].



Rys. 16. Zależność przekroju czynnego na produkcję ${}^8\text{Li}$ od energii wzbudzenia jąder: a) dane Wrighta [27], b) dane Munira [71], c) i d) dane Goldsacka i współpracowników [72]. Linia ciągła jest krzywą wyliczoną z teorii parowania

Ogólnie rzecz biorąc zgodność doświadczeń z rachunkami Le Couteura jest nienajlepsza, jednak różnice mogą w pewnym stopniu wynikać zarówno z niedokładności teorii jak i niedokładnej oceny energii wzbudzenia w doświadczeniach.

Dane doświadczalne o produkcji fragmentów ${}^7\text{Be}$ o wiele lepiej zgadzają się z rachunkami. Uwzględniając rozkład A , Z i E_{wzb} jąder-residuów powstałych w kaskadzie jądrowej Hudis i Miller [100] policzyli przy pomocy elektronowych maszyn liczących parowanie ${}^7\text{Be}$ z jąder Cu, Ag i Au. Dla wszystkich tych trzech jąder stwierdzono dobrą zgodność obliczonej zależności przekroju

czynnego na produkcję względem energii padających protonów z zależnością doświadczalną podaną przez Baker, Friedlandera i Hudisa [50].

Przechodząc do widma energii tworzonych fragmentów, należy stwierdzić, że widma obserwowane w większości wypadków nie zgadzają się z wyliczonymi. Katkoff [75] wykazał (rys. 13), że stosunkowo najlepszą zgodność danych doświadczalnych o tworzeniu fragmentów ${}^8\text{Li}$ z obliczonymi można otrzymać przy rozbijaniu jąder srebra (przy czym tylko dla fragmentów o $E < 40$ MeV). Potwierdzają to dane otrzymane z obserwacji rozbijania jąder Ag i Br w emulsjach jądrowych [55, 72]. Widmo ${}^8\text{Li}$ ze złota obliczone według wzorów parowania jest znacznie węższe od doświadczalnego i daje za małą ilość fragmentów ${}^8\text{Li}$ o dużych energiach. Wyliczony kształt widma ${}^8\text{Li}$ z miedzi dobrze zgadza się z obserwacjami, ale położenie widma w skali energetycznej jest przesunięte do niższych energii o około 10 MeV.

Mechanizm parowania sądząc z widm energetycznych nie może więc opisać jednakowo dokładnie emisji fragmentów z różnych jąder.

Dla cząstek o ładunkach $Z \geq 5$ nawet względne prawdopodobieństwo emisji ich z jąder nie zgadza się z teorią parowania. Względne prawdopodobieństwo obserwacji takich cząstek w stosunku do protonów jest znacznie większe niż wynikałoby z teorii parowania [53, 58].

Znane są poza tym bezpośrednie dane doświadczalne, trudne do wytłumaczenia z punktu widzenia powstawania fragmentów w procesie parowania. Należy do nich w pierwszym rzędzie dosyć znaczna łączna produkcja cząstek o dużych ładunkach i co za tym idzie wzrost przekroju na produkcję cząstek o dużych ładunkach przy zwiększaniu numeru atomowego tarczy. Niezrozumiała z punktu widzenia teorii parowania jest duża anizotropia kątowna fragmentów.

C. Proces asymetrycznego rozszczepienia jądra. Wiadomo z radiochemicznych analiz produktów rozbicia jąder przez szybkie cząstki i z pomiarów bezpośrednich [102, 103], że stosunek przekroju czynnego na rozszczepienie jądra do przekroju czynnego na oddziaływanie niesprężyste wzrasta monotonnie przy zwiększaniu energii cząstek bombardujących. Dane doświadczalne wskazują również na pojawienie się coraz bardziej asymetrycznych form dla większych energii wzbudzenia jądra [104, 105]. W niektórych pracach fakty te posłużyły za podstawę do założeń o długotrwałym charakterze procesu, prowadzącego do produkcji cząstek o dużych ładunkach [31, 38, 45, 107]. Założenie takie zrobiono również i dlatego, że logiczną interpretacją faktu produkcji przez jądro o $A \cong 100$ fragmentów o $A \cong 20$, było przyjęcie, że jest to rozszczepienie jądra [32—35, 108].

Mamy i przesłanki teoretyczne dla takiego punktu widzenia. Fujimoto i Yamaguchi [108] wykazali, że przy silnym wzbudzeniu jądra w wyniku zmniejszonej lepkości materii jądrowej energia łatwiej koncentruje się w drganiach powierzchniowych i objętościowych, a trudniej rozgrzewa jądro jako całość. Rozszczepienie w tym przypadku może stać się procesem bardzo praw-

czynnego na produkcję względem energii padających protonów z zależnością doświadczalną podaną przez Baker, Friedlandera i Hudisa [50].

Przechodząc do widma energii tworzonych fragmentów, należy stwierdzić, że widma obserwowane w większości wypadków nie zgadzają się z wyliczonymi. Katkoff [75] wykazał (rys. 13), że stosunkowo najlepszą zgodność danych doświadczalnych o tworzeniu fragmentów ${}^8\text{Li}$ z obliczonymi można otrzymać przy rozbijaniu jąder srebra (przy czym tylko dla fragmentów o $E < 40$ MeV). Potwierdzają to dane otrzymane z obserwacji rozbijania jąder Ag i Br w emulsjach jądrowych [55, 72]. Widmo ${}^8\text{Li}$ ze złota obliczone według wzorów parowania jest znacznie węższe od doświadczalnego i daje za małą ilość fragmentów ${}^8\text{Li}$ o dużych energiach. Wyliczony kształt widma ${}^8\text{Li}$ z miedzi dobrze zgadza się z obserwacjami, ale położenie widma w skali energetycznej jest przesunięte do niższych energii o około 10 MeV.

Mechanizm parowania sądząc z widm energetycznych nie może więc opisać jednakowo dokładnie emisji fragmentów z różnych jąder.

Dla cząstek o ładunkach $Z \geq 5$ nawet względne prawdopodobieństwo emisji ich z jąder nie zgadza się z teorią parowania. Względne prawdopodobieństwo obserwacji takich cząstek w stosunku do protonów jest znacznie większe niż wynikałoby z teorii parowania [53, 58].

Znane są poza tym bezpośrednie dane doświadczalne, trudne do wytłumaczenia z punktu widzenia powstawania fragmentów w procesie parowania. Należy do nich w pierwszym rzędzie dosyć znaczna łączna produkcja cząstek o dużych ładunkach i co za tym idzie wzrost przekroju na produkcję cząstek o dużych ładunkach przy zwiększaniu numeru atomowego tarczy. Niezrozumiała z punktu widzenia teorii parowania jest duża anizotropia kątowa fragmentów.

C. Proces asymetrycznego rozszczepienia jądra. Wiadomo z radiochemicznych analiz produktów rozbicia jąder przez szybkie cząstki i z pomiarów bezpośrednich [102, 103], że stosunek przekroju czynnego na rozszczepienie jądra do przekroju czynnego na oddziaływanie niesprężyste wzrasta monotonicznie przy zwiększaniu energii cząstek bombardujących. Dane doświadczalne wskazują również na pojawienie się coraz bardziej asymetrycznych form dla większych energii wzbudzenia jądra [104, 105]. W niektórych pracach fakty te posłużyły za podstawę do założeń o długotrwałym charakterze procesu, prowadzącego do produkcji cząstek o dużych ładunkach [31, 38, 45, 107]. Założenie takie zrobiono również i dlatego, że logiczną interpretacją faktu produkcji przez jądro o $A \cong 100$ fragmentów o $A \cong 20$, było przyjęcie, że jest to rozszczepienie jądra [32—35, 108].

Mamy i przesłanki teoretyczne dla takiego punktu widzenia. Fujimoto i Yamaguchi [108] wykazali, że przy silnym wzbudzeniu jądra w wyniku zmniejszonej lepkości materii jądrowej energia łatwiej koncentruje się w drganiach powierzchniowych i objętościowych, a trudniej rozgrzewa jądro jako całość. Rozszczepienie w tym przypadku może stać się procesem bardzo praw-

dopodobnym. Prawdopodobieństwo rozszczepienia dzięki zmniejszeniu napięć powierzchniowych przy temperaturze jądra rzędu energii wiązania nukleonu jest porównywalne z prawdopodobieństwem emisji neutronów, przy czym wniosek ten jest słuszny dla rozszczepienia symetrycznego i asymetrycznego.

Niestety brak ściślejszej teorii procesu rozszczepienia nie pozwala przeanalizować procesu produkcji cząstek o dużych ładunkach, z punktu widzenia silnie asymetrycznego rozszczepienia jądra. Można wskazać tylko na znane podstawowe własności procesu rozszczepienia jądra, które zaprzeczają faktom doświadczalnym produkcji fragmentów. Znane obecnie fakty doświadczalne prowadzą do następujących wniosków:

1) Przy rozszczepieniu jądra energia kinetyczna produktów określona jest przez oddziaływanie kulombowskie. Dla produkcji cząstek o dużych ładunkach znaczny procent fragmentów ma energię kinetyczną większą od energii odpychania kulombowskiego.

2) Dla procesu rozszczepienia charakterystyczny jest spadek produkcji ze zwiększeniem stopnia asymetrii jądra. Przy wyrzuceniu cząstek o dużym ładunku jest na odwrót — czym fragment ma mniejszą masę, tym większa jest jego produkcja.

3) Rozszczepienie jądra jest procesem trwającym dużo dłużej od czasu jądrowego [109, 110]. Proces tworzenia fragmentów przebiega przypuszczalnie w czasie jądrowym [53].

4) Powstanie więcej niż dwóch produktów rozszczepienia jądra jest bardzo rzadkim przypadkiem. Łączna produkcja cząstek o dużych ładunkach, będąc istotną cechą rozpatrywanego procesu, jest stosunkowo częstym przypadkiem.

5) Produkty rozszczepienia mają na ogół taki sam stosunek n/p co jądro ulegające rozszczepieniu. Cząstki o dużych ładunkach powstające w reakcjach jądrowych są najczęściej izotopami trwałymi, a jądra residua mają początkowo nadmiar neutronów.

6) Rozkład kątowy produktów rozszczepienia jądra, jeśli nawet wykazuje anizotropię względem kierunku cząstki padającej, to jest ona znacznie mniejsza od anizotropii rozkładu cząstek o dużych ładunkach, które, jak wiadomo, są na ogół wyrzucane do przodu.

7) Przekrój czynny na podział jąder wzrasta znacznie wolniej przy zwiększaniu energii cząstek padających oraz szybko ze wzrostem liczby A tarczy (w przybliżeniu 10^3 razy od H_0 do U). Przekrój czynny na produkcję cząstek o dużych ładunkach rośnie szybko z energią cząstek padających (patrz rys. 2 i 3) i stosunkowo wolniej ze wzrostem liczby masowej tarczy (tylko kilka razy w podanym przedziale liczb masowych).

8) Przy rozszczepieniu następuje na ogół produkcja cząstek wzbudzonych. Cząstki o dużych ładunkach powstające w reakcjach z reguły nie są wzbudzone.

D. Hipotezy o mechanizmie fragmentacji. Dyskusja powyższych procesów powstawania produktów rozbicia jądra prowadzi do wniosku, że żaden z nich nie może wyjaśnić wszystkich danych doświadczalnych. To samo

należy powiedzieć o dowolnej kombinacji procesów wybijania, parowania i rozszczepienia, chociaż kombinacje te mają wielu zwolenników [38, 41, 71, 72, 79]. Przyjmując taki punkt widzenia nie można wytłumaczyć takich własności fragmentacji, jak np. łączna produkcja i stosunkowo duży przekrój czynny na produkcję cząstek o dużych ładunkach.

Podane trudności zinterpretowania zjawiska tworzenia cząstek o dużych ładunkach w reakcjach jądrowych zmuszały eksperymentatorów i teoretyków do wysuwania różnych hipotez. Dla wyjaśnienia dużego prawdopodobieństwa produkcji fragmentów Telegdi już w 1949 r. założył, że jądro wzbudzone ma duży moment pędu. Oddziałując z szybką cząstką jądro uzyskuje duży moment pędu, zmniejszeniu którego sprzyja wyrzucanie przez jądro ciężkich cząstek, ponieważ moment pędu unoszony przez fragment (moment orbitalny i spin) zwykle jest większy od momentu pędu unoszonego przez nukleony. Telegdi zaznacza, że taki proces mógłby wyjaśnić dużą anizotropię kątową wyrzucanych fragmentów. Niestety, w następnych latach hipoteza Telegdiego nie doczekała się rozwinięcia. Nie wiadomo, jak taki model mógłby wyjaśnić np. anizotropię rozkładu kątowego fragmentów względem kierunków do przodu i do tyłu. Przy parowaniu z jądra cząstek o dużym momencie pędu powinna powstawać tylko anizotropia względem kierunków 0° i 90° do kierunku cząstki padającej. Mimo to, samo założenie, że moment pędu posiadany przez jądro może wpływać na przebieg procesu tworzenia fragmentów nie wywołuje wątpliwości. Wiadomo, że wzrost energii przekazywanej jądrze w zderzeniu zwiększa moment pędu wzbudzonego jądra [111, 113]. Pokazaliśmy już wyżej, że ze wzrostem energii przekazywanej rośnie przekrój czynny na produkcję fragmentów. Może więc istnieć związek między prawdopodobieństwem produkcji fragmentów a wielkością momentu pędu wzbudzonego jądra.

W hipotezie Telegdiego zakłada się, że fragmenty tworzone są w zwykłym procesie parowania, ale przy określonych warunkach początkowych (jądro wzbudzone o dużym momencie pędu). Do hipotez tego samego typu, w których zakłada się, że za powstawanie cząstek o dużych ładunkach odpowiedzialne są znane już procesy, ale przy określonych warunkach, zaliczyć można hipotezę „efektu turbulencji“ Heisenberga [114], hipotezę wielokrotnej wymiany mezonów [83], hipotezę fluktuacji materii jądrowej [84] i hipotezę asymetrycznego rozszczepienia jądra o dużym momencie pędu [115, 116]. Dwie pierwsze hipotezy nie znajdują uzasadnienia w doświadczeniach. Dla „efektu turbulencji“, który powstaje przy wielorodnej produkcji mezonów w jądrze, można by oczekiwać korelacji między produkcją fragmentów i kaskad mezonowych, czego w rzeczywistości nie obserwuje się [52, 69]. Hipoteza asymetrycznego rozszczepienia jądra o dużym momencie pędu, podobnie do hipotezy Telegdiego, nie została rozwinięta.

Wysunięto również kilka hipotez, w których zaniechane zostały dotychczasowe sposoby ujęcia zagadnienia. Należała do nich przede wszystkim hipoteza Perkinsa [52] o siłach jądrowych dalekiego zasięgu, usiłująca wyjaśnić

oddziaływanie szybkiego nukleonu z dużą grupą nukleonów. W świetle znanych obecnie faktów hipoteza ta jest zbliżona do założeń o kolektywnym oddziaływaniu grupy nukleonów z szybkim nukleonem padającym [94]. Istnieje kilka hipotez, które traktują proces produkcji fragmentów na równi z wybijaniem, parowaniem i rozszczepieniem, jako odrębny proces rozbicia jądra [43, 46, 53].

Charakterystyczne własności procesu fragmentacji jako odrębnego procesu rozbicia jądra są ujmowane z kilku punktów widzenia. Kruger i Sugarman [46] uważają, że istotną własnością procesu fragmentacji jest trwałość tworzonych fragmentów. Natomiast Baker i współpracownicy [43] uważają za znamienne dla tego nowego procesu dużą prędkość jego przebiegu. Wytworzone w szybkim procesie fragmenty mają taki sam stosunek n/p jak w jądrze wyjściowym, przy czym posiadają dostateczną do parowania cząstek energię wzbudzenia. W pracy Łożkina [53] fragmentację uważa się za proces szybki, prowadzący do tworzenia na ogół trwałych izotopów lekkich jąder. Ostatnie hipotezy, w świetle omówionych własności zjawiska tworzenia fragmentów w reakcjach jądrowych, są owocne w tym sensie, że starają się wyjaśnić całość zjawiska, nie wyłączając z niego już w pierwszej fazie części uwarunkowanych według przypuszczeń, innymi procesami.

Rozpatrzmy teraz dokładniej hipotetyczne mechanizmy procesu fragmentacji. W pracach amerykańskich uważa się, że przyczyną istnienia nowego typu przemiany jądrowej związanej z emisją fragmentu z jądra, jest przekazywanie jądra energii przez mezony π . Polega to na absorpcji w jądrze mezonu π wytworzonego przy zderzeniach nukleon-nukleony w kaskadzie jądrowej. Jeśli absorpcja taka w reakcji nie zachodzi, to nie może pojawić się w niej fragment. Normalny model zderzeń nukleon-nukleony prowadzi do powolnego wzrostu energii przekazywanej jądra przy zwiększaniu energii cząstki padającej. Kiedy energia cząstek przekracza 300 MeV, znacząca staje się produkcja mezonów π i według przewidywań [42, 117] jądro może otrzymywać duże porcje energii absorbując wytworzone w nim mezony. Fakt, że energia mezonów π tworzonych w takich zderzeniach [118] jest zbliżona do energii wychwytu rezonansowego mezonu π przez parę nukleonów [119] i odpowiada maksimum dla rozproszenia mezonu π -nukleon [120], popiera takie założenie. Mezon π wytworzony wewnątrz jądra ma niewielkie prawdopodobieństwo wyjścia na zewnątrz. Ocena przeprowadzona w pracy [121] pokazuje, że przy oddziaływaniu protonów o energii 1000 MeV z jądrem o $A = 100$ poza jądro wychodzi w przybliżeniu 1/3 wszystkich wytworzonych mezonów π . Wiadomo [122], że przekrój czynny na produkcję mezonów w zderzeniach nukleon-nukleon rośnie bardzo szybko od progu produkcji do 1000 MeV, a następnie w przybliżeniu pozostaje stały. Wzrost energii przekazywanej jądra przez cząstki padające o energii większej niż 1000 MeV może być wywołany wielokrotną produkcją mezonów π w jednym jądrze lub wielorodną produkcją mezonów w jednym zderzeniu.

Oprócz znacznej części energii przekazywanej jądra, mechanizm ten zakłada umiejscowienie procesu nagrzewania jądra. Duży przekrój czynny na rozpro-

szenie mezonu π na nukleonie i duże prawdopodobieństwo wychwytu mezonu π powodują, że droga swobodna jest rzędu 0,1 promienia jądra [43], co prowadzi do przekazania całkowitej energii mezonu nukleonom zgrupowanym w niedużym obszarze jądra. Warunki takie według hipotezy Wolfganga i współpracowników [43], wywołują duże zakłócenie w jądrze. Następuje zerwanie szeregu wiązań między nukleonami, co przy jednoczesnym wpływie sił napięciowych, odpychania kulombowskiego i pędów przekazanych przy rozwijaniu się kaskady, prowadzi do szybkiego rozbicia jądra. Duże jest przy tym prawdopodobieństwo, że od jądra oderwie się fragment. Autorzy ci, aby wyjaśnić wzrost produkcji fragmentów przy zwiększaniu liczby atomowej tarczy, zrobili dodatkowe założenie o wpływie zdolności rozszczepienia jądra (tzn. parametru Z^2/A) na produkcję fragmentów. Występuje tu jednak sprzeczność między założoną przez nich prędkością procesu i niezrównoważeniem wzbudzenia jądra. Tylko przy założeniu, że istnieje równowaga trwała między objętościową i powierzchniową energią jądra, tzn. przy procesie powolnym, mogłyby mieć znaczenie parametr Z^2/A .

Proces fragmentacji potraktowano trochę inaczej w pracy [53]. Mechanizm absorpcji mezonów przez ich jądro rodzime wyjaśnia dobrze przekazywanie jądra dużych ilości energii, nie można jednak założyć prostego związku między produkcją fragmentów przez dane jądro, a pochłonięciem przez nie mezonu. Prosty jest związek między prawdopodobieństwem powstania fragmentów a wielkością energii przekazanej jądrze, nie jest jednak jasne, w jaki sposób energia ta została przekazana. Rzeczywiście, niezależnie od tego, czy jądro pochłonęło wytworzony w nim mezon, czy padający nukleon zatrzymał się w jądrze, wytwarza się w jądrze cała kaskada szybkich nukleonów, których energia całkowita będzie jednakowa w obu wypadkach. Tak w pierwszym, jak i w drugim przypadku możliwe są dowolne przypadkowe kombinacje rozkładu przestrzennego nukleonów kaskady w jądrze. Częstki o dużych ładunkach mogą być produkowane w reakcjach nawet wtedy, gdy nie zachodzi mezonowy mechanizm przekazywania energii, tym bardziej, że przy tym mechanizmie także mogą być przekazywane małe ilości energii, a mianowicie w przypadku gdy mezon π jest zaabsorbowany przez nukleony leżące blisko powierzchni jądra. Wnioski te potwierdzają następujące obserwacje: występowanie fragmentów w reakcjach o małej liczbie cząstek α i protonów, powolna zmiana przekroju czynnego na tworzenie cząstek o dużych ładunkach w obszarze małych energii padających protonów (nie ma ostrego spadku przekroju czynnego przy progu produkcji mezonów), brak większej różnicy przekrojów na powstawanie fragmentów w reakcjach wywołanych przez szybkie mezony π i protony, fakt jednoczesnego wyrzucenia z jądra fragmentu i mezonu π , co świadczy o niezaabsorbowaniu w jądrze mezonu π .

W rozpatrywanej pracy proces produkcji cząstek o dużych ładunkach uważany jest za szybki proces burzenia jądra z jednoczesną emisją fragmentu i kilku cząstek lżejszych (n, p, α). Za przyczynę takiego charakteru zburzenia

jądra uważa się silne zakłócenia jego kształtu, zerwanie wiązań ugrupowań i pojedynczych nukleonów w jądrze, wywołane szczególnymi warunkami rozwoju kaskady jądrowej. Jeżeli, przy szczególnych warunkach pierwotnego oddziaływania szybkiego nukleonu z jądrem, w stosunkowo niewielkiej jego części pojawi się po czasie jądrowym (10^{-23} sek) wiele szybkich nukleonów i ewentualnie ugrupowań nukleonów, to trudno przypuszczać, że zachowają się wiązania nukleonów istniejące w normalnych warunkach. Poza tym wskutek silnego oddziaływania między nukleonami przy jednoczesnym rozwoju wewnątrz jądra kaskady, wystąpić mogą miejscowe zaburzenia objętościowe i powierzchniowe jądra, które może potęgować działanie sił powierzchniowych i odpychania kulombowskiego. Warunki te stwarzają duże prawdopodobieństwo oderwania od jądra ugrupowań i pojedynczych nukleonów o dogodnych kierunkach pędów. Proces ten powinien być szybki (rzędu czasu jądrowego), gdyż po czasie dłuższym nie będzie już dostatecznej deformacji jądra. Jest zupełnie naturalne, że można tu oczekiwać zwiększenia produkcji fragmentów przy zwiększeniu energii wydzielanej w procesie rozwoju kaskady jądrowej, gdyż rośnie wtedy stopień zburzenia jednorodności jądra. Przyjmując ten punkt widzenia szybkiego rozbicia jądra można wyjaśnić jakościowo szereg obserwowanych własności reakcji związanych z emisją.

Jednakże nawet podane tu hipotetyczne mechanizmy procesu fragmentacji zmuszają do zrobienia specjalnych założeń aby wytłumaczyć niektóre własności tworzenia fragmentów w reakcjach. Podstawową trudność sprawia wyjaśnienie faktu istnienia fragmentów o energii znacznie większej od energii odpychania kulombowskiego. Można wytłumaczyć tworzenie takich cząstek zakładając, że już wewnątrz jądra miały one energię i pęd tego rzędu wielkości co suma energii i pędu przekazanych ugrupowaniu nukleonów w czasie rozwoju kaskady oraz energii i pędu ruchu własnego ugrupowań nukleonów w jądrze. Trzeba to założyć dla fragmentów o $E > E_{\text{coul}}$ wyrzucanych do tyłu względem kierunku cząstki padającej. Drugą trudność sprawia wyjaśnienie pochodzenia cząstek o dużych ładunkach. Trudno założyć jakąkolwiek przebudowę jądra przy szybkim procesie jego burzenia. Aby więc wyjaśnić trwałość obserwowanych fragmentów, trzeba założyć albo istnienie w jądrze ugrupowań nukleonów o określonych własnościach, albo odszczepianie fragmentów z powierzchni jądra mającego równą ilość neutronów i protonów.

Trudność interpretacji danych doświadczalnych dotyczących powstawania cząstek z dużymi ładunkami wynika z niepełności samych danych doświadczalnych i niezadowalających modeli struktury jąder i charakteru oddziaływań szybkich cząstek z jądrami. Niemniej wydaje się, że już teraz zasługują na uwagę wnioski o istnieniu jakiegoś szybkiego procesu burzenia jądra, odrębnego w swojej naturze od znanych procesów rozszczepienia, parowania i wybijania, oraz o związku procesu powstawania fragmentów ze strukturą jądra.

Tłumaczyła Jolanta Siemińska

Literatura

- [1] R. Serber, Phys. Rev., **72**, 1114 (1947).
- [2] M. L. Goldberger, Phys. Rev., **74**, 1268 (1948).
- [3] G. Bernardini, E. T. Booth, S. L. Lindenbaum, Phys. Rev., **88**, 1017 (1952).
- [4] G. C. Morrison, H. Muirhead, W. G. V. Rosser, Phil. Mag., **44**, 1326 (1953).
- [5] H. Mc. Manus, W. T. Sharp, H. Gellmann, Phys. Rev., **93**, 924A (1954).
- [6] J. W. Meadows, Phys. Rev., **98**, 744 (1955).
- [7] J. Combe, Nuovo Cimento Suppl. (ser. 10), **1**, 182 (1956).
- [8] N. S. Iwanowa, I. I. Pjanow, Z. Eksper. Teor. Fiz., **31**, 416 (1956).
- [9] N. Metropolis, R. Bivins, M. Storm, J. M. Miller, G. Friedlander, A. Turkevich, Phys. Rev., **110**, 204 (1958).
- [10] K. J. Le Conteur, Proc. Phys. Soc., **A63**, 259 (1950).
- [11] R. Hagedorn, W. Macke, *Kosmische Strahlung*, pod red. W. Heisenberga str. 201 Berlin, 1953.
- [12] I. Dostrovsky, P. Rabinowitz, R. Bivins, Phys. Rev., **111**, 1659 (1958).
- [13] E. Schopper, Naturwissenschaften, **25**, 557 (1937).
- [14] I. I. Guriewicz, A. P. Żdanow, A. I. Filippow, Dokł. Akad. Nauk SSSR, **18**, 169 (1938).
- [15] E. M. Schopper, E. Schopper, Phys. Z., **40**, 22 (1939).
- [16] W. Heitler, C. F. Powell, G. E. Fertel, Nature, **144**, 283 (1938).
- [17] G. Occhialini, C. Powell, Nature, **159**, 93 (1947).
- [18] C. Franzinetti, R. Payne, Nature, **161**, 735 (1948).
- [19] E. Pickup, L. Voyvodic, Canad. J. Phys., **29**, 263 (1951).
- [20] P. Freier, Phys. Rev., **74**, 213 (1948).
- [21] P. Hodgson, D. Perkins, Nature, **163**, 439 (1949).
- [22] A. Bonetti, C. Dilworth, Phil. Mag., **40**, 585 (1949).
- [23] S. O. C. Sørensen, Phil. Mag., **40**, 947 (1949).
- [24] J. Crussard, Comptes Rend., **231**, 141 (1950).
- [25] J. Crussard, Nature, **166**, 825 (1950).
- [26] D. Perkins, Phil. Mag., **41**, 138 (1950).
- [27] S. Wright, Phys. Rev., **79**, 838 (1950).
- [28] E. Titterton, Phil. Mag., **42**, 113 (1951).
- [29] W. Barkas, Phys. Rev., **87**, 267 (1952).
- [30] W. I. Ostroumow, *Dissiertacyja*, RIAN (1953).
- [31] A. K. Ławruchina, A. P. Moskalewa, Ł. D. Krasawina, I. M. Grecziszczewa, *Atomnaja energija*, **3**, 285 (1957).
- [32] D. H. Greenberg, J. M. Miller, Phys. Rev., **84**, 845 (1951).
- [33] R. E. Batzel, G. T. Seaborg, Phys. Rev., **79**, 528 (1950).
- [34] R. E. Batzel, G. T. Seaborg, Phys. Rev., **82**, 607 (1951).
- [35] R. E. Batzel, D. K. Miller, G. T. Seaborg, Phys. Rev., **84**, 671 (1951).
- [36] L. Marquez, I. Perlman, Phys. Rev., **81**, 953 (1951).
- [37] L. Marquez, Phys. Rev., **86**, 225, 405 (1952).
- [38] A. P. Winogradow, I. P. Alimarin, W. I. Baranow, A. K. Ławruchina, T. W. Baranowa, F. I. Pawłocka, *Siessija AN SSSR po mirnomu ispolzowaniju atomnoj energii* 1955, Zasedanije OChN, str. 132.
- [39] A. N. Murin, B. K. Prieobrazenski, I. A. Jutłandow, M. A. Jakimow, tamże str. 160.
- [40] A. P. Winogradow, I. P. Alimarin, W. I. Baranow, A. K. Ławruchina, T. W. Baranowa, F. I. Pawłocka, A. A. Bragina, J. W. Jakowlew, tamże str. 97.
- [41] B. W. Kurczatow, W. N. Miechiedow, N. N. Borisowa, M. J. Kuzniecowa, Ł. N. Kurczatowa, Ł. W. Czistiakow, tamże str. 178.

- [42] G. Friedlander, J. M. Miller, R. Wolfgang, J. Hudis, E. Baker, Phys. Rev., **94**, 727 (1954).
- [43] R. Wolfgang, E. M. Baker, A. A. Caretto, J. B. Cumming, G. Friedlander, J. Hudis, Phys. Rev., **103**, 394 (1956).
- [44] A. A. Caretto, J. Hudis, G. Friedlander, Phys. Rev., **110**, 1130 (1958).
- [45] J. Hudis, A. A. Caretto, Bull. Amer. Phys. Soc., **1**, 224 (1956).
- [46] P. Kruger, N. Sugarman, Phys. Rev., **99**, 1459 (1955).
- [47] G. Friedlander, J. Hudis, R. Wolfgang, Phys. Rev., **99**, 263 (1955).
- [48] G. Rudstam, P. C. Stevenson, R. L. Folger, Phys. Rev., **87**, 358 (1952).
- [49] L. Marquez, Phys. Rev., **88**, 225 (1952).
- [50] E. Baker, G. Friedlander, J. Hudis, Phys. Rev., **112**, 1319 (1958).
- [51] O. W. Łożkin, Ż. Eksper. Teor. Fiz., **33**, 354 (1957).
- [52] D. H. Perkins, Proc. Roy. Soc., **203**, 399 (1950).
- [53] O. W. Łożkin, *Dissiertacyja*, RIAN (1957).
- [54] W. I. Ostroumow, Ż. Eksper. Teor. Fiz., **32**, 3 (1957).
- [55] S. Nakagawa, E. Tamai, S. Nomoto, Nuovo Cimento, **9**, 780 (1958).
- [56] G. D. Wagner, E. O. Wiig, Phys. Rev., **96**, 1100 (1954).
- [57] E. Belmont, J. M. Miller, Phys. Rev., **95**, 1554 (1954).
- [58] O. W. Łożkin, N. A. Perfiłow, Ż. Eksper. Teor. Fiz., **31**, 913 (1956).
- [59] B. W. Kurczatow, W. I. Miechiedow, Ł. W. Czistiakow, M. J. Kuzniecowa, I. N. Borisowa, W. G. Sołowjew, Ż. Eksper. Teor. Fiz., **35**, 56 (1958).
- [60] M. Kuzniecowa, W. Miechiedow, W. Chałkin, Atomnaja energija, **4**, 455 (1958).
- [61] I. A. Perfiłow, G. F. Dienisienko, Ż. Eksper. Teor. Fiz., **35** 631 (1958)
- [62] D. F. Dienisienko, N. S. Iwanowa, I. R. Nowikowa, I. A. Perfiłow, J. I. Prokofjewa, W. P. Szamow, Phys. Rev., **109**, 1779 (1958).
- [63] W. Sidorow, J. Grigoriew, Ż. Eksper. Teor. Fiz., **33**, 1179 (1957).
- [64] M. Blau, A. R. Oliver, Phys. Rev., **102**, 489 (1956).
- [65] N. S. Iwanowa, Ż. Eksper. Teor. Fiz., **34**, 1381 (1958).
- [66] N. A. Perfiłow, *Materialy sowieszczanija po primienieniju radiochimicznych metodow izuczenija jadernych reakcyj, tom I*, str. 90, preprint ZIBJ (1958).
- [67] O. W. Łożkin, tamże, tom I, str. 116.
- [68] B. W. Kurczatow, W. I. Miechiedow, Ł. N. Kurczatow, M. J. Kuzniecowa, tamże, str. 26.
- [69] S. C. Sörensen, Phil. Mag., **42**, 188 (1951).
- [70] S. Nakagawa, E. Tamai, H. Huzita, K. Okudaira, J. Phys. Soc. Japan, **12**, 747 (1957).
- [71] B. A. Munir, Phil. Mag., **1**, 355 (1956).
- [72] S. J. Golsack, W. O. Lock, B. A. Munir, Phil. Mag., **2**, 149 (1957).
- [73] P. E. Hodgson, Phil. Mag., **42**, 207 (1951).
- [74] P. E. Hodgson, Phil. Mag., **43**, 190 (1952).
- [75] S. Katkoff, Phys. Rev., **114**, 105 (1959).
- [76] A. Turkevich, N. Sugarman, Phys. Rev. **94**, 728 (1954).
- [77] W. N. Miechiedow, *Materialy sowieszczanija po primienieniju radiochimicznych metodow izuczenija jadernych reakcyj, tom I*, str. 5, ZIBJ, 1958.
- [78] O. W. Łożkin, tamże, str. 117.
- [79] *Progress in Cosmic Ray Physics*, pod red. D. Wilsona, tom I, Amsterdam 1952.
- [80] N. A. Perfiłow, Atomnaja energija, prilożenije, nr I, str. 98.
- [81] N. Porile, N. Sugarman, Phys. Rev., **107** 1410 (1957).
- [82] N. Porile, N. Sugarman, Phys. Rev., **107**, 1422 (1957).
- [83] W. I. Weksler, Dokł. Akad. Nauk SSSR, **82**, 865 (1952).
- [84] D. I. Błochincew, Ż. Eksper. Teor. Fiz., **33**, 1259 (1957).

- [85] R. Richardson, W. Ball, G. Zeith, B. Moyer, *Phys. Rev.*, **86**, (1952).
- [86] W. I. Ostroumow, J. P. Jakowlew, *Ž. Eksper. Teor. Fiz.*, **35**, 1358 (1958).
- [87] G. A. Leksin, J. P. Kumiekin, *Ž. Eksper. Teor. Fiz.*, **33**, 1147 (1957).
- [88] P. Cüer, J. Combe, A. Samman, *Comp. rend.*, **240**, 75, 1527 (1955).
- [89] A. Samman, *Comp. rend.*, **242**, 2232, 3062 (1956).
- [90] P. Cüer, J. Combe, *Comp. rend.*, **239**, 351 (1954).
- [91] A. S. Ażgiriej, I. K. Wzorow, W. P. Zriełow, M. G. Mieszczeriakow, W. I. Pietruchin, *Ž. Eksper. Teor. Fiz.*, **34**, 1357 (1958).
- [92] A. K. Ławruchina, I. M. Griecziszczewa, B. A. Chotin, *Atomnaja energija*, **6**, 145 (1959).
- [93] G. A. Leksin, *Dissiertacyja* MGU (1957).
- [94] Ł. Ażgiriej, N. Wzorow, W. Zriełow, S. Mieszczeriakow, B. Nieganow, A. Szabudin, *Ž. Eksper. Teor. Fiz.*, **33**, 1185 (1957).
- [95] A. Samman, P. Cüer, *J. Phys. Radium*, **19**, 13 (1958).
- [96] P. A. Waganow, W. I. Ostroumow, *Ž. Eksper. Teor. Fiz.*, **33**, 1131 (1957).
- [97] A. W. Wołkowa, F. P. Dienisow, *Ž. Eksper. Teor. Fiz.*, **35**, 538 (1958).
- [98] P. E. Hodgson, *Nuclear Phys.* **8**, 1 (1958).
- [99] H. Muirhead, W. Rosser, *Phil. Mag.*, **46**, 652 (1955).
- [100] J. Hudis, J. M. Miller, *Phys. Rev.*, **112**, 1332 (1958).
- [101] H. M. Steiner, J. A. Jungerman, *Phys. Rev.*, **101**, 807 (1956).
- [102] L. G. Jodra, N. Sugarman, *Phys. Rev.*, **99**, 1470 (1955).
- [103] N. Sugarman, R. Duffield, G. Friedlander, *Phys. Rev.*, **95**, 1704 (L.) (1954).
- [104] N. A. Perfiłow, N. S. İwanowa, O. W. Łożkin, W. I. Ostroumow, W. P. Szamow, *Siessija AN SSSR po mirnomu ispolzowaniju atomnoj energii 1955 r.*, Zasedanieje OChN, str. 79.
- [105] W. P. Szamow, O. W. Łożkin, *Ž. Eksper. Teor. Fiz.*, **29**, 286 (1955).
- [106] R. W. Deutsch, *Phys. Rev.*, **90**, 499 (1953).
- [107] R. W. Deutsch, *Phys. Rev.*, **97**, 1110 (1955).
- [108] Y. Fujimoto, Y. Yamaguchi, *Progr. theor. Phys.*, **5**, 76 (1950).
- [109] W. P. Szamow, *Dissiertacyja*, RIAN (1955).
- [110] G. Harding, F. Farley, *Proc. Phys. Soc.*, **A69**, 853 (1956).
- [111] J. Meadows, R. Diamond, R. Sharp, *Phys. Rev.*, **102**, 190 (1956).
- [112] N. Sugarman, M. Campos, K. Wielgoz, *Phys. Rev.*, **101**, 388 (1956).
- [113] N. T. Porile, *Phys. Rev.*, **108**, 1526 (1957).
- [114] W. Heisenberg, *Z. Phys.*, **126**, 569 (1949).
- [115] N. A. Perfiłow, W. P. Szamow, O. W. Łożkin, *Dokł. Akad. Nauk SSSR*, **113**, 75 (1957).
- [116] G. A. Pik-Piczak, *Ž. Eksper. Teor. Fiz.*, **34**, 341 (1958).
- [117] R. L. Wolfgang, G. Friedlander, *Phys. Rev.*, **96**, 190 (1954).
- [118] L. C. Yuan, S. Lindenbaum, *Phys. Rev.*, **93**, 1413 (1954).
- [119] M. Mieszczeriakow, B. Nieganow, *Dokł. Akad. Nauk SSSR*, **100**, 677 (1955).
- [120] S. Lindenbaum, L. Yuan, *Phys. Rev.*, **100**, 306 (1955).
- [121] W. O. Lock, P. V. March, H. Muirhead, W. Rosser, *Proc. Roy. Soc.*, **230**, 215 (1955).
- [122] L. W. Smith, A. McReynolds, G. Snow, *Phys. Rev.*, **97**, 1186 (1955).
- [123] J. Miller, G. Friedlander, *Phys. Rev.*, **91**, 485 (1953).

Leon N. Cooper

Brown University
Providence, Rhode Island

Teoria nadprzewodnictwa *

W artykule tym omówiono niektóre, ostatnie osiągnięcia w teorii nadprzewodnictwa ze szczególnym uwzględnieniem fizycznych podstaw zagadnienia. Stwierdza się, że oddziaływanie elektron-fonon wywołuje silne uprzywilejowanie singletowych par o pędzie zerowym w korelacjach dwucząstkowych, które mogą wyjaśnić nadprzewodnictwo i zjawiska powstające.

I. Wstęp

W opisie charakterystycznych własności nadprzewodników, podany przez profesora Boorse'a [1], uderza znajomy rys. Mimo złożoności i różnorodności metali, w których występuje nadprzewodnictwo, obserwuje się godną uwagi jednolitość, z jaką to zjawisko przejawia się we wszystkich metalach. Daje to nadzieję, że wyjaśnienie, przynajmniej jakościowych własności nadprzewodnictwa, może być osiągnięte bez uwzględniania szczegółów struktury metali. Ta okoliczność jest bardzo pomysłna wobec znanej złożoności metali, które stają się nadprzewodnikami.

Ponizej przedstawiamy model metali, pozbawiony wszystkich zaawansowanych, jak i nadprostszych modeli metali, wykazujący zarówno własności normalne jak i nadprzewodzące. Nie spodziewamy się oczywistej uchwycić, bez dalszego uściślenia analizy, cech zależnych od szczegółów struktury metali, ale będziemy zadawoilemi, jeśli potrafimy uzyskać własności jakościowe własności, które są charakterystyczne dla idealnego nadprzewodnika. Uwazamy więc, że istnienie fazy nadprzewodzącej jest raczej ogólną własnością silnie zdegenerowanego gazu elektronów oddziaływających, oraz że komplikacje stamowiące o szczegóły struktury metali mogą być pominięte, gdyż idzie o jakościowe zrozumięcie zjawiska nadprzewodnictwa.

Własności gęstej, wysoce zdegenerowanego gazu — elektronów waleńcy-

* Tłumaczenie artykułu opublikowanego w czasopiśmie *American Journal of Physics*, 91 (1960). Nijiejszy artykuł zawiera podstawowe treści referatu wygłoszonego na dorocznym ośiedzeniu AAPJ (Amerykańskie Stowarzyszenie Nauczyteli Fizyki) w Nowym Jorku, 1 stycznia 1958 r. Tłumaczenia dokonano za zgodą Wydawcy i Autora.

nych w metalu — są dobrze znane w zwykłych temperaturach. Rozwiązania równania Schrödingera dla periodycznego potencjału, wytworzonego przez nieruchome jony zanurzone w jednolitym gazie ujemnego ładunku elektronów walencyjnych, dają strukturę pasmową i funkcje falowe Blocha oddzielnych cząstek. Fale Blocha rozchodzą się swobodnie w metalu, jeśli nie ulegną rozproszeniu przez fonony lub zanieczyszczenia, zatem w większości rachunków można stosować z powodzeniem teorię zaburzeń, przyjmując jako pierwsze przybliżenie funkcje falowe Blocha.

Jednak dla wielu metali i stopów wykazujących cechy nadprzewodzące, obraz ten zawodzi dla niskich temperatur. W temperaturze krytycznej występuje przejście fazowe, w którym elektryczne i termiczne własności tych metali, spowodowane elektronami walencyjnymi, zmieniają się gwałtownie.

Chociaż sieć z pewnością wpływa na temperaturę przejścia, wydaje się, że ona sama nie ulega zmianie podczas przejścia w stan nadprzewodzący. Liczne doświadczenia przeprowadzone w celu zbadania fazy nadprzewodzącej wykazały, że należy spodziewać się m. in. dużej korelacji funkcji falowych elektronu, do tego stopnia, że jednocząstkowa funkcja Blocha nie może już dawać dobrego opisu. Wiadomo także, że energia kondensacji (energia potrzebna do przeprowadzenia metalu ze stanu nadprzewodzącego do stanu normalnego) jest krańcowo mała w porównaniu z energią Fermiego. Stosunek energii kondensacji do kinetycznej energii Fermiego dla typowego metalu jest rzędu 10^{-8} .

Poniżej postaramy się przedstawić podstawowe idee, pewne konstrukcje i konsekwencje teorii nadprzewodnictwa, zaproponowanej ostatnio przez J. Bardeena, J. R. Schrieffera i przez autora artykułu [2] *. Będziemy dalej próbowali podać przynajmniej jakościowe wytłumaczenie zjawisk opisanych przez profesora Boorse'a [1].

II. Metal normalny

W teorii Blocha normalnego metalu [3] elektrony przewodnictwa traktuje się jako wzajemnie niezależne. Twierdzenie Blocha orzeka, że w potencjale periodycznym, wywołanym przez sieć i elektrony przewodnictwa, funkcja falowa pojedynczego elektronu jest modulowaną falą płaską

$$\varphi_{\mathbf{K}}(\xi) = U_{\vec{k}}(\xi) e^{i\vec{k}\vec{r}}, \quad (1)$$

gdzie $\mathbf{K} \equiv \vec{k}, \sigma$; \vec{k} jest wektorem falowym elektronu, σ — jego stanem spinowym, $\xi = \vec{r}, s$ są współrzędnymi przestrzennymi i spinowymi, $U_{\vec{k}}(\xi)$ jest spinorem o periodyczności sieci. Zgodnie z zakazem Pauliego funkcja falowa wielu elektronów musi być antysymetryczna we wszystkich jej współrzędnych. Znaczący to, że żadne dwa elektrony nie mogą znajdować się w tym samym stanie Blo-

* Dalej w tekście teorię tę oznaczono dla skrótu BCS (B. O. i K. W.).

cha $\varphi_K(\xi)$ lub, że wieloelektronowa funkcja falowa może być zapisana jako

$$\Phi = \frac{1}{\sqrt{N!}} \sum_{P(\xi)} (-1)^P \varphi_{K1}(\xi_1) \dots \varphi_{KN}(\xi_N), \quad (2)$$

gdzie $P(\xi)$ oznacza sumowanie po wszystkich permutacjach ξ_1, \dots, ξ_N .

Energia całego układu wyraża się wtedy następująco

$$W = \sum_{i=1}^N \mathcal{E}_i, \quad (3)$$

gdzie \mathcal{E}_i jest energią Blocha i -tego stanu, pojedynczego elektronu.

Najniższą energię układu otrzymuje się wówczas, gdy N najniższych stanów Blocha są zajęte przez pojedyncze elektrony. W przestrzeni pędów odpowiada to zajęciu kuli Fermiego. W naszym, najprostszym z możliwych modeli metalu zakładamy, że powierzchnia Fermiego jest izotropowa i że znajduje się daleko od granicy dowolnego pasma. Funkcja falowa (2) stanu podstawowego nie daje korelacji pomiędzy elektronami o przeciwnych spinach, a tylko statystyczną korelację elektronów o tym samym spinie. (Elektrony mają być skorelowane wzajemnie jedynie przez wymóg ogólnej antysymetrii całkowitej funkcji falowej).

Istnieje ogromna liczba jednocząstkowych pobudzeń o bardzo niskiej energii. Można to wyrazić przez funkcje falowe identyczne z funkcjami falowymi stanu podstawowego z tą różnicą, że stan $k_i < k_F$ jednego elektronu jest zastąpiony przez stan $k_j > k_F$. Można to zobrazować w przestrzeni pędów jako utworzenie „dziury“ (wolnego miejsca) pod powierzchnią Fermiego i umieszczeniem się pobudzonego elektronu nad powierzchnią Fermiego (patrz rys. 1). Różnica energii pomiędzy stanem podstawowym Φ_0 i stanem pobudzonym Φ_{ij} jest następująca

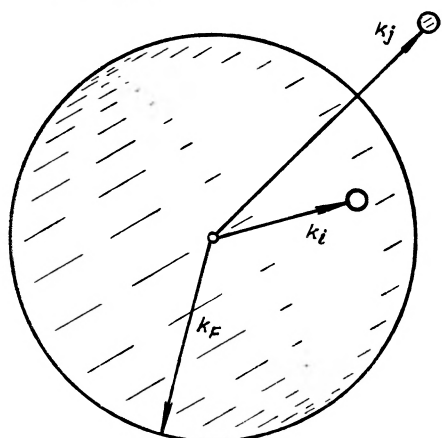
$$E = \mathcal{E}_j - \mathcal{E}_i = \epsilon_j - \epsilon_i = |\epsilon_j| + |\epsilon_i|, \quad (4)$$

gdzie dla dalszej wygody określimy ϵ jako energię mierzoną względem energii Fermiego $\epsilon_i = \mathcal{E}_i - \mathcal{E}_F$. Ponieważ istnieje bardzo duża liczba takich pobudzeń o bardzo niskiej energii, elektronowe ciepło właściwe (które jest miarą liczby sposobów, na które daną porcję energii można rozdzielić pomiędzy elektrony) spada do zera liniowo z temperaturą, jak wspomina prof. Boorse [1].

Ażeby zrozumieć takie zjawisko jak opór, wspomnimy, że jakiegokolwiek odchylenie od doskonałej sieci założonej przy wyprowadzaniu stanów Blocha wywoła zakłócenie, które może spowodować rozproszenie fal Blocha. Takie odchylenia można podzielić na statystyczne i dynamiczne. Odchylenia statyczne są spowodowane przez zanieczyszczenia lub defekty sieci, podczas gdy odchylenia dynamiczne powstają wskutek drgań jonów sieciowych wokół ich położenia równowagi.

Płóć zanieczyszczeń lub defektów sieciowych nie zależy od temperatury i ich przyczynę do oporu elektrycznego także nie zależy od temperatury, na-

tomiast drgania sieci zależą od jej temperatury i dlatego powodują pojawienie się w oporze elektrycznym dodatkowego członu zależnego od temperatury. Gdy takie drgania rozłożymy na drgania normalne lub skwantujemy — będzie można je rozpatrywać jako fale akustyczne czyli fonony. W istocie przedstawiają one falę ciśnienia rozchodzącą się w metalu. Oddziaływanie fononów z elektronami przewodnictwa nazywa się często oddziaływaniem elektronowo-fononowym.



Rys. 1. Stan pobudzenia metalu normalnego jest wywołany przez zapełnienie przez jeden elektron stanu \vec{k}_j , $k_j > k_F$ i pozostawienie wolnego miejsca (dziury) \vec{k}_i , $k_i < k_F$

Każdy ze wspomnianych powyżej mechanizmów rozpraszania prowadzi do powstania oporu w ten sam sposób. Innymi słowy mechanizmy te prowadzą do rozproszenia, w rezultacie którego oddzielne elektrony przechodzą z jednego stanu w przestrzeni pędów w drugi. W ten sposób dowolny stan, w którym płynie prąd w nieobecności wywołującego go pola szybko zanika, tzn. stan uporządkowany przechodzi w chaotyczny. Istotną właściwość nadciekłych ciał (ciecz elektronowa i in.) polega na tym, że procesy rozproszenia oddzielnych cząstek są ostro zabronione, tak że stany uporządkowane, takie jak stany przenoszące prąd, są zachowane nawet w nieobecności pola zewnętrznego.

III. Korelacja i oddziaływanie międzyelektronowe powodujące nadprzewodnictwo

Jeśli zapytamy, jakie jest prawdopodobieństwo $e \uparrow \downarrow (r)$ znalezienia elektronu o spinie skierowanym w dół w odległości r od drugiego elektronu o spinie skierowanym w górę, to w przypadku normalnego metalu otrzymamy

$$e \uparrow \downarrow (r) = \frac{1}{4} n^2, \quad (5)$$

gdzie n jest gęstością elektronów. W ten sposób prawdopodobieństwo znalezienia elektronu $2 \uparrow$ w odległości r od elektronu $1 \downarrow$ jest niezależne od tego, gdzie znajdują się pozostałe elektrony (od 3 do N) i jest równe gęstości elektronów o spinie \uparrow . Innymi słowy w normalnym metalu nie ma w ogóle korelacji między elektronami o przeciwnych spinach. Dla spinów równoległych korelacja

istnieje, lecz jest ona uwarunkowana wyłącznie tym, że dwa elektrony nie mogą występować w tym samym jednocząsteczkowym stanie. W dalszych wywodach tej korelacji nie będziemy brać pod uwagę.

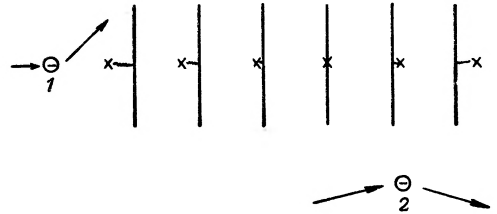
Właściwości normalnego metalu można opisać przy pomocy nieskorelowanych funkcji falowych oddzielnych cząstek. Właśnie tym nadprzewodnik różni się od metalu normalnego. W celu opisania fazy nadprzewodzącej posłużymy się nieskorelowanymi funkcjami falowymi, przy czym istotne znaczenie mają korelacje między elektronami o przeciwnych spinach. Korelację wywołuje oddziaływanie między elektronami. Np. jeżeli dwa elektrony silnie się odpychają, to nigdy nie znajdują się bardzo blisko siebie. Właśnie te korelacje zaniedbujemy przy opisie metalu normalnego, co dla zwykłych temperatur jest usprawiedliwione. Z drugiej strony przy bardzo niskich temperaturach jest rzeczą również oczywistą, że układ może zyskiwać energię przechodząc w stan silnie skorelowany, który właśnie chcemy znaleźć. Jakie oddziaływania elektronów w związku z tym należy rozpatrywać? Ten problem zawsze był trudny ze względu na dużą liczbę oddziaływań międzyelektronowych w metalu i w rzeczywistości energia związana z większością z tych oddziaływań, np. z oddziaływaniem kulombowskim, jest o wiele większa od energii obserwowanej przy przejściu w stan nadprzewodzący. Na przykład energia korelacji związana z odpychaniem kulombowskim jest rzędu 1 eV na atom, podczas gdy energia związana z przejściem w stan nadprzewodzący jest co do rzędu wielkości równa 10^{-8} eV na atom. Można zatem oczekiwać, że zmiana funkcji falowej mająca miejsce przy przejściu w fazę nadprzewodzącą nie charakteryzuje się dużą wartością energii korelacji. Jak zauważył prof. Boorse [1], odkrycie efektu izotopowego wskazało teoretykom, jakie oddziaływanie jest odpowiedzialne za nadprzewodnictwo. Wykryto, że temperatura przejścia w stan nadprzewodzący jest związana z masą jonów tworzących sieć w następujący sposób

$$T_c \sqrt{M} = \text{const} . \quad (6)$$

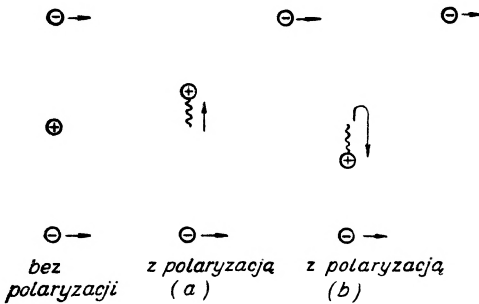
Z tego wynika, że oddziaływanie powodujące występowanie fazy nadprzewodzącej jest związane z dynamiką sieci, tzn. z fononami. Z zależności (6) widać, że temperatura przejścia jest równa zero przy nieskończonej dużej masie jonu, lub jeżeli węzły sieciowe są zamocowane na stałe. Daje to wszelkie podstawy do przypuszczenia, że różna od zera temperatura przejścia jest wynikiem skończonej masy jonów. Fröhlich [5] i Bardeen [6] zaznaczyli, że ponieważ elektrony mogą oddziaływać z drganiami sieci powodując opór, zatem elektrony powinny także współdziałać z drganiami wirtualnymi sieci, zyskując energię, która jest ich energią własną. Ta energia własna jest proporcjonalna do średniego kwadratu energii fononu i wobec tego może być odpowiedzialna za efekt izotopowy. Jednak przy obliczeniach efektu energii własnej Fröhlichowi i Bardeenowi nie udało się znaleźć fazy posiadającej jakościowe własności nadprzewodników. Okazało się, że nadprzewodnictwo jest uwarunkowane oddziaływaniem elektronów z drganiami sieci, które jednak zachodzi dzięki oddziały-

nes [7]. Na bardzo bliskich odległościach, kiedy dwa elektrony znajdują się naprzeciw siebie, tak że nie ma pomiędzy nimi innych elektronów, zachodzi między nimi odpychanie kulombowskie e^2/r . Te dwa typy oddziaływania między elektronami w metalu nie były uwzględniane w zerowym przybliżeniu, natomiast zostaną przez nas wprowadzone w celu uwzględnienia korelacji między elektronami.

Rys. 3. Fala sieciowa wywołana przez elektron 1 oddziałuje na elektron 2, przy czym obydwa elektrony odchylają się. Dwa elektrony oddziałują w sieci, której jony mają nieskończoną masę i nie są zamocowane na stałe



Przy rozpatrywaniu korelacji powstającej przy wspomnianych wyżej oddziaływaniach typu elektron-elektron, ograniczymy się do korelacji dwucząstkowych, pomijając korelacje dwu- cztero- i wieloelektronowe. Czyniąc tego rodzaju uproszczenia nie zakładamy, że nie istnieją inne korelacje, lecz czynimy to dlatego, iż ograniczenie się do korelacji dwucząstkowych stanowi krok



Rys. 4. Oddziaływanie między dwoma elektronami spowodowane polaryzacją sieci może być odpychające lub przyciągające, w zależności od względnej fazy dwóch elektronów. W przypadku (a) oddziaływanie jest odpychające, w przypadku (b) — przyciągające

naprzód w porównaniu z założeniem nie uwzględniającym korelacji w ogóle. Mamy nadzieję, że dwucząstkowa korelacja wystarczy do wyjaśnienia jakościowych własności nadprzewodników, podobnie jak funkcja falowa bez uwzględnienia korelacji wystarczyła w zupełności dla wyjaśnienia własności normalnego metalu.

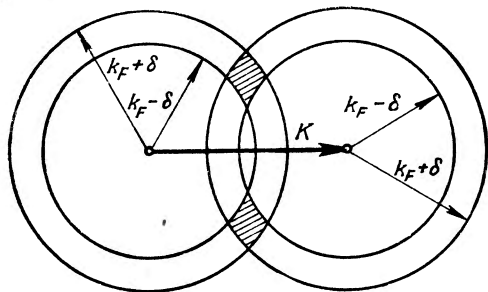
Na czymże zatem polega istota korelacji wywołanej przez opisane powyżej oddziaływanie? Zapiszmy antyrównoległą funkcję korelacyjną, która była stała dla metalu normalnego w postaci

$$e \uparrow = \frac{1}{4} n^2 + f(\vec{r}, \vec{K}), \quad (7)$$

gdzie $f(\vec{r}, \vec{K})$ wyraża korelację dodatkową, wywołaną przez oddziaływanie międzyelektronowe, \vec{r} jest względną współrzędną dwu rozpatrywanych elektronów, \vec{K} jest całkowitym pędem dwóch elektronów.

Żeby zrozumieć, dlaczego jedne elektrony są silnie skorelowane, a inne nie — powrócimy do naszego rozpatrzenia funkcji falowej stanu normalnego w przestrzeni pędów.

Dla prostoty sprowadzimy funkcję Blocha $\varphi_K(\xi)$ do fal płaskich. Widzieliśmy, że w stanie podstawowym jednocząstkowe stany były obsadzone aż do powierzchni Fermiego. Taka już jest natura opisanych wyżej oddziaływań typu elektron-elektron, iż wydaje się, że są one z jednej strony słabe, a z drugiej zmieniają się wolno w pobliżu powierzchni Fermiego. Ta okoliczność i fakt, że energia związana z przejściem w stan nadprzewodzący jest mała, prowadzi nas do przypuszczenia, że stany skorelowane będą wywoływały pobudzenia jednocząstkowe wyłącznie w małym pasie w pobliżu powierzchni Fermiego.



Rys. 5. Obszar zakreskowany oznacza fragment przestrzeni fazowej, w którym może nastąpić rozpraszanie pary elektronów o pędach ograniczonych do warstwy $k_F - \delta \leq k \leq k_F + \delta$, przy zachowaniu całkowitego pędu K . Objętość tego obszaru posiada ostre maksimum przy $K = 0$

Jeśli ograniczymy się tylko do korelacji par, to będzie nas interesować oddziaływanie, które przeprowadza parę elektronów z jednego stanu w drugi w warstwie w pobliżu powierzchni Fermiego. Ponieważ całkowity pęd pary musi być zachowany, jest jasne, że wielkość przestrzeni fazowej odpowiadająca przejściu z jednego stanu w drugi, przy danym całkowitym pędzie, jest funkcją silnie zależną od całkowitego pędu (rys. 5).

Ta funkcja ma maksimum, gdy całkowity pęd $K = 0$. Okazuje się dalej, że dzięki występowaniu członu wymiennego w elemencie macierzowym oddziaływania elektron-elektron, efektywne oddziaływanie między elektronami o spinie singletowym jest o wiele silniejsze niż pomiędzy elektronami o spinie trypletowym. Dlatego też zajmujemy się przede wszystkim korelacjami o spinie singletowym.

Jeśli wszystkie pary korelujące mają ten sam całkowity pęd, to występuje całkowita maksymalna korelacja całkowitej funkcji falowej. Z dynamicznego i statystycznego punktu widzenia, najbardziej odpowiednie są korelacje singletowe o pędzie zerowym, podczas gdy tylko ze statystycznego punktu widzenia, w równej mierze odpowiednie są korelacje z dowolnymi jednakowymi pędami całkowitymi.

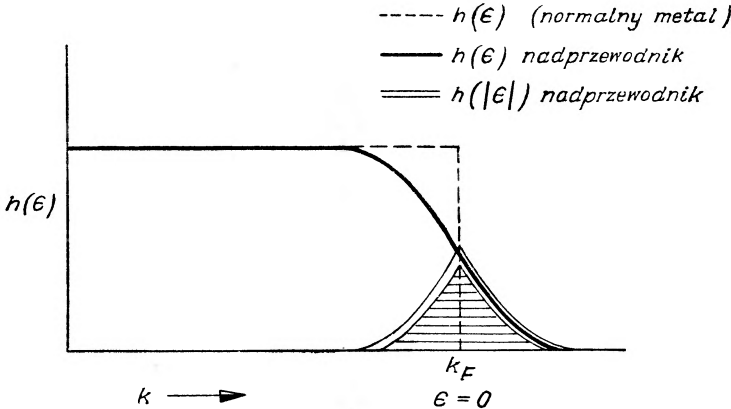
Podstawowe przybliżenie teorii nadprzewodnictwa *BCS* polega na założeniu, że korelacje dwucząstkowe tłumaczą jakościowe własności nadprzewodnictwa oraz, że w obrębie korelacji dwucząstkowych istnieje bardzo silna przewaga par o singletowym pędzie zerowym — tak silna, że można uzyskać dobry opis nadprzewodnictwa przy uwzględnieniu tylko tych korelacji.

IV. Stan podstawowy nadprzewodnika

W ramach rozpatrywanego przybliżenia dodatkową energię, związaną z korelacją par w funkcji falowej, można napisać w postaci

$$W_c = 2 \sum_{-\hbar\omega < \epsilon < 0} |\epsilon| (1 - h(\epsilon)) + 2 \sum_{\hbar\omega > \epsilon > 0} \epsilon h(\epsilon) - V \sum_{|\epsilon|, |\epsilon'| \leq \hbar\omega} [h(\epsilon)(1 - h(\epsilon')) h(\epsilon')(1 - h(\epsilon))]^{1/2}, \quad (8)$$

gdzie $h(\epsilon)$ — oznacza prawdopodobieństwo zajęcia stanu ϵ przez parę (rys. 6)



Rys. 6. Prawdopodobieństwo $h(\epsilon)$, że stan pary o energii ϵ jest zajęty w stanie podstawowym. Dla normalnego metalu wszystkie stany poniżej powierzchni Fermiego są wypełnione, podczas gdy stany poniżej powierzchni Fermiego są puste. W nadprzewodzącym stanie podstawowym znajdują się wolne miejsca (dziury) poniżej powierzchni Fermiego, a obsadzone stany powyżej powierzchni Fermiego; $h(|\epsilon|)$ wyraża symetryczne prawdopodobieństwo pojawienia się pary elektronów powyżej k_F i pary „dziur“ poniżej k_F . Dodatkową energię kinetyczną związaną z mieszaniem się tych stanów par można zapisać:

$$T_c = 2 \sum_{|\epsilon| \leq \hbar\omega} |\epsilon| h(|\epsilon|).$$

Linia przerywana oznacza wykres $h(\epsilon)$ dla metalu normalnego, ciągła dla nadprzewodnika, a podwójnie ciągła wykres $h(|\epsilon|)$ dla nadprzewodnika

2ϵ — energię pary, mierzona względem powierzchni Fermiego, $\epsilon = \mathcal{E} - \mathcal{E}_F$, V — element macierzowy przejścia między stanami blochowskimi par ze względnymi pędami \vec{k} i \vec{k}' . Przyjmujemy upraszczające, lecz nieistotne założenie, że element macierzowy oddziaływania $(k'|H_1|k)$ między stanami par o względnych pędach \vec{k} i \vec{k}' , jest stały i równy $-V$ dla $|\epsilon|, |\epsilon'| \leq \hbar\omega$ (średnia energia fononowa), a zeru we wszystkich pozostałych przypadkach. Oznacza to, że powierzchnia Fermiego jest izotropowa oraz, że h zależy tylko od ϵ .

Pierwsze dwa czony w (8) dają zwiększenie energii kinetycznej, spowodowane uwzględnieniem w funkcji falowej stanów jednocząstkowych z $k > k_F$. Trzeci człon daje zmianę energii potencjalnej związaną z uwzględnieniem korelacji. Znajdziemy teraz minimum energii ze względu na h . Jeśli może się

ona stać mniejsza od zera, to wtedy stan skorelowany ma niższą energię. Istnieje oczywiście rozwiązanie, dla którego $W_c = 0$ (nie ma korelacji energii):

$$\begin{aligned} h &= 0 & \epsilon &> 0, \\ h &= 1 & \epsilon &< 0. \end{aligned} \quad (9)$$

Ale to jest właśnie stan normalny — tzn. taki, w którym wszystkie stany blochowskie poniżej powierzchni Fermiego są zajęte, natomiast stany powyżej powierzchni Fermiego są puste. Przyrównując do zera wariację W_c względem h otrzymujemy

$$\begin{aligned} h &= \frac{1}{2} \left(1 - \frac{\epsilon}{E} \right), \\ E &= (\epsilon^2 + \epsilon_0^2)^{1/2}, \end{aligned} \quad (10)$$

oraz

$$\epsilon_0 = \frac{V}{2} \sum_{|\epsilon| \leq \hbar\omega} \frac{\epsilon_0}{(\epsilon^2 + \epsilon_0^2)^{1/2}}.$$

Ostatnie równanie dla ϵ_0 — stanowi podstawowe nieliniowe całkowe równanie teorii, które orzeka o istnieniu lub nieistnieniu stanu nadprzewodzącego. Natychmiast widać, że to równanie nie posiada rozwiązań różnych od zera dla ϵ_0 jeśli $V < 0$. Daje to kryterium wyróżnienia potencjałów wywołujących stan nadprzewodzący, ponieważ oddziaływanie pary elektron-elektron związane z wymianą fononów wywołuje przyciąganie się elektronów, natomiast ekranujące oddziaływanie kulombowskie powoduje ich odpychanie. Kryterium

$$V = -(k' |H_1| k) > 0 \quad (11)$$

będzie z grubsza spełnione, jeśli oddziaływanie: elektron-fonon będzie dostatecznie duże. To stanowi wyjaśnienie często spotykanego paradoksu, że dobre przewodniki (miedź, srebro, złoto) nie stają się nadprzewodnikami. Silne oddziaływanie elektronowo-fononowe doprowadzające do większego oporu w stanie normalnym sprzyja powstawaniu fazy nadprzewodzącej pozbawionej oporów.

Jeśli $V > 0$, to otrzymujemy (zamieniając sumowanie na całkowanie)

$$1 = N(0) V \int_0^{\hbar\omega} \frac{d\epsilon}{(\epsilon^2 + \epsilon_0^2)^{1/2}}, \quad (12)$$

lub

$$\epsilon_0 = \hbar\omega / \sinh \left(\frac{1}{N(0)V} \right),$$

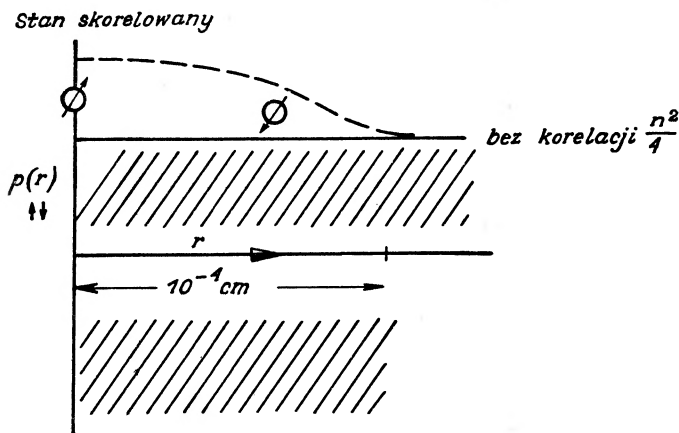
gdzie $N(0)$ — jest gęstością elektronów o jednym kierunku spinu na jednostkę energii przy powierzchni Fermiego. W przedziale słabego wiązania ($N(0)V \ll 1$), który jest interesujący ze względów doświadczalnych, otrzymujemy

$$\epsilon_0 \simeq 2\hbar\omega \exp(-1/N(0)V). \quad (13)$$

Różnica energii między stanem normalnym i nadprzewodzącym jest równa (znów w przedziale słabego wiązania)

$$W_S - W_N = W_C = -2N(0)(\hbar\omega)^2 \exp(-2/N(0)V). \quad (14)$$

Zależność energii korelacji od $(\hbar\omega)^2$ daje efekt izotopowy, natomiast czynnik wykładniczy obniża energię korelacji od wymiarowo oczekiwanej wielkości $N(0)(\hbar\omega)^2$ do wartości o wiele mniejszej, obserwowanej doświadczalnie.



Rys. 7. Obwiednia antyrównoległej korelacyjnej funkcji fazowej stanu nadprzewodzącego

Funkcja korelacji między dwoma elektronami o przeciwnych spinach ma wtedy postać

$$eN(\vec{r}) = \frac{1}{4} n^2 + \left| \left(\frac{1}{2\pi} \right)^3 \int d\vec{k} h^{1/2} (1-h)^{1/2} e^{i\vec{k}\cdot\vec{r}} \right|^2. \quad (15)$$

W ten sposób okazuje się, że w funkcji falowej stanu podstawowego nadprzewodnika występują silne korelacje między parami elektronów o przeciwnym spinie i całkowitym pędzie równym zero. Te skorelowane pary są zbudowane z jednocząstkowych blochowskich pobudzeń w pobliżu powierzchni Fermiego i mają wymiar rzędu 10^{-4} cm (rys. 7). Pojawienie się takich korelacji jest związane z tym, że nawet elektrony nie oddziaływające mają bardzo duże wektory falowe dzięki zakazowi Pauliego. W ten sposób przy małym dodatkowym nakładzie energii kinetycznej, określonej przez dwa pierwsze człony w W_c , może nastąpić silny wzrost energii potencjalnej.

Jest również możliwe zbudowanie podobnie skorelowanej funkcji falowej dla singletowych par o jednakowym całkowitym, różnym od zera pędzie — odpowiada to stanowi przenoszącemu prąd. Energia tego stanu przenoszącego prąd jest wyższa od energii stanu podstawowego.

Typową własnością tych skorelowanych funkcji falowych jest to, że żadna pojedyncza para nie może się rozpaść, ani też nie można wykluczyć żadnego pojedynczego elementu fazowego bez zużycia skończonej ilości energii. Skorelo-

wana para rozpadając się traci skończoną ilość energii. Jeśli wyłączymy z układu element fazowy, to liczba możliwych przejść wszystkich par ulegnie zmniejszeniu powodując znowu skończoną zmianę energii.

Zatem w porównaniu z sytuacją w metalu normalnym, w stanie nadprzewodzącym pobudzenie pojedynczej cząstki jest związane z utratą niewielkiej, lecz skończonej ilości energii, co odpowiada wystąpieniu szczeliny energetycznej w widmie oddzielnych cząstek. Różnica energii między fazą skorelowaną normalną jest w istocie bardzo mała, ale charakter funkcji falowej zmienia się zupełnie. Skorelowana funkcja falowa jest w wysokim stopniu koherentna, natomiast w normalnym metalu można bardzo łatwo zmienić przez zwykłe zaburzenia część elektronową funkcji falowej.

V. Stany pobudzone

Przy rozpatrywaniu stanów pobudzonych nadprzewodnika jest rzeczą pożyteczną odróżniać pobudzenia jednocząstkowe od kolektywnych, takich jak plazmony lub stany przenoszące prąd, wspomniane w poprzednim rozdziale. Nadciekłość jest spowodowana zmianą widma jednocząstkowych pobudzeń. Kolektywne pobudzenia mogą pozostać zupełnie podobne dla stanów: normalnego i nadprzewodzącego. Odnośnie do metalu normalnego należy przypomnieć, że w stanie podstawowym stany jednocząstkowe są wypełnione aż do pędów Fermiego. Pobudzenia jednocząstkowe uzyskujemy przez wypełnienie stanu \vec{k}_1 pojedynczej cząstki, powyżej k_F , pozostawiając niezajęty stan \vec{k}_2 poniżej k_F . Energia tego pobudzonego stanu, mierzona względem stanu podstawowego, jest równa:

$$\mathcal{E}_1 - \mathcal{E}_2 = (\mathcal{E}_1 - \mathcal{E}_F) - (\mathcal{E}_2 - \mathcal{E}_F) = \epsilon_1 - \epsilon_2 = |\epsilon_1| + |\epsilon_2|. \quad (16)$$

Różnicę tę można uczynić dowolnie małą dla próbki makroskopowej.

W nadprzewodniku stany pobudzone (stany quasi-cząstek) mogą być określone jednoznacznie przez pobudzenia normalnego metalu. Równoważna, lecz uproszczona metoda konstruowania pobudzeń jednocząstkowych została podana przez N. N. Bogolubowa [8] i J. G. Valatina [9].

Znajdujemy zatem, że energia pobudzenia (mierzona znów względem stanu podstawowego) odpowiadającego pobudzeniu normalnemu energii (16) jest równa

$$E_1 + E_2 = (\epsilon_1^2 + \epsilon_0^2)^{1/2} + (\epsilon_2^2 + \epsilon_0^2)^{1/2}. \quad (17)$$

W odróżnieniu od pobudzenia normalnego energia $E_1 + E_2$ pozostaje większa od zera, nawet wówczas, gdy ϵ_1 i ϵ_2 spada do zera. Rzeczywiście, możliwie najniższa energia pobudzenia jest równa

$$E_1 + E_2 = 2\epsilon_0. \quad (18)$$

Zatem można stwierdzić, że istnieje szczelina energetyczna między stanem podstawowym i najniższymi pobudzeniami jednoczątkowymi. Ta szczelina energetyczna ostro zakazuje jednoczątkowych przejść i powoduje nadciekłość gazu elektronowego. Możemy naszkicować następujący obraz stanów pobudzenia. W podstawowym stanie nadprzewodzącym wszystkie elektrony znajdują się w stanach, odpowiadających skorelowanym singletowym parom całkowitym pędem równym zeru. W n -elektronowym stanie pobudzonym n elektronów znajduje się w stanach odpowiadających *quasi-cząstkom*, są to normalne blochowskie stany pojedynczej cząstki, dla których korelacja z dowolnymi innymi elektronami jest słaba. Te pobudzone elektrony występują na tle wszystkich innych elektronów, które są jeszcze silnie skorelowane — w przybliżeniu tak samo, jak w stanie podstawowym. Pobudzone elektrony w przybliżeniu zachowują się podobnie jak normalne elektrony — mogą one łatwo ulegać rozproszeniu lub dalszemu pobudzeniu. Z drugiej strony elektrony tła — te, które pozostają skorelowane, zachowują się w dalszym ciągu jak ciecz nadciekła i z wielkim trudem ulegają rozproszeniu lub pobudzeniu.

Zatem można mówić o dwóch prawie niezależnych cieczach. Skorelowana część funkcji falowej opisuje nadciekłość — odporność na zmiany, bardzo małe ciepło właściwe, podczas gdy pobudzenia zachowują się w znacznej mierze jak zwykłe elektrony i posiadają prawie normalne ciepło właściwe i opór. Gdy metal znajdzie się w stałym polu elektrycznym — elektrony „nadciekle” „wykracają” (*short out*) normalne elektrony, lecz w polach szybko zmiennych można zaobserwować elektrony pobudzone powodujące opór [10].

VI. Własności cieplne

Teraz możemy wydedukować własności cieplne nadprzewodnika posługując się uprzednio opisanym stanem podstawowym i widmem pobudzenia.

Energia swobodna układu jest równa

$$F = W_c(T) - TS, \quad (19)$$

gdzie T oznacza temperaturę absolutną i S entropię. Entropię układu można w pełni określić za pomocą pobudzeń, ponieważ korelacyjna część funkcji falowej jest niezwyrodniała. W związku z tym energia swobodna będzie funkcją $f(\vec{k})$ i $h(\vec{k})$, gdzie $f(\vec{k})$ — jest prawdopodobieństwem tego, że stan o pędzie \vec{k} jest zajęty przez pobudzenia lub quasi-cząstkę, a $h(\vec{k})$ jest prawdopodobieństwem względnym tego, że stan \vec{k} jest zajęty przez parę i nie jest zajęty przez quasi-cząstkę. Zatem niektóre stany zajęte są przez quasi-cząstki — zgodnie z $f(\vec{k})$; wówczas w pozostałej przestrzeni fazowej mogą się tworzyć stany koherentne pozostałych elektronów.

Przyrównując do zera wariację F względem f i h otrzymujemy następujące relacje

$$\begin{aligned} h &= \frac{1}{2}(1 - \epsilon/E), \\ E &= [\epsilon^2 + \epsilon_0^2(T)]^{1/2}, \\ f &= \frac{1}{1 + e^{\beta E}}, \end{aligned} \quad (20)$$

i

$$\epsilon_0(T) = N(0)V\epsilon_0(T) \int_0^{\hbar\omega} \frac{d\epsilon}{E} \operatorname{tg} h \left(\frac{E}{2kT} \right). \quad (21)$$

Postać tych równań jest taka sama jak postać odpowiednich równań dla $T = 0$, z tą różnicą, że szczelina energetyczna ϵ_0 zależy od temperatury. Zależność ϵ_0 od T jest dana przez równanie (21) i zobrazowana na rys. 8. Z rys. 8 widać, że równanie (21) może być spełnione przez różne od zera wartości $\epsilon_0(T)$ tylko w ograniczonym przedziale temperatur. Górną granicę tego przedziału określamy jako temperaturę krytyczną T_c . Dla $T < T_c$ elektrony o singletowym spinie i o pędzie zerowym są silnie skorelowane i powstaje szczelina energetyczna związana z pobudzonymi elektronami opisanymi przez skorelowaną część funkcji falowej, a $E(\vec{k})$ jest zmodyfikowana zgodnie z równaniem (20).

W tym przedziale temperatur układ posiada własności jakościowo różne od metalu normalnego.

W przedziale $T > T_c$, $\epsilon_0 = 0$ i zawsze istnieje rozwiązanie normalne. W szczególności funkcja rozkładu f dla pobudzeń, przechodzi w rozkład Fermiego, dla elektronów pobudzonych $k > k_F$ i dla dziur $k < k_F$:

$$f = \frac{1}{1 + \exp(|\epsilon|/kT)}. \quad (22)$$

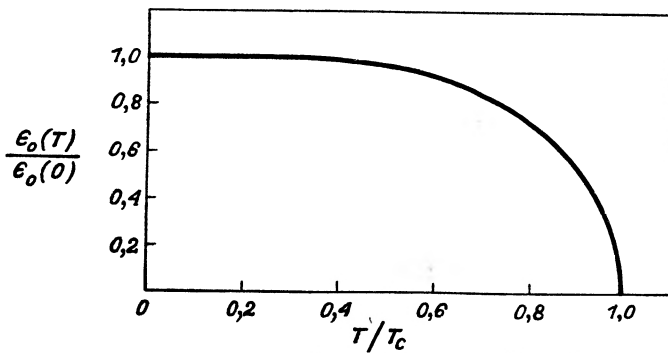
Posługując się równaniem (20) dla f i h , można wyliczyć energię swobodną stanu nadprzewodnictwa i określić wszystkie własności cieplne w stanie równowagi. Rezultaty takich obliczeń ciepła właściwego i pola krytycznego podane są na rys. 9, 10 i 11.

W szczególności znajdujemy, że dla T (w nieobecności pola magnetycznego) istnieje przejście drugiego rodzaju (bez ciepła utajonego: $W_c = 0$ w T_c , z tym, że występuje skok ciepła właściwego. Przy bardzo niskich temperaturach ciepło właściwe wykładniczo spada do zera. Z tej wyidealizowanej teorii wynika również „prawo korespondujących stanów“ (*law of corresponding states*), przy czym

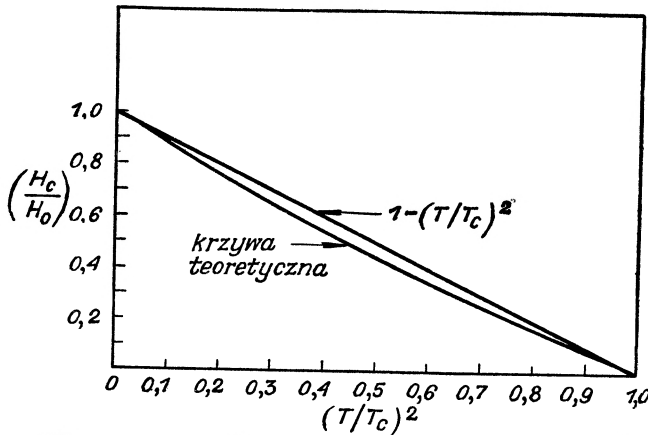
$$\frac{\gamma T_c^2}{H_0^2} = 0,170,$$

gdzie

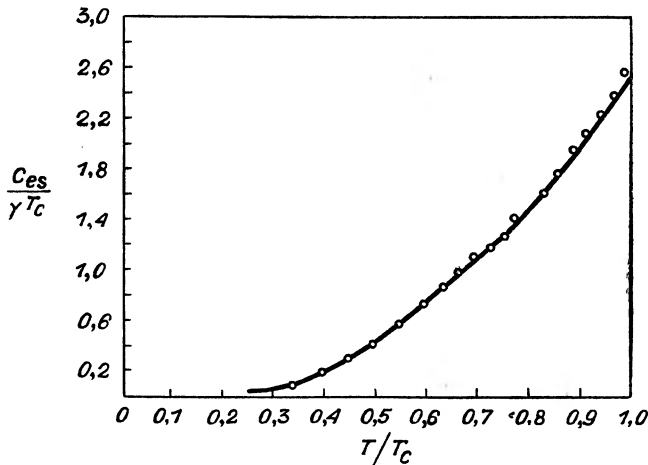
$$\gamma = \frac{2}{3} \pi^2 N(0) k^2.$$



Rys. 8. Zależność temperaturowa stosunku energii szczeliny dla jednocząstkowych pobudeń do energii szczeliny dla $T = 0^\circ K$



Rys. 9. Zależność $(T/T_c)^2$ stosunku pola krytycznego do jego wartości dla $T = 0^\circ K$. Górna krzywa stanowi wykres prawa: $1 - (T/T_c)^2$ Gortera-Casimira, dolna krzywa stanowi wykres otrzymany na podstawie wyidealizowanej teorii BCS w przedziale słabego oddziaływania par. Wartości eksperymentalne leżą zazwyczaj pomiędzy tymi dwoma krzywymi

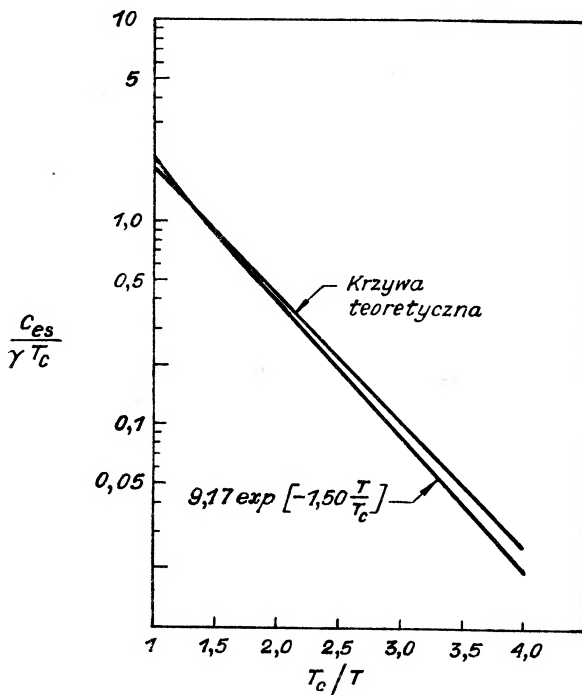


Rys. 10. Wykres stosunku elektronowego ciepła właściwego nadprzewodnika do wartości ciepła właściwego w stanie normalnym przy $T = T_c$, jako funkcja T/T_c . Punkty doświadczalne (oznaczone kółeczkami) dla Sn zamieszczono dla porównania z krzywą teoretyczną (linia ciągła)

Wartości doświadczalne są rozrzucone w pobliżu liczby 0,170. Stosunek ϵ do kT_c jest stałą uniwersalną

$$\frac{\epsilon_0}{kT_c} = 1,75 .$$

Dla rzeczywistych nadprzewodników obydwą z powyższych stosunków są bliskie podanych. Bardziej realistyczny wybór oddziaływań elektron-elektron modyfikuje niejako powyższe wyniki i stwarza możliwość wariacji stałych od metalu do metalu, pozostawiając otwartą możliwość bardziej szczegółowego uzgodnienia teorii z doświadczeniem.



Rys. 11. Wykres logarytmu stosunku elektronowego ciepła właściwego do jego wartości w stanie normalnym przy $T = T_c$ w funkcji T/T_c . Krzywa wykładnicza pokrywa się z danymi doświadczalnymi otrzymanymi dla cyny i wanadu przy $\frac{T_c}{T} > 1,4$

W podanej teorii nie ma parametrów dowolnych. W dziedzinie interesującej z punktu widzenia doświadczalnego wszystkie własności termiczne są określone przez wielkości γ i $\hbar\omega e^{-1/N(0)V}$. Pierwszą z tych wielkości γ określa się na podstawie pomiaru ciepła właściwego w stanie normalnym, a drugą znajdujemy poprzez temperaturę krytyczną ze związku:

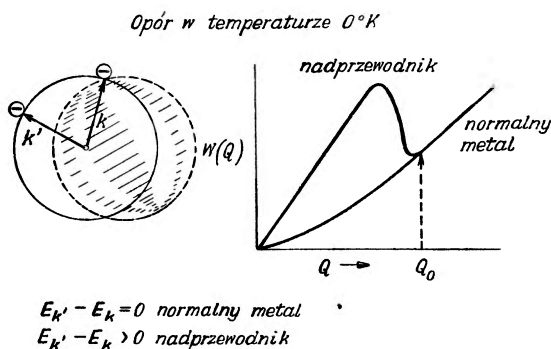
$$kT_c = 1,14\hbar\omega e^{-1/N(0)V} .$$

VII. Własności elektrodynamiczne i nadciekłość

Biorąc jako punkt wyjścia stan podstawowy i widmo pobudzenia, opisane powyżej, można wyjaśnić również własności elektrodynamiczne nadprzewodnika. Ponieważ szczegółowe rachunki są bardzo zawile, nie będziemy ich tutaj przed-

stawiać. Rachunki te można znaleźć w pracy [2]. Wykryto, że nadprzewodnik wyrzuca pole magnetyczne dając efekt Meissnera [11], uzyskano również wyrażenie dla głębokości wnikania pola w metal i jej zmianę z temperaturą (por. [1]).

Na szczęście, obraz jakościowy zjawiska nadprzewodnictwa można łatwo przedstawić. By wybrać możliwie najprostszą sytuację — wyobraźmy sobie metal w temperaturze zera absolutnego. W tym przypadku nawet normalny metal nie wykazywałby oporu innego niż opór spowodowany przez zanieczyszczenia, ponieważ nie występują wówczas swobodne fonony. Rozpatrzmy następnie nieczystą, normalną próbkę w absolutnym zerze, której opór powstaje dzięki rozpraszaniu się fal blochowskich na zanieczyszczeniach.



Rys. 12. Nie zanikający prąd utrzymuje się w zanieczyszczonym nadprzewodniku przy $T = 0^{\circ}K$, mimo że energia stanu z prądem jest większa niż energia stanu podstawowego. Jest to wynikiem obecności szczeliny energetycznej w widmie pobudzenia jednocząstkowego, która dla dostatecznie małych prądów zapobiega elastycznemu rozpraszaniu elektronów na zanieczyszczeniach. Ponieważ elastyczne rozpraszanie na zanieczyszczeniach jest mechanizmem, który niszczy prąd w stanie normalnym, z chwilą gdy ten mechanizm zostaje usunięty, prąd staje się metastabilny, a metal staje się nadprzewodnikiem

Przypuśćmy, że umieszczamy tę normalną próbkę w polu elektrycznym. W tym przypadku kula Fermiego przemieszcza się w ten sposób, że elektrony posiadają pewien całkowity pęd i powstaje prąd. Tak długo, jak pole jest włączone, występuje pewien prąd równowagi, ponieważ przyspieszenie spowodowane przez pole jest równoważone przez opóźnienie związane z rozpraszaniem się elektronów na zanieczyszczeniach. Jeśli pole zostanie wyłączone, to elektrony bardzo szybko powrócą do stanu, w którym nie płynie prąd, ponieważ rozproszenie na zanieczyszczeniach narusza uporządkowanie ich ruchu.

Możemy teraz porównać to z sytuacją w stanie nadprzewodzącym. Tutaj funkcja falowa elektronu jest bardzo silnie skorelowana. Każdy elektron w pobliżu powierzchni Fermiego koreluje z innym o przeciwnym spinie. Po ustaleniu się takiego koherentnego stanu jest bardzo trudno zburzyć ten stan za pomocą mechanizmu rozpraszania zanieczyszczeń. Przyczyna tego leży w podstawowych własnościach skorelowanych funkcji falowych. W celu zburzenia pary skorelowanej lub uzyskania jakiegokolwiek pobudzenia jednocząstkowego

potrzebna jest skończona energia. Zatem jeśli prąd nie jest zbyt wielki, dowolny proces rozpraszania jednocząstkowego zwiększa energię układu elektronów, mimo faktu, że całkowita energia jest większa od energii stanu podstawowego. Proces rozpraszania elektronów będzie zupełnie wstrzymany do czasu, gdy dodatkowa energia kinetyczna elektronu, związana ze strumieniem prądu, będzie mniejsza od szczeliny energetycznej. Przy dowolnej skończonej temperaturze sytuacja jest bardzo podobna. Pobudzenia działają jako normalne elektrony na tle cieczy nadciekłej. Jeśli przez układ przepływa prąd, to prąd ten będzie całkowicie przenoszony przez elektrony cieczy nadciekłej. Przy danym prądzie układ posiada minimalną energię swobodną. Pojedyncze pobudzenia cząsteczkowe mogą jedynie zwiększyć energię swobodną, zatem układ staje się metastabilny (rys. 12).

Ta ostatnia ilustracja wyjaśnia znowu podstawową własność funkcji falowej stanu nadprzewodzącego; jej wyjątkowo dużą koherencję i przeciwstawianie się wszelkim zmianom wywoływanym przez mechanizmy jednocząstkowe, co stanowi istotne wyróżnienie cieczy nadciekłej.

Większość procesów dyssypacyjnych, przejawiających się makroskopowo jako opór lub tarcie — to procesy jednocząstkowe. Zatem układ, w którym takie jednocząstkowe procesy są ostro zakazane, mimo faktu, że kolektywne ruchy (związane z różnym od zera pędem całkowitym, kiedy płynie prąd lub ciecz) są możliwe, zachowuje się makroskopowo jak ciecz nadciekła.

Tłumaczyli B. Olszewski i K. Wojciechowski

Literatura

- [1] H. A. Boorse, *Am. J. Phys.*, **27**, 47 (1959).
- [2] J. Bardeen, L. Cooper i R. Schrieffer, *Phys. Rev.*, **108**, 1175 (1957).
- [3] F. Bloch, *Z. Physik*, **52**, 555 (1928).
- [4] E. Maxwell, *Phys. Rev.*, **78**, 477 (1950); Reynolds, Serin, Wright i Nesbitt, *Phys. Rev.*, **78**, 487 (1950).
- [5] H. Fröhlich, *Phys. Rev.*, **79**, 845 (1950).
- [6] J. Bardeen, *Phys. Rev.*, **79**, 167 (1950).
- [7] D. Bohm i D. Pines, *Phys. Rev.*, **92**, 609 (1953).
- [8] N. N. Bogolubow, *Nuovo Cimento*, **7**, 794 (1958).
- [9] J. G. Valatin, *Nuovo Cimento*, **7**, 843 (1958).
- [10] R. E. Glover i H. Finkham, *Phys. Rev.*, **108**, 243 (1957); Biondi, Forrester, Garfunkel i Satterthwaite, *Rev. mod. Phys.*, **30**, 1109 (1958) (patrz szczególnie § V, gdzie można znaleźć dalszą literaturę).
- [11] Odnosnie do niezmienniczości cechowania i kolektywnych pobudzeń w teorii nadprzewodnictwa patrz: P. W. Anderson, *Phys. Rev.*, **112**, 1900 (1958).

Miron Gaj

Politechnika Wroclawska
Wroclaw

Redukcja kontrastu w układach optycznych

Odzworowanie układu optycznego przy danej aperturze i polu widzenia zależy nie tylko od korekcji układu, ale i od oświetlenia przedmiotu. Przedmioty drobne, rozdzielane przez dany układ optyczny przy danych warunkach oświetlenia, mogą być nierozróżnialne przy innym oświetleniu. Przedmioty wysyłające światło koherentne są odzworowywane przez idealny układ optyczny z pełnym kontrastem, o ile spełniony jest następujący warunek:

$$\Delta l > \frac{\lambda}{N \sin \alpha}$$

gdzie:

λ — długość fali świetlnej,

N — współczynnik załamania,

α — kąt aperturowy,

$N \sin \alpha$ — numeryczna apertura.

Przedmioty mniejsze nie są odzworowywane. Wielkość kontrastu określa się następująco

$$\frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}}$$

Dla przedmiotów samoświecących lub częściowo koherentnych kontrast odzworowania różnych struktur jest różny. Również w wypadku koherentnym dla rzeczywistego układu optycznego obserwuje się zmianę kontrastu odzworowania ze zmianą struktury obserwowanej. Wydaje się więc celowe badanie zmian kontrastu dla poszczególnych struktur, tym bardziej że w wielu zagadnieniach specjalnych interesują nas przedmioty o określonej wielkości. Rozdzielanie tych przedmiotów przez dany układ optyczny, jak wykazały prace Hopkinsa, Linfoota i innych, zależy wyłącznie od apertury układu odzworowującego [1, 2, 3, 4, 5, 6], a nie zależy od wielkości aberracji, które wpływają jedynie na obniżenie kontrastu odzworowania.

To obniżenie kontrastu uniemożliwia obserwowanie w obrazie struktur drobnych. Obserwuje się więc tylko te przedmioty, które są odzworowane z wystarczającym kontrastem. Przy badaniu kontrastu odzworowania oblicza

się rozkład natężenia, wychodząc z rozważań dyfrakcyjnych, przy czym dla światła koherentnego sumuje się amplitudy, a dla niekoherentnego natężenia. Innych wypadków nie rozważano. Wyliczony w ten sposób kontrast jest sumarycznym kontrastem odwzorowania dla wszystkich struktur rozdzielanych przez dany układ optyczny. Jeszcze dzisiaj w wielu zagadnieniach specjalnych, szczególnie przy odwzorowaniu mikroskopowym, gdzie zależy nam na dobrym kontraście dla wszystkich struktur, metody te mają znaczenie praktyczne. Pierwszym, który badał odwzorowanie w zależności od struktury był Duffieux. W swej epokowej pracy [7] stosując analizę furierowską rozwiązał zagadnienie kontrastu odwzorowania dla przedmiotów całkowicie niekoherentnych i koherentnych. Dla dowolnego stopnia koherencji kontrast odwzorowania został zbadany przez Hopkinsa [3, 4]. W pracy [3] wyprowadził on zależność na współczynnik koherencyjno-fazowy dla dwóch punktów P_1 i P_2 powierzchni oświetlanej

$$\Gamma_{1,2} = \frac{1}{\sqrt{I_1 I_2}} \int_{\Sigma} u_1 u_2^* d\sigma \quad (1)$$

gdzie:

I_1 — natężenie światła w P_1 ,

I_2 — natężenie światła w P_2 ,

u_1 — amplituda w P_1 pochodząca od elementu źródła $d\sigma$,

u_2 — amplituda w P_2 pochodząca od elementu źródła $d\sigma$,

Σ — powierzchnia źródła,

u_2^* — funkcja sprzężona z u_2 .

Jeżeli intensywność źródła oznaczyć przez $\gamma(x, y)$, to zależność dla stopnia koherencji dwu różnych punktów może być przedstawiona następująco

$$\Gamma(u_1 - u_2, v_1 - v_2) = \frac{1}{\sqrt{I_1 I_2}} \iint_{-\infty}^{\infty} \gamma(x, y) e^{i[x(u_1 - u_2) + y(v_1 - v_2)]} dx dy. \quad (2)$$

Źródło przyjęto płaskie i leżące w płaszczyźnie równoległej do płaszczyzny przedmiotu. Funkcja $\gamma(x, y)$ jest zerem poza obszarem źródła. Linia łącząca początki obu układów jest prostopadła do obu płaszczyzn. Normując odpowiednio intensywności, tak aby $\sqrt{I_1 I_2} = 2\pi$ widać, że współczynnik koherencyjno-fazowy jest transformatą furierowską natężenia źródła. Odwrotnie, znając stosunki koherencyjno-fazowe można określić efektywne źródło za pomocą relacji

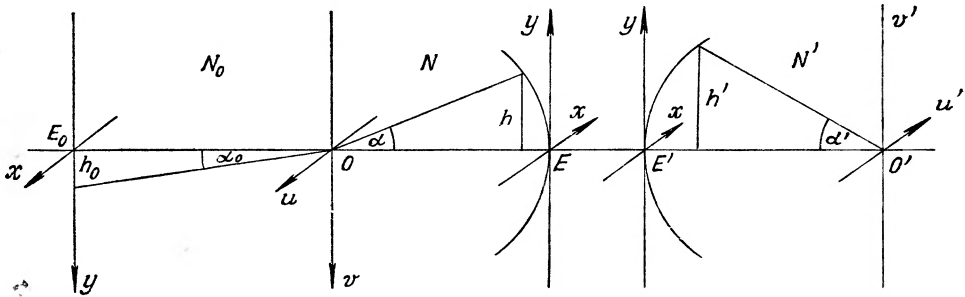
$$\gamma(x, y) = \frac{1}{2\pi} \iint_{-\infty}^{\infty} \Gamma(u, v) e^{-i(ux + vy)} du dv. \quad (3)$$

Efektywne źródło E_0 może leżeć w pewnej odległości od płaszczyzny przedmiotowej 0 (rys. 1). (E_0 może być płaszczyzną źrenicy wyjściowej układu oświetlającego). Na rysunku kąty α i α_0 zaznaczone są jako różne, gdyż w pobliżu przed-

miotu może się znajdować soczewka polowa odwzorowująca efektywne źródło na źrenicę wejściową układu. Wprowadzimy następujące zmienne

$$u = k(N \sin \alpha) \xi, \quad v = k(N \sin \alpha) \eta \quad (4)$$

gdzie: ξ, η oznaczają odległości przedmiotu od osi w układzie prostokątnym.



Rys. 1. Bieg promieni pomiędzy efektywnym źródłem a płaszczyzną obrazową

Analogicznie dla obrazu

$$u' = k(N' \sin \alpha') \xi', \quad v' = k(N' \sin \alpha') \eta'. \quad (4a)$$

Dla źródła

$$x_0 = \frac{a_0}{h_0}, \quad y_0 = \frac{b_0}{h_0}, \quad (5)$$

gdzie:

a_0, b_0 — współrzędna źródła,

h_0 — odległość punktu przecięcia źródła przez promień skrajny od osi optycznej.

Współrzędne na powierzchniach odniesienia są normowane do maksymalnej wysokości przebiecia tych powierzchni

$$x = a/h, \quad y = b/h, \quad x' = a'/h', \quad y' = b'/h'. \quad (5a)$$

W współrzędnych x, y kołowa źrenica wejściowa ma promień jednostkowy. Światło wychodzące z elementu źródła $d\sigma$ daje w punkcie przedmiotowym P_1 amplitudę U_1 , z której przedmiot przepuszcza tylko część $U_1 E(u, v)$. Ta amplituda po przejściu przez układ optyczny, na skutek aberracji i winietowania, zostaje ponownie zmniejszona do wartości $U_1 E(u_1, v_1) F(u' - u_1, v' - v_1)$, (u', v' oznaczają współrzędne w płaszczyźnie obrazowej, dla których oblicza się amplitudę). Stąd zaburzenie w punkcie u', v' , pochodzące od elementu $d\sigma$ źródła dla punktu w płaszczyźnie przedmiotowej

$$U_1 E(u_1, v_1) F(u' - u_1, v' - v_1) du_1 dv_1.$$

Intensywność w obrazie pochodząca od elementu $d\sigma$ będzie

$$dI(u', v') = d\sigma \iiint U_1 E(u_1, v_1) F(u' - u_1, v' - v_1) U_2^* E^*(u_2, v_2) \cdot F^*(u' - u_2, v' - v_2) du_1 du_2 dv_1 dv_2. \quad (6)$$

Całkując po całym obszarze σ i korzystając z zależności (1) otrzymuje się

$$I'(u', v') = \iiint \Gamma(u_1 - u_2, v_1 - v_2) E(u_1, v_1) F(u' - u_1, v' - v_1) \cdot E^*(u_2, v_2) F^*(u' - u_2, v' - v_2) du_1 du_2 dv_1 dv_2. \quad (7)$$

Stały mnożnik został pominięty. Zadając różne wartości Γ otrzymuje się różne wypadki koherencji. I tak np. dla $\Gamma(u_1 - u_2, v_1 - v_2) = \delta(u_1 - u_2, v_1 - v_2)$, gdzie δ jest funkcją Diraca, otrzymuje się wypadek samoświecących niekoherentnych przedmiotów.

Uzyskanie explicite wyrażen na funkcje Γ, E, F jest trudne i często bez przybliżeń niemożliwe. Należałoby więc wyrazić intensywność w obrazie za pomocą transformat furierowskich tych funkcji, które są prostsze i bardziej znane. W tym celu założmy, że amplituda przedmiotowa jest rozwinięta w szereg furierowski

$$E(u, v) = \frac{1}{2\pi} \sum_m \sum_n a(m, n) e^{i(mu+nv)}. \quad (8)$$

Podstawiając tę wartość do całki (7) i wykorzystując twierdzenie Titchmarsha otrzymuje się [4]

$$I'(u', v') = \left(\frac{1}{2\pi}\right)^2 \sum_m \sum_n \sum_p \sum_q C(m, n, p, q) a(m, n) a^*(p, q) \cdot e^{i(m-p)u' + (n-q)v'} \quad (9)$$

gdzie

$$C(m, n, p, q) = 2\pi \iint \gamma(x, y) f(x+m, y+n) f^*(x+p, y+q) dx dy.$$

Funkcja f poza kołem jednostkowym ma wartość 0. Widma furierowskie muszą się więc mieścić w aperturze, aby były przez układ przepuszczane (rozdzielone). Warunek ten jest niezależny od aberracji i deogniskowania układu. Funkcja $\gamma(x, y)$ jest różna od zera na powierzchni źródła, które dla znormalizowanych współrzędnych x, y jest określone jako koło o promieniu 1. Gdyby nie było układu optycznego, intensywność w punkcie u', v' byłaby równa

$$I(u', v') = E(u'v') E(u'v') = \left(\frac{1}{2\pi}\right)^2 \sum_p \sum_m \sum_n \sum_q a(m, n) \cdot a^*(p, q) e^{i(m-p)u' + (n-q)v'}. \quad (10)$$

Należy podkreślić, że zbiory liczb m, n, p, q przebiegają niezależnie swoje dopuszczalne wartości

$$\begin{aligned} (x+m)^2 + (y+n)^2 &\leq 1 \\ (x+p)^2 + (y+q)^2 &\leq 1. \end{aligned} \quad (11)$$

Porównując równania (9) i (10) widać, że o roli układu optycznego decyduje wyłącznie funkcja $C(m, n, p, q)$. Układ przekazuje najwięcej informacji o przedmiocie, o ile wszystkie $C(m, n, p, q)$ są bliskie jedności. Funkcje te określają

nie tylko działanie układu optycznego, ale również wpływ stosunków koherencyjno-fazowych na rozkład natężenia w płaszczyźnie obrazowej. Aberracje nie pogarszają zdolności rozdzielczej, ale jedynie obniżają kontrast odwzorowania poszczególnych struktur. Jeżeli przedmiot oświetlony jest koherentnie, to źródło musi być punktowe

$$\gamma(x, y) = \frac{1}{2\pi} \delta(x - x_0, y - y_0)$$

wtedy

$$C(m, n, p, q) = f(x_0 + m, y_0 + n) f^*(x_0 + p, y_0 + q).$$

Dla liniowego przedmiotu

$$C(m, p) = 2\pi \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \gamma(x, y) f(x + m, y) f(x + p, y) dy dx. \quad (12)$$

Przy pełnej koherencji (źródło umieszczone w punkcie $x_0, 0$)

$$C(m, p) = f(x_0 + m, 0) f(x_0 + p, 0).$$

Funkcja $C(m, p)$ jest równa zero, jeżeli nie jest spełniony jeden z warunków

$$|x_0 + m| \leq 1$$

$$|x_0 + p| \leq 1.$$

Maksymalna wartość m i p spełniająca ten warunek jest równa $1 + |x_0|$. Ponieważ okresem częstości jest 2π , to $mu = 2\pi$. W zmiennych geometrycznych

$$(1 + |x_0|) k (N \sin \alpha) \xi = 2\pi$$

stad

$$\xi = \frac{\lambda}{(1 + |x_0|) N \sin \alpha}. \quad (13)$$

Jest to uogólnienie znanego wyniku Abbego. Dla $|x_0| = 0$ lub 1 otrzymuje się wypadki szczególne, pokrywające się z zależnościami wyprowadzonymi przez Abbego.

Dla struktur nieperiodycznych

$$I'(u', v') = 2\pi \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \gamma(x, y) |\Phi(x, y)|^2 dx dy$$

$$\Phi(x, y) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} e(s-x, t-y) f(s, t) e^{i(su+tv)} ds dt \quad (14)$$

$$e(s, t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} E(u, v) e^{-i(us+vt)} du dv$$

$$f(s, t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} F(u, v) e^{-i(us+vt)} du dv.$$

Ze względu na szerokie zastosowania należałoby dokładniej omówić samoświejące struktury liniowe. W tym celu należy równanie (12) tak znormalizować, aby jednostajna intensywność w obrazie, przedmiotu o jednostajnej intensywności, była równa jedności

$$C(m, p) = \frac{1}{A} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \gamma(x, y) f(x+m, y) f^*(x+p, y) dx dy \quad (14a)$$

gdzie

$$A = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \gamma(x, y) |f(x, y)|^2 dx dy .$$

Stąd widać, że dla $\gamma(x, y) = 1$, A jest równe obszarowi w jednostkach x, y efektywnego źródła lub źrenicy wejściowej (wartości mniejszej), gdyż $|f(x, y)| = 1$ wewnątrz przesłony. Jeżeli źrenica wejściowa jest kołem jednostkowym, to funkcje $f(x+m, y)$, $f^*(x+p, y)$ są zerem na zewnątrz kół o środkach w punktach $C_m(m, 0)$, $C_p(p, 0)$. Dla przedmiotów samoświejących $\gamma(x, y) = 1$ i obszar całkowania jest obszarem wspólnym dwu kół C_m i C_p . Mnożnik A w tym wypadku równa się π . Dla obiektów zwierciadlanych [7] przesłona jest pierścieniowa i obszar całkowania jest równy wspólnemu obszarowi obu pierścieni. Mnożnik $A = \pi(1-n^2)$, gdzie n równe jest stosunkowi promieni koła zewnętrznego i wewnętrznego. Intensywność struktur liniowych wyraża się następująco

$$I(u) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \sum_m \sum_p a(m) a^*(p) e^{i(m-p)u} . \quad (15)$$

Można ją zapisać następująco

$$I(u) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \sum_s b(2s) e^{i2su}$$

gdzie

$$b(2s) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \sum_m a(m+s) a^*(m-s) . \quad (16)$$

Jeżeli początek układu współrzędnych przesunie się do $[\frac{1}{2}(m+p), 0]$, to wartość funkcji C wyniesie

$$C(m, p) = \frac{1}{\pi} \int_{A(m, p)} \int f \left[x + \frac{1}{2}(m-p), y \right] f^* \left[x - \frac{1}{2}(m-p), y \right] dx dy \quad (17)$$

$A(m, p)$ oznacza obszar wspólny obu kół C_m i C_p . Funkcja $C(m, p)$ będzie miała tę samą wartość dla wszystkich m i p , dla których $m-p = 2s$ (przy stałym s). Wartość s jest ograniczona warunkiem $|s| < 1$, gdyż dla $|s| > 1$ obszar $A(m, p)$ jest równy zeru. Można więc napisać

$$C(m+s, m-s) = C(s, -s) . \quad (18)$$

Dalej

$$C(m, m) = C(0, 0) = 1.$$

Wartość

$$I'(u') = \frac{1}{2\pi} \sum_m \sum_p C(m, p) a(m) a^*(p) e^{i(m-p)u'},$$

może być w zmiennych s przy wykorzystaniu warunku (18) napisana następująco

$$I'(u') = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \sum_s C(s, -s) \left\{ \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \sum_m a(m+s) a^*(m-s) \right\} e^{i2su'},$$

lub

$$I'(u') = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \sum_s D(s) b(s) e^{isu'}. \quad (19)$$

gdzie

$$D(s) = \frac{1}{\pi} \iint_{A(s/2, -s/2)} f\left(x + \frac{1}{2}s, y\right) f^*\left(x - \frac{1}{2}s, y\right) dx dy.$$

Jeżeli układ optyczny jest idealny i dokładnie zogniskowany, to funkcja $f(x, y)$ jest równa jedności wewnątrz znormalizowanej przesłony i zeru na zewnątrz. Dla przesłony kołowej

$$D(s) = \frac{1}{\pi} A\left(\frac{1}{2}s, -\frac{1}{2}s\right), \quad (20)$$

gdzie $A(\frac{1}{2}s, -\frac{1}{2}s)$ jest obszarem wspólnym dwu kół jednostkowych o środkach w punktach $(\frac{1}{2}s, 0)$, $(-\frac{1}{2}s, 0)$. Wynik ten jest słuszny dla przesłony o dowolnym kształcie, przy czym jednak π musi być zastąpione przez obszar źrenicy. Tak np. dla przesłony prostokątnej (jednostkowej) zamiast π musi być $\frac{1}{2}$

$$D(s) = \frac{1}{2} (2-s). \quad (21)$$

Natomiast dla przesłony kołowej

$$D(s) = \frac{1}{\pi} (2\beta - \sin 2\beta) \quad \cos \beta = \frac{1}{2} s. \quad (22)$$

Z zależności tych widać (rys. 2), że kontrast samoświecącej liniowej struktury maleje monotonicznie do zera z wzrostem s . Przy $s = 2$ $D(s) = 0$ niezależnie od rodzaju przesłony. Granicę rozdzielania znajduje się z warunku $s \cdot u = 2\pi$, przy czym u zdefiniowane jest przez równość (4). Dla $s = 2$ otrzymuje się

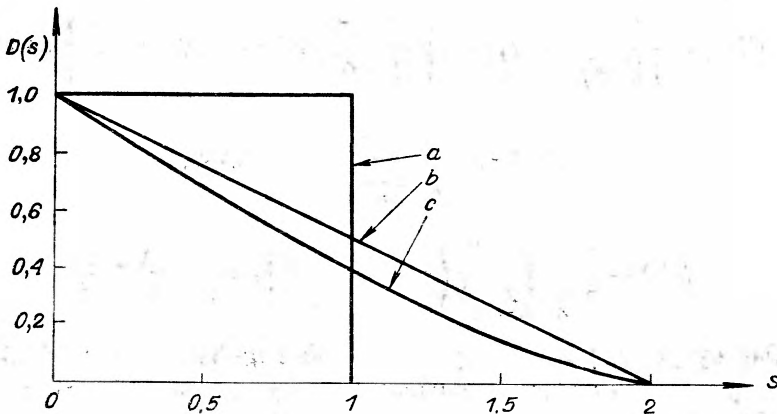
$$\xi = \frac{0,5\lambda}{N \sin \alpha}. \quad (23)$$

Należy jednak zauważyć, że kontrast przy $s \rightarrow 2$ jest znikomo mały.

Dla struktury liniowej, której elementy liniowe są równoległe do osi v , intensywność jest funkcją wyłącznie u . Obraz tej struktury będzie miał inten-

sywność niezależną od v' . Jeżeli aberracje falowe obejmujące również defekty ogniskowania oznaczymy przez $W(x, y)$, to funkcja źrenicowa jest następująca [11]

$$\begin{aligned} f(x, y) &= e^{ikW(x, y)} & x^2 + y^2 < 1 \\ f(x, y) &= 0 & x^2 + y^2 > 1. \end{aligned} \quad (24)$$



Rys. 2. Kontrast struktury liniowej: a) przedmiot koherentny, przesłona prostokątna, b) przedmiot niekoherentny, przesłona prostokątna, c) przedmiot niekoherentny, przesłona kołowa

Aberracje falowe są zwykle wyrażone w współrzędnych prostokątnych, dla których jedna z osi pokrywa się z płaszczyzną merydionalną, druga z płaszczyzną sagitalną $(x, 0)$. Aby zagadnienie rozważyć dla dowolnej struktury zakłada się, że struktura tworzy kąt ψ z płaszczyzną merydionalną. W ten sposób można rozważyć wszystkie struktury płaskie, gdyż jak wykazał Hopkins w pracy [4], dowolna struktura dwuwymiarowego przedmiotu o częstościach s_0, t_0 ma tę samą funkcję redukcji kontrastu co struktura liniowa o częstości $s = \sqrt{s_0^2 + t_0^2}$ i nachylenie $\psi = \arctg t_0/s_0$. Funkcję redukcji kontrastu przy zadanych aberracjach oblicza się w płaszczyźnie prostopadłej do promienia głównego. W płaszczyźnie prostopadłej do osi optycznej obserwowana funkcja redukcji kontrastu dla częstości s_0, ψ jest równoważna funkcji dla częstości [4]

$$s = s_0(\cos^2\psi + \sec^2\beta' \sin^2\psi)^{1/2} \quad (25)$$

odchylonej o kąt $\bar{\psi} = \arctg(\sec\beta' \tg\psi)$ rozważanej w płaszczyźnie prostopadłej do promienia głównego.

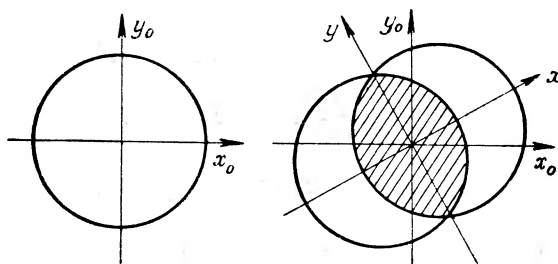
Układ optyczny wybiera się w ten sposób, aby liniowa struktura była równoległa do osi v . W tym układzie współrzędnych należy wyrazić funkcję aberracji falowej

$$W(x_0, y_0) = W_0(x_0 \cos\psi - y_0 \sin\psi, y_0 \cos\psi + x_0 \sin\psi) = W_0(x, y)$$

Funkcja redukcji kontrastu będzie następująca

$$\begin{aligned}
 D(s, \psi) &= \frac{1}{A} \int_{-\infty}^{\infty} \int f\left(x + \frac{1}{2}s, y\right) f^*\left(x - \frac{1}{2}s, y\right) dx dy = \\
 &= \frac{1}{A} \int_S \int e^{iks[W_0(x+1/2s, y) - W_0(x-1/2s, y)]} dx dy = \\
 &= \frac{1}{A} \int_S e^{iksW_0(x, y, s)} dx dy .
 \end{aligned} \tag{26}$$

Całkowanie po całej płaszczyźnie zostało zastąpione przez całkowanie po obszarze wspólnym dwóch źrenic przesuniętych o s (rys. 3), gdyż poza tym obszarem



Rys. 3. Obszar całkowania (zakreskowany) dla przesłony kołowej

jedna z dwóch (albo obydwie) funkcji f równa jest zeru. A jest więc równe obszarowi źrenicy w jednostkach znormalizowanych. Dopuszczalne wartości aberracji i deogniskowania są określone przez warunek, aby stosunek funkcji redukcji kontrastu układu rzeczywistego do funkcji redukcji kontrastu układu bezaberracyjnego i dokładnie zogniskowanego, dla danej struktury s , nie był mniejszy od 0,8. Jest to definicja analogiczna do określenia liczby Strehla, z tą różnicą, że liczba Strehla odnosi się do sumarycznej struktury. Dla małych aberracji, jak to wykazał Picht [12], liczba Strehla pokrywa się z kryterium Rayleigha (dopuszczalna wielkość aberracji falowej nie może przekraczać $\lambda/4$). Marechal [13] wychodząc z definicyjnej jasności Strehla wyprowadził za pomocą obliczeń numerycznych warunki na tolerancje układów optycznych sumarycznym traktowaniem wszystkich struktur. Wyliczenia te mogą oddać duże korzyści przy obliczaniu obiektów mikroskopowych i astronomicznych o wysokiej jakości. W układach pozostałych bardziej celowe jest stosowanie związków prostszych wyprowadzonych przez Hopkinsa [14]. Związki te można otrzymać obliczając względną funkcję redukcji kontrastu $\frac{D(s, \psi)}{D_0(s, \psi)}$ gdzie

$$D_0(s, \psi) = \frac{1}{A} \int_S dx dy \tag{27}$$

jest funkcją redukcji kontrastu układu bezaberracyjnego. Wygodniej jest wydzielić osobno część rzeczywistą i urojoną

$$\frac{D(s, \psi)}{D_0(s, \psi)} = M(s, \psi) e^{i\Theta(s, \psi)}. \quad (28)$$

Funkcja $M(s, \psi)$ określa zmniejszenie kontrastu, natomiast faza $\Theta(s, \psi)$ jest miarą bocznego przesunięcia składowej s w rozkładzie obrazowym o wartość $\Delta u' = \frac{\Theta(s, \psi)}{2\pi s}$. Równanie (28) zapisane za pomocą aberracji falowych będzie następujące

$$M(s, \psi) \exp(i\Theta(s, \psi)) = \iint_S \exp(iks W(x, y, s)) dS, \quad (29)$$

gdzie $dS = dx dy / S$.

Oznaczmy średnią wartość aberracji falowej po obszarze S przez $\bar{W}(s, \psi)$

$$\bar{W}(s, \psi) = \iint_S W(x, y, s) dS. \quad (30)$$

Równanie (29) przy użyciu związku (30) można zapisać następująco

$$M(s, \psi) \exp(i\Theta(s, \psi)) = \exp(iks \bar{W}(s, \psi)) \iint_S \exp(iks(W - \bar{W})) dS. \quad (31)$$

W funkcji wykładniczej wyrażenia podcałkowego występuje różnica aberracji falowej i wartości średniej aberracji. Odchylenie to jest nieduże, ponieważ uwzględnia się tylko te aberracje, które nie powodują zmniejszenia względnej funkcji redukcji kontrastu poniżej wartości 0,8. W rozwinięciu funkcji wykładniczej na szereg można pominąć wyrażenia o potędze wyższej niż druga

$$\begin{aligned} M(s, \psi) \exp(i\Theta(s, \psi)) &= \\ &= \exp(iks W(s, \psi)) \iint_S [1 + iks(W - \bar{W}) - \frac{1}{2} k^2 s^2 (W - \bar{W})^2] dS \end{aligned} \quad (32)$$

Jak łatwo sprawdzić z definicji (30), całka

$$\begin{aligned} \iint_S (W - \bar{W}) dS &= 0 \\ \iint_S W \bar{W} dS &= \bar{W}^2 \end{aligned}$$

otrzymuje się więc

$$M(s, \psi) \exp[i\Theta(s, \psi)] = \exp[iks \bar{W}(s, \psi)] \left(1 - \frac{2\pi^2 s^2}{\lambda^2} K(s, \psi)\right) \quad (33)$$

gdzie

$$K(s, \psi) = \iint_S W^2 dS - \left(\iint_S W dS\right)^2.$$

Z równania (33) przez porównanie części rzeczywistych i urojonych otrzymuje się

$$\begin{aligned}\Theta(s, \psi) &= ks\bar{W}(s, \psi) \\ M(s, \psi) &= 1 - \frac{2\pi s^2}{\lambda^2} K(s, \psi).\end{aligned}\quad (34)$$

Jeżeli $|ks(W - \bar{W})|$ nie jest znacznie mniejsze od jedności, to wyliczone przesunięcie fazy jest niedokładne, natomiast równanie na względną funkcję redukcji kontrastu należy zastąpić nierównością. Wynika to z faktu, że w części rzeczywistej wyrażenia podcałkowego $\cos(ks(W - \bar{W}))$ uwzględnia się tylko dwa pierwsze człony rozwinięcia. Korzystając z ogólnie znanej zależności $\cos \Theta \geq 1 - \frac{1}{2}\Theta^2$ równanie na M może być zamienione następującą nierównością

$$M(s, \psi) \geq 1 - \frac{2\pi^2 s^2}{\lambda^2} K(s, \psi).\quad (35)$$

Nierówność ta jest słuszna dla dowolnych aberracji falowych. Warunek, jaki musi spełniać funkcja $K(s, \psi)$, aby $M(s, \psi)$ nie było mniejsze od 0,8, jest następujący

$$K(s, \psi) \leq \frac{0,10\lambda^2}{\pi^2 s^2}.\quad (36)$$

Jeżeli spełniona jest nierówność (36), to kontrast rzeczywistego układu powinien być nie mniejszy od 0,8 kontrastu układu bezaberracyjnego i dokładnie ogniskowanego.

Aberracje falowe wygodnie jest rozbić na trzy składowe

$$W(x, y, s) = C(s) + E(x, y, s) + O(x, y, s),\quad (37)$$

gdzie:

- $C(s)$ — funkcja niezależna od x, y ,
- $E(x, y, s)$ — funkcja parzysta względem zmiennych x, y ,
- $O(x, y, s)$ — funkcja nieparzysta względem x, y .

Defekty ogniskowania, aberracja sferyczna, krzywizna pola i astygmatyzm nie zawierają funkcji C i E . Z prostych aberracji jedynie koma przedstawiona jest za pomocą wszystkich trzech funkcji. Średnia wartość aberracji falowych będąca miarą przesunięcia fazowego wyniesie

$$\bar{W}(s, \psi) = C(s) + \iint_S E(x, y, s) dS\quad (38)$$

natomiast

$$K(s, \psi) = \iint [O(x, y, s)]^2 + [E(x, y, s)]^2 dS - \left[\iint E(x, y, s) dS \right]^2.\quad (39)$$

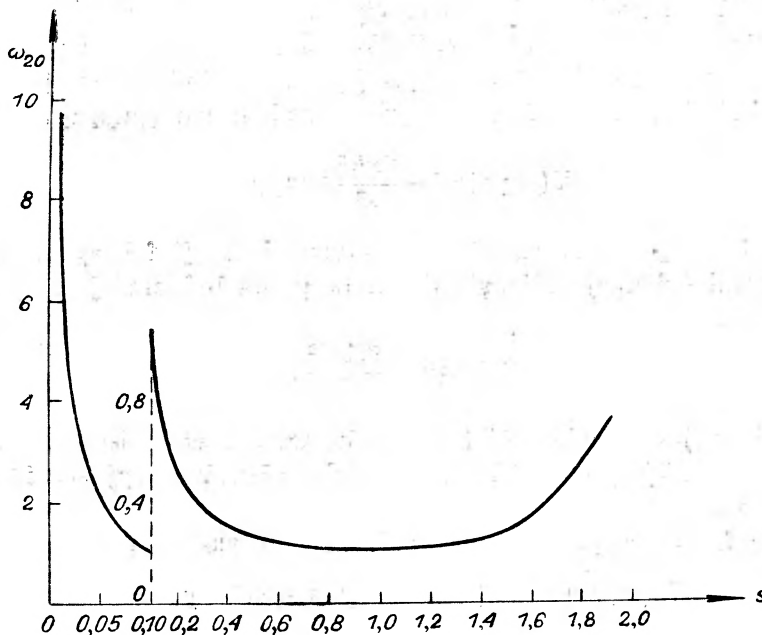
Ze względu na liczne zastosowania należy omówić przynajmniej szkieco do-puszczalne tolerancje na aberracje oraz na przesunięcie płaszczyzny ogniskowania. Przy wyprowadzeniu przyjęto przesłone kołową, co najczęściej ma miejsce.

Tolerancje na przesunięcie płaszczyzny ogniskowania

Jeżeli długość drogi optycznej pomiędzy powierzchnią odniesienia a powierzchnią falową wzdłuż promienia brzegowego oznaczy się przez ω_{20} , to aberracja falowa zapisze się następująco [11]:

$$W(x, y, s) = 2\omega_{20}x$$

$$C(s) = E(x, y, s) = 0 \quad O(x, y, s) = 2\omega_{20}x.$$



Rys. 4. Tolerancje przesunięcia płaszczyzny ogniskowania

Całka (39) będzie miała postać

$$K(s, \psi) = 4\omega_{20}^2 \int_S x^2 dS \quad \bar{W}(s, \psi) = 0. \quad (40)$$

W tym wypadku nie ma zmiany fazy. Całki typu $H_{n,m} = \int_S x^n y^m dS$ mogą być wyrażone przez niekompletne funkcje beta. Wyliczenie ich dla przesłon kołowych nie przedstawia większych trudności. Maksymalna dopuszczalna wartość długości drogi optycznej pomiędzy powierzchnią odniesienia i powierzchnią falową wyniesie

$$\omega_{20} = \pm \frac{\sqrt{0,10\lambda}}{2s(H_{2,0}(s))^{1/2}}. \quad (41)$$

Dopuszczalne defekty ogniskowania w zależności od s przedstawione są na wykresie (rys. 4). Dla $s \leq 0,1$ wartość funkcji $H_{2,0}$ niewiele się różni od 0,25

i warunek (41) można zapisać

$$\omega_{20} = \pm \sqrt{0,10} \frac{\lambda}{s}. \quad (42)$$

Jeżeli osiowe przemieszczenie płaszczyzny ogniskowania wynosi ΔZ , to przy kącie aperturowym

$$\omega_{20} = \frac{1}{2} n' \sin^2 \alpha' \cdot \Delta Z'.$$

Podstawiając do równania (42) za s wartość definicji (4), przy oznaczeniu ilości linii na 1 mm przez $R = \frac{1}{\xi}$ otrzymuje się

$$u's = 2\pi = skN' \sin \alpha' \cdot \xi' = \frac{skN' \sin \alpha'}{R'}$$

$$s = \frac{\lambda}{N' \sin \alpha'} R' \quad (43)$$

$$\Delta Z' = \pm \frac{\sqrt{0,40}}{R' \sin \alpha'}.$$

Wzór (43) można stosować dla wartości s dochodzących do 0,2, gdyż błąd jest tego rodzaju, że otrzymana wartość na $\Delta Z'$ jest za mała. Dla tej wartości s całka $H_{2,0} = 0,25(1+s^2) - \frac{4}{3} \frac{s}{\pi}$ [10]

$$\Delta Z = + \frac{\sqrt{0,40}}{\left[(1+s^2) - \frac{16s}{3\pi} \right] R' \sin \alpha'} \quad (44)$$

Astygmatyzm i krzywizna pola

Oznaczając przez ω_{20} odległość ogniska sagitalnego od wybranej płaszczyzny obrazowej, $\omega_{20} + \omega_{22}$ odległość ogniska merydionalnego od tej samej płaszczyzny, otrzymuje się na aberrację falową trzeciego rzędu następujące wyrażenie [11]

$$W(x_0, y_0) = \omega_{20}(x_0^2 + y_0^2) + \omega_{22}y_0^2.$$

Przy obrocie układów współrzędnych o kąt ψ aberracja falowa w nowych zmiennych zapisze się następująco

$$W(x, y) = \omega_{20}(x^2 + y^2) + \omega_{22}(x^2 \sin^2 \psi + xy \sin 2\psi + y^2 \cos^2 \psi).$$

Obliczona stąd wartość $W(x, y, s)$ wyniesie

$$W(x, y, s) = 2\omega_{20}x + 2\omega_{22}x \sin^2 \psi + \omega_{22}y \sin 2\psi$$

$$C(s) = E(x, y, s) = 0$$

$$O(x, y, s) = 2\omega_{20}x + 2\omega_{22}x \sin^2 \psi + \omega_{22}y \sin 2\psi.$$

Z równań (38) i (39) otrzymuje się

$$\bar{W}(s, \psi) = 0$$

$$K(s, \psi) = 4(\omega_{20})^2 H_{2,0}(s) + 4(\omega_{22})^2 \sin^4 \psi H_{2,0}(s) + (\omega_{22})^2 \sin^2 2\psi H_{0,2}(s) + 8\omega_{22}\omega_{20} \sin^2 \psi H_{2,0}(s). \quad (45)$$

Z równań tych widać, że w wypadku astygmatyzmu i krzywizny pola nie ma przesunięcia fazowego, natomiast funkcja redukcji kontrastu zależy od kąta ψ . Dla struktury liniowej leżącej w płaszczyźnie merydionalnej ($\psi = 0$) i sagitalnej ($\psi = \frac{1}{2}\pi$) funkcja redukcji kontrastu jest analogiczna jak przy defekcie ogniskowania. Przez odpowiednie przesunięcie można więc dla tych struktur uzyskać funkcje redukcji kontrastu jak w wypadku układu bezaberracyjnego. Dla struktur liniowych położonych dowolnie, a więc dla dowolnej struktury płaskiej, lepiej jest liczyć funkcje redukcji kontrastu jako średnią wartość po wszystkich kątach

$$M(s, \psi) = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} M(s, \psi) d\psi = 1 - \frac{2\pi^2 s^2}{\lambda^2} \left\{ 4\omega_{20}^2 H_{2,0}(s) + \frac{3}{2} \omega_{22}^2 H_{2,0}(s) + \frac{1}{2} \omega_{22}^2 H_{0,2}(s) + 4\omega_{22}\omega_{20} H_{2,0}(s) \right\}. \quad (46)$$

Maksymalną wartość $\bar{M}(s, \psi)$ względem ω_{20} otrzymuje się przyrównując do zera cząstkową pochodną $\frac{\partial \bar{M}(s, \psi)}{\partial \omega_{20}}$. Obliczona stąd wartość $\omega_{20} = -\frac{1}{2}\omega_{22}$. Podstawiając tę wartość do $\bar{M}(s, \psi)$ i przyrównując do 0,8 otrzymuje się

$$\omega_{22} = \pm \frac{\sqrt{0,10}\lambda}{s} \left\{ \frac{1}{2} H_{0,2}(s) + \frac{1}{2} H_{2,0}(s) \right\}^{-1/2}.$$

Dla małych wartości s ($s \leq 0,1$) otrzymuje się związek przybliżony

$$\omega_{22} = \pm \frac{\sqrt{0,40}}{s} \lambda. \quad (47)$$

Jak widać z tej zależności, tolerancja na astygmatyzm dopuszcza dwukrotnie większą wartość niż przy deogniskowaniu. Swoboda w wyborze najlepszej płaszczyzny ogniskowania jest ograniczona zależnością współczynników ω_{20} i $\omega_{20} + \omega_{22}$. Jeżeli oznaczy się przez ω_p odległość tzw. powierzchni Petzwała od płaszczyzny Gaussa, to

$$\omega_{20} = \omega_p + \frac{1}{2} \omega_{22}. \quad (48)$$

Można obliczyć, jaka wielkość astygmatyzmu najlepiej kompensuje zadaną krzywiznę ω_p . Ma to duże znaczenie praktyczne przy obliczaniu anastygmatów.

W tym celu należy do równania (46) podstawić związek (48) i przyrównać cząstkową pochodną względem ω_p do zera. Otrzymuje się

$$\omega_{22} = -\frac{8H_{2,0}(s)}{9H_{2,0}(s) + H_{0,2}(s)} \omega_p.$$

Dla małych s ($s \ll 0,1$) zależność ta przyjmie postać

$$\omega_{22} = -\frac{4}{5} \omega_p. \quad (49)$$

Dla grubych struktur zależność ta jest więc niezależna od s . Ognisko sagittalne powinno się znajdować w odległości $\omega_{20} = -\frac{3}{5} \omega_p$, natomiast merydionalne $\omega_{22} + \omega_{20} = -\frac{1}{5} \omega_p$. Widać stąd, że oba ogniska powinny być przeciwnie położone, przy czym płaszczyzna ogniskowa dzieli je w stosunku 3:1. To ustawienie płaszczyzny ogniskowania pozwala na osiągnięcie maksymalnej funkcji redukcji kontrastu, a pogarsza tylko nieznacznie kontrast dla osiowego odwzorowania. Jeżeli płaszczyzna ogniskowania leży pośrodku między ogniskiem sagittalnym i merydionalnym, to maksymalnie dopuszczalny odstęp ognisk wyniesie

$$\delta'_m = \pm \frac{0,40}{R' \sin \alpha'}. \quad (50)$$

Na przykład jeżeli w układzie o otworze względnym 1:5 należy rozdzielać strukturę o częstotliwości 20 linii na mm, to δ'_m nie powinno przekraczać 0,2 mm. Jeżeli do równania na $\bar{M}(s, \psi)$ podstawi się wartość ω_{22} z zależności (49) i przyrówna do wartości 0,8, to dla małych s otrzymuje się

$$\omega_p = \pm \frac{0,22}{s} \lambda.$$

Oznaczając odległość powierzchni Petzwała od płaszczyzny Gaussa przez ΔF , uzyskuje się

$$\Delta F = \pm \frac{0,44\lambda}{R' \sin \alpha'}. \quad (51)$$

Aberracja sferyczna

Najbardziej celowe jest łączne rozważanie aberracji sferycznej trzeciego i piątego rzędu oraz defektu ogniskowania. Aberracja falowa obejmująca te trzy wypadki da się zapisać następująco

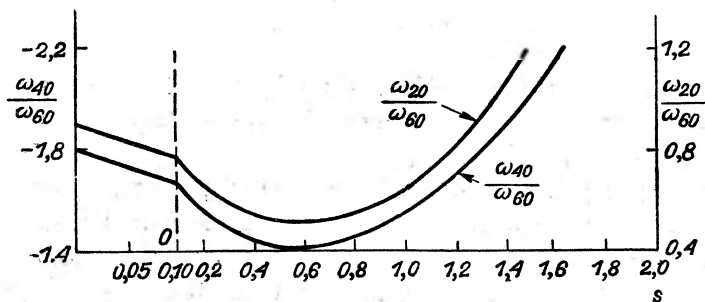
$$W(x, y) = \omega_{20}(x^2 + y^2) + \omega_{40}(x^2 + y^2)^2 + \omega_{60}(x^2 + y^2)^3. \quad (52)$$

Obrót układu nie wpływa na wielkość aberracji falowej. Funkcja jest parzysta, tak że nie występuje przesunięcie fazy

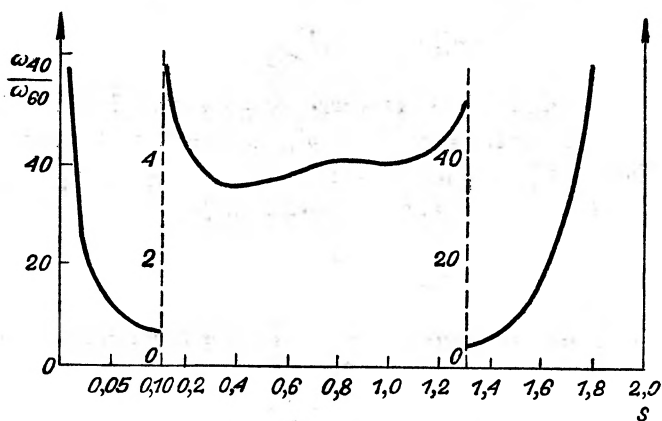
$$O(x, y, s) = 2x\omega_{20} + [4(x^2 + y^2)x + s^2x]\omega_{40} + [6(x^2 + y^2)^2x + s^2(5x^2 + 3y^2)x + \frac{3}{8}s^4x]\omega_{60}. \quad (53)$$

Podstawiając powyższą wartość do wzoru (39) otrzymuje się równanie na $K(s, \psi)$. Powyższa funkcja jest jednorodnym wielomianem drugiego stopnia względem $\omega_{20}, \omega_{40}, \omega_{60}$. Ekstremalne wartości uzyskuje się przyrównując cząstkowe pochodne do zera

$$\frac{\partial K(s, \psi)}{\partial \omega_{20}} = 0 \quad \frac{\partial K(s, \psi)}{\partial \omega_{40}} = 0.$$



Rys. 5. Optymalna korekcja aberracji sferycznej i ogniskowania

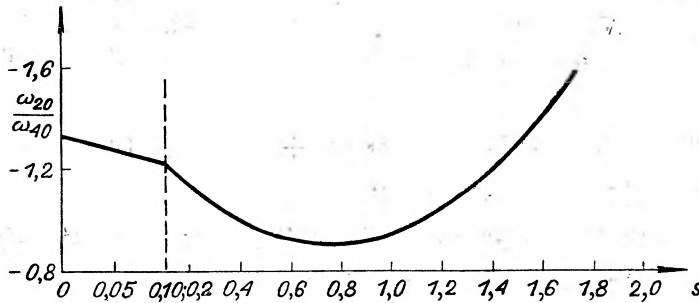


Rys. 6. Tolerancja aberracji sferycznej piątego rzędu

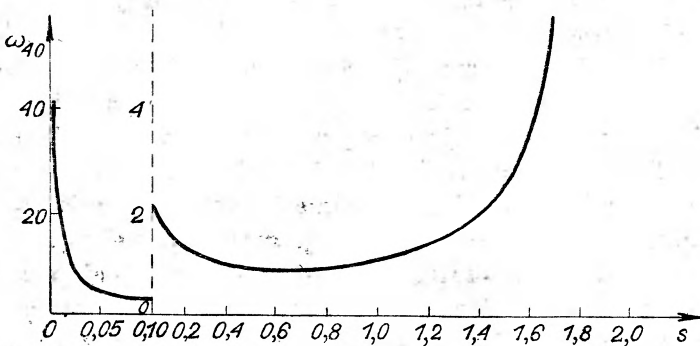
Są to dwa jednorodne równania, z których można wyliczyć ω_{20}/ω_{60} i ω_{40}/ω_{60} . Odpowiednie krzywe przedstawione są na rysunku 5. Podstawiając znalezione wartości do równania na $K(s, \psi)$ i wykorzystując związek (43) otrzymuje się dopuszczalne wartości ω_{60} w zależności od struktury s . Otrzymane wyniki przedstawione są na wykresie (rys. 6). Dla małych wartości s ($s \leq 0,1$) otrzymuje się

$$\begin{aligned} \omega_{60} &= \pm \left(\frac{0,58}{s} + 1,5 \right) \lambda \\ \frac{\omega_{40}}{\omega_{60}} &= -(1,80 - 1,5s + 1,5s^2) \\ \frac{\omega_{20}}{\omega_{60}} &= +(0,90 - 1,4s + 2,1s^2). \end{aligned} \quad (54)$$

Jeżeli aberracja sferyczna wyższych rzędów może być pominięta, to podstawiając do równania na $K(s, \psi)$ wartość $\omega_{60} = 0$, otrzymuje się najkorzystniejszą wartość ze względu na ogniskowanie. Można stąd obliczyć zmianę płaszczyzny obrazowej przy zadanej aberracji sferycznej. Otrzymana zależność ω_{20} od ω_{40} przedstawiona jest na rysunku (rys. 7). Na rysunku 8 przedstawiona jest



Rys. 7. Optymalne ogniskowanie



Rys. 8. Tolerancje aberracji sferycznej trzeciego rzędu

wartość ω_{40} w zależności od struktur odwzorowywanych. Dla małych s

$$\omega_{40} = \pm \left(\frac{0,212}{s} + 0,33 \right) \lambda, \quad \frac{\omega_{20}}{\omega_{40}} = -(1,33 - 1,1s + 0,7s^2). \quad (55)$$

Jak widać z wykresów, przy $s \geq 0,2$ tolerancje na ω_{40} są praktycznie stałe i wynoszą około λ , natomiast na ω_{60} około 4λ . Wartości te pokrywają się z wartościami wyprowadzonymi przez Marechała dla tego wypadku [13].

Koma

Aberracja falowa komy trzeciego i piątego rzędu w odniesieniu do gaussowskiego punktu obrazowego może być we współrzędnych prostokątnych zapisana następująco

$$W_0(x_0, y_0) = \omega_{31}(x_0^2 + y_0^2)y_0 + \omega_{51}(x_0^2 + y_0^2)^2y_0. \quad (56)$$

Koma wyższych rzędów określona przez współczynnik ω_{51} ma często określoną wielkość, mało się zmieniającą przy zmianie elementów konstrukcyjnych. Szkodliwy jej wpływ można zmniejszyć przez odpowiedni dobór współczynnika ω_{31} , który dość znacznie się zmienia z małą zmianą elementów wyjściowych układu. Rozważając łączny wpływ obu współczynników na funkcje redukcji kontrastu można ustalić ich wzajemną zależność dla różnych struktur przedmiotowych. Wyrażając aberrację falową w układzie współrzędnych prostokątnych, w którym jedna z osi pokrywa się z kierunkiem struktury, otrzymuje się

$$W(x, y) = \omega_{31}(x^2 + y^2)(y \cos \psi + x \sin \psi) + \omega_{51}(x^2 + y^2)^2(y \cos \psi + x \sin \psi)$$

$$C(s) = \left(\frac{1}{4} s^2 \omega_{31} + \frac{1}{16} s^4 \omega_{51}\right) \sin \psi \quad (57)$$

$$E(x, y, s) = (3x^2 + y^2) \omega_{31} \sin \psi + [(x^2 + y^2)(5x^2 + y^2) + \frac{1}{2} s^2(5x^2 + y^2)] \omega_{51} \sin \psi$$

$$O(x, y, s) = 2xy \omega_{31} \cos \psi + [4(x^2 + y^2)xy + s^2 xy] \omega_{51} \cos \psi.$$

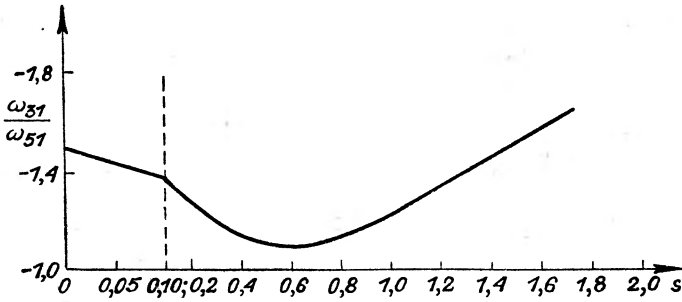
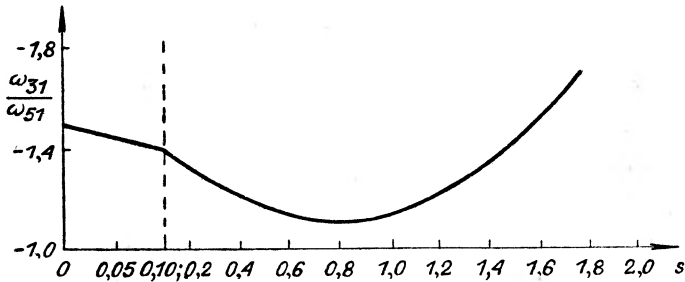
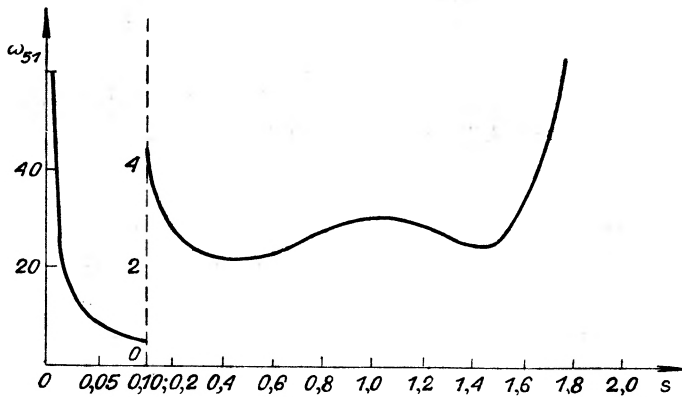
Dla struktury leżącej w płaszczyźnie merydionalnej ($\psi = 0$) $C(s)$ i $E(x, y, s)$ równe są zeru i nie ma przesunięcia fazy. W każdej innej płaszczyźnie przesunięcie to istnieje i jest różne dla różnych ψ . Oblicza się je z zależności (38), natomiast wartość $K(s, \psi)$ otrzymuje się z zależności (39). W przeciwieństwie do badania astygmatyzmu średniowanie po azymucie ψ jest niecelowe. Średnie przesunięcie fazy wynosi 0, a największą dopuszczalną wartość na ω_{51} uzyskuje się przy $\psi = 0$ (bez przesunięcia fazy). Wartość najmniejszą uzyskuje się natomiast dla $\psi = \pi/2$ (maksymalne przesunięcie fazy). Kryteria są ustalone dla struktury leżącej w płaszczyźnie sagitalnej, gdyż ω_{51} spełniające tę zależność będzie miało również dopuszczalną wartość w każdej innej płaszczyźnie. Dla porównania jak tolerancje niewiele się zmieniają ze zmianą ψ podano wartości również dla $\psi = 0$. Minimalizując wyrażenie na $K(s, \psi)$ względem ω_{31} dostaje się zależność ω_{51} od ω_{31} dla różnych s . Dla $\psi = 0$ i $\psi = \pi/2$ są podane zależności na wykresach (rys. 9, 10). Podstawiając znalezione wartości do wzoru na $K(s, \psi)$ i korzystając z warunku (43) otrzymuje się dopuszczalną wartość ω_{51} w zależności od struktury przedmiotu (rys. 11, 12). Jeżeli można pominąć aberracje komy wyższych rzędów ($\omega_{51} = 0$), to z warunku (43) dostaje się wprost dopuszczalną wartość ω_{31} (rys. 13). Największą wartość zmiany fazy ($\psi = \pi/2$) podano również na wykresie (rys. 14). Jeżeli rozważa się struktury grubsze $s \leq 0,1$, to dla płaszczyzny sagitalnej otrzymuje się

$$\omega_{51} = \pm \left(\frac{0,37}{s} + 0,83 \right) \lambda, \quad \frac{\omega_{31}}{\omega_{51}} = -(1,49 - 1,26s + 0,85s^2)$$

$$\Theta(s) = \pm (1,16 + 0,35s). \quad (58)$$

Natomiast w płaszczyźnie merydionalnej

$$\omega_{51} = \pm \left(\frac{0,64}{s} + 0,96 \right) \lambda, \quad \frac{\omega_{31}}{\omega_{51}} = -(1,49 - 0,94s + 0,41s^2). \quad (59)$$

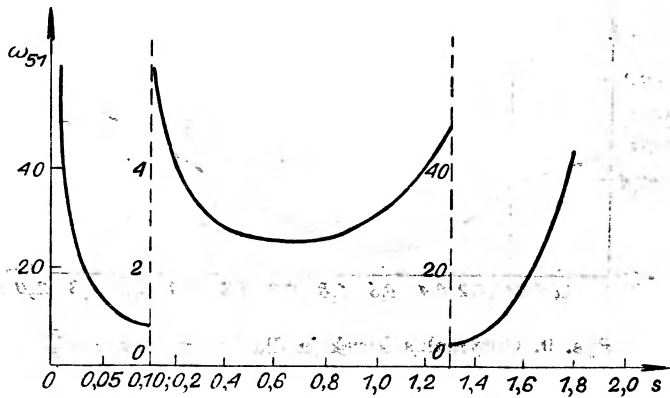
Rys. 9. Optymalna korekcja dla komy przy $\psi = \frac{\pi}{2}$ Rys. 10. Optymalna korekcja dla komy przy $\psi = 0$ Rys. 11. Tolerancje komy piątego rzędu, przy $\psi = \frac{\pi}{2}$

Jeżeli aberracje wyższych rzędów mogą być pominięte, to dla $\psi = \pi/2$

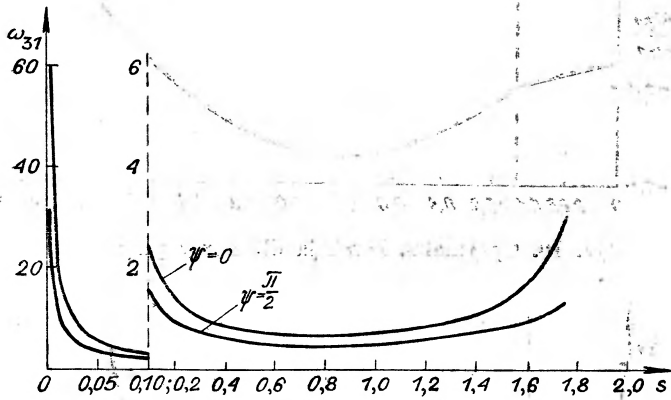
$$\omega_{31} = \pm \left(\frac{0,142}{s} + 0,16 \right) \lambda, \quad \Theta(s) = \pm (0,89 + 0,24s) \quad (60)$$

natomiast dla $\psi = 0$

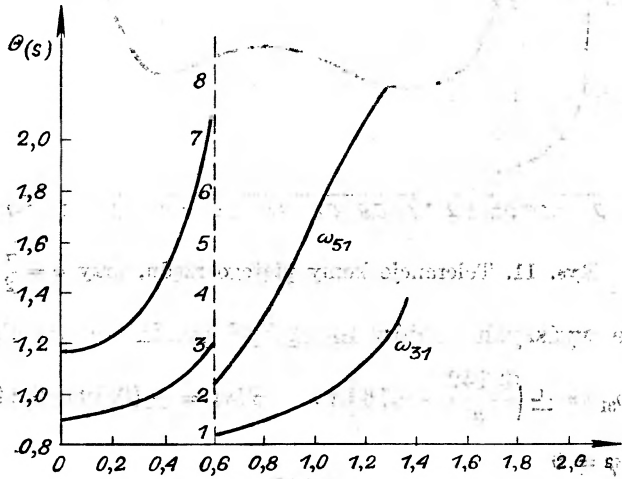
$$\omega_{31} = \pm \left(\frac{0,246}{s} + 0,19 \right) \lambda. \quad (61)$$



Rys. 12. Tolerancje komy piątego rzędu przy $\psi = 0$



Rys. 13. Tolerancje komy trzeciego rzędu



Rys. 14. Przesunięcie fazy dla kąta $\psi = \frac{\pi}{2}$

Z zależności tych widać, że aberracje falowe mogą wielokrotnie przewyższać kryterium Rayleigha, a mimo to nie obserwuje się znacznego obniżenia kontrastu. Podane zależności tolerancji od struktury mogą służyć jako kryterium oceny jakości układów optycznych. Należy zaznaczyć, że poza ogólnym kryterium Rayleigha i równoważną definicyjną jasnością Strehla, spełnionymi tylko przy dobrych układach mikroskopowych, nie było właściwych kryteriów oceniających jakość układu optycznego.

Przy zadanych aberracjach falowych i defekcie ogniskowania można podwyższyć wartość funkcji redukcji kontrastu przez umieszczenie w źrenicy warstwy o odpowiednim pochłanianiu. Zjawisko to nazywa się *apodyzacja*. Problem ten ogólnie rozważa MacDonald [15]. Funkcja źrenicowa ma postać

$$\begin{aligned} f(x, y) &= \tau(x, y) e^{ikW(x, y)} \\ x &= r \cos(\Phi + \psi) \quad y = r \sin(\Phi + \psi) \end{aligned} \quad (62)$$

gdzie $\tau(x, y)$ określa pochłanianie źrenicy.

Rozważając układ o symetrii osiowej $\tau(x, y) = t(r)$. Źrenica jest określona za pomocą nierówności $r \leq 1$. Stosując rachunek wariacyjny otrzymuje się następującą funkcjonalną zależność na t

$$2\pi \cdot t(p) \cdot \bar{D}(s) = \int_{-\pi}^{\pi} t(q) \Omega d\chi = 2\pi \Omega_0 t(s) t(p) / t(0) \quad (63)$$

gdzie

$$\begin{aligned} \Omega &= \frac{1}{2\pi} \int_{-\pi}^{\pi} \cos[kW(p \cos(\chi + \psi) + s \cos \psi, p \sin(\chi + \psi) + s \sin \psi) - \\ &\quad - kW(p \cos(\chi + \psi), p \sin(\chi + \psi))] d\psi \\ \Omega_0 &= \frac{1}{2\pi} \int_{-\pi}^{\pi} \cos[kW(s \cos \psi, s \sin \psi)] d\psi. \end{aligned}$$

Kąt χ jest związany następująco z kątem Φ .

$$\begin{aligned} r \cos \Phi &= p \cos \chi + \frac{1}{2} s & r \sin \Phi &= p \sin \chi \\ p &= (r^2 + \frac{1}{4} s^2 + sr \cos \Phi)^{1/2} & q &= (r^2 + \frac{1}{4} s^2 - sr \cos \Phi)^{1/2}. \end{aligned}$$

Ścisłe rozwiązanie nieliniowego równania funkcyjnego (63) jest niemożliwe, w poszczególnych wypadkach można jednak skorzystać z obliczeń numerycznych. Z pewnym przybliżeniem równanie to może być sprowadzone do liniowego zagadnienia wartości własnych [15].

$$\begin{aligned} \Omega_0 t''(s) + \left\{ \frac{\Omega_0}{s} + \frac{2}{\pi} \int_{-\pi}^{\pi} \left(\frac{\partial \Omega}{\partial p} \right)_0 \cos \chi d\chi \right\} t'(s) + \\ + \left\{ \frac{1}{\pi} \int_{-\pi}^{\pi} \left(\frac{\partial^2 \Omega}{\partial p^2} \right)_0 d\chi - \frac{2t'(0)\Omega_0}{t(0)} \right\} t(s) = 0. \end{aligned} \quad (64)$$

Z warunkami brzegowymi $t(1) = 0$, $t'(0) = 0$.

Równanie różniczkowe (64) najprościej rozwiązać dla układu obarczonego wyłącznie aberracją sferyczną, przy czym błędy ogniskowania mogą być również obecne. W tym wypadku $W(x, y)$ jest jedynie funkcją r i funkcje Ω i Ω_0 wylicza się prosto

$$\Omega = \cos(kW(q, 0) - kW(p, 0))$$

$$\Omega_0 = \cos(kW(s, 0)) .$$

Wyrażając $\left(\frac{\partial\Omega}{\partial p}\right)_0$ i $\left(\frac{\partial^2\Omega}{\partial p^2}\right)_0$ przez $\frac{\partial\Omega_0}{\partial s}$ i $\frac{\partial^2\Omega_0}{\partial s^2}$ i podstawiając do równania (64) otrzymuje się

$$\frac{\partial^2}{\partial s^2}(\Omega_0 t(s)) + \frac{1}{s} \frac{\partial}{\partial s}(\Omega_0 t(s)) - \frac{2t''(0)}{t(0)} \Omega_0 t(s) = 0 . \quad (65)$$

Jest to równanie różniczkowe Bessla, którego rozwiązaniem jest

$$\Omega_0 t(s) = t(0) J_0(j_n s)$$

gdzie j_n są pierwiastkami równania $J_0(x) = 0$.

Aby funkcja przepuszczalności była nieujemna i skończona, wystarczy przyjąć, że aberracja falowa nie przekracza $\lambda/4$ dla wszystkich punktów źrenicy i wziąć pierwszy pierwiastek równania $J_0(x) = 0$

$$t(r) = t(0) J_0(j_1 r) \sec(kW(r, 0)) . \quad (66)$$

Funkcja redukcji kontrastu otrzymana dla tej wartości wynosi

$$\bar{D}(s) = J_0(j_1, s) .$$

Dla dużych struktur można tak dobrać przesłone, aby dla aberracji nie przekraczających $\lambda/4$ kontrast praktycznie się nie różnił od kontrastu układu idealnego.

Należałoby jeszcze pokrótce wspomnieć o pracach związanych z badaniem funkcji redukcji kontrastu w oparciu o optykę geometryczną [3, 16, 17, 18, 19, 20]. W pracach tych omawiane są zależności pomiędzy geometryczną funkcją redukcji kontrastu i falową funkcją redukcji kontrastu. Podane są warunki, kiedy można stosować przy obliczeniach prostsze związki, wychodząc z optyki geometrycznej, oraz związki pozwalające ocenić błąd, jaki się przy tym popełnia. Zależności te można stosować przy badaniu kontrastu dla niedużych częstości przestrzennych s . Obliczanie na drodze geometrycznej funkcji redukcji kontrastu jest prostsze i nie wymaga skomplikowanych obliczeń numerycznych.

Dzięki idei Duffieux [7] stało się możliwe badanie odwzorowania dla różnych struktur przedmiotowych. Późniejsze prace Hopkinsa [9, 4] wykazały, że dowolną strukturę płaską można przy badaniu funkcji redukcji kontrastu zastąpić strukturą liniową o odpowiednim nachyleniu. Ma to ogromne znaczenie dla eksperymentalnych badań układów optycznych. Dalsze prace pozwo-

liły właściwie zdefiniować kryteria wielkości aberracji układu w zależności od struktury przedmiotów badanych. Prace te wyjaśniły pozorną sprzeczność pomiędzy kryterium Rayleigha a wartościami dopuszczalnych aberracji obiektywów fotograficznych o dobrym odwzorowaniu. Liczne dalsze prace prowadzone na ten temat w wielu ośrodkach naukowych (zarówno teoretyczne jak i eksperymentalne) pozwalają oczekiwać na jeszcze prostsze związki ujmujące łącznie wszystkie aberracje, i to dla różnych rodzajów przesłon oraz dla obiektywów zwierciadlanych.

Literatura

- [1] E. H. Linfoot, *Recent Advances in Optics* (Oxford, Clarendon Press.) 1955.
- [2] H. H. Hopkins, Proc. Roy. Soc., A, **217**, 408 (1953).
- [3] H. H. Hopkins, Proc. Roy. Soc., A, **231**, 91 (1955).
- [4] H. H. Hopkins, Proc. Phys. Soc., B, **69**, 562 (1956).
- [5] M. De, Proc. Roy. Soc., A, **233**, 91 (1955).
- [6] D. E. MacDonald, 1951 Symposium „Optical image evaluation“ U. S. Bureau of Standards, Circular, **526**, 62, (1954).
- [7] P. M. Duffieux, *L'intégrale de Fourier et ses applications à l'optique*. Besançon privately printed 1946.
- [8] H. H. Hopkins, Proc. Roy. Soc., A, **208**, 263 (1951).
- [9] H. H. Hopkins, Proc. Roy. Soc., A, **208**, 408 (1952).
- [10] M. Gaj, Kontrast obiektywów zwierciadlanych (w opracowaniu).
- [11] H. H. Hopkins, *Wave Theory of Aberrations* (Oxford, Clarendon Press) 1950.
- [12] J. Picht, *Optische Abbildung*, Braunschweig, 1931.
- [13] M. Marechal, *Thesis, University of Paris*, 1948.
- [14] H. H. Hopkins, Proc. Phys. Soc., B, **70**, 449 (1957).
- [15] D. E. MacDonald, Proc. Phys. Soc., **72**, 749 (1957).
- [16] K. Miyamoto, J. Appl. Phys. (Japan), **26**, 421 (1957).
- [17] K. Miyamoto, J. Opt. Soc. Amer., **48**, 567 (1958).
- [18] K. Miyamoto, J. Opt. Soc. Amer., **49**, 35 (1959).
- [19] P. M. Duffieux, Rev. Opt., **31**, 265 (1952).
- [20] E. H. Linfoot, *Optica Acta*, **6**, 387 (1959).

Maria Danuta Kunisz

Instytut Fizyki Uniwersytetu Jagiellońskiego,
Kraków

Metody doświadczalnego wyznaczania mocy oscylatora linii widmowych

Moc oscylatora danej linii widmowej, znana niejednokrotnie pod nazwą wielkości f , stanowi jedną z podstawowych stałych struktury atomowej. Jak wiadomo, pojęcie to zostało wprowadzone na drodze klasycznych rozważań teorii elektronowej. W dalszym jednakże ciągu konfrontacja wyników teorii klasycznej z mechaniką kwantową doprowadziła do wyznaczenia związku pomiędzy prawdopodobieństwem określonego przejścia w atomie a mocą oscylatora odpowiadającej mu linii widmowej. Okazało się mianowicie, że są to wielkości wprost proporcjonalne. Tak więc pomiary wielkości f obok pomiarów prawdopodobieństw przejścia i czasu życia atomu w stanie wzbudzonym posiadają podstawowe znaczenie w spektroskopii atomowej; dostarczają one bowiem informacji o strukturze atomu.

I jakkolwiek częstości linii widmowych, jak to podaje H. V. Regemorter [1], są znane z dokładnością do sześciu lub siedmiu cyfr znaczących dla 300 tysięcy linii, moce oscylatora linii widmowych, a więc i prawdopodobieństwa przejścia, są wyznaczone jedynie dla kilkuset linii. Zdarza się przy tym niejednokrotnie, że wartości wielkości f uzyskane dla danej linii widmowej przy zastosowaniu jednej z metod są kilka razy większe od wartości uzyskanych dla tej samej linii widmowej na innej drodze.

W artykule niniejszym są omówione metody doświadczalnego pomiaru mocy oscylatora linii widmowych poprzez wyznaczenie zjawisk bezpośrednio od nich zależnych. W następnej natomiast publikacji zostaną zebrane wszystkie dostępne informacje na temat prawdopodobieństw przejścia w atomach, uzyskane przez pomiar wielkości f bądź też na drodze wyznaczenia natężenia linii widmowych.

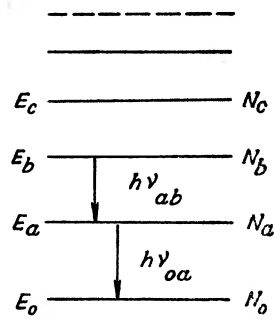
Artykuł niniejszy pozostaje w ścisłym związku z publikacją W. Hanusowej [2] pt. *O niektórych zagadnieniach natężeń względnych w widmach atomowych*, w której są omówione pewne problemy teoretyczne związane z natężeniami linii widmowych oraz wielkościami f . Zagadnienia te zostaną więc pominięte w niniejszej publikacji poza wypisaniem podstawowych oznaczeń i zależności.

1. Wprowadzenie i oznaczenia

Oznaczmy przez E_0 podstawowy stan energetyczny określonego atomu, zaś przez E_a, E_b, E_c, \dots kolejne stany atomu wzbudzonego (rys. 1). Symbole $N_0, N_a, N_b, N_c, \dots$ oznaczają liczbę atomów znajdujących się w stanie podstawowym bądź też wzbudzonych odpowiednio do poziomu E_a, E_b, \dots itd., przypadających na jednostkę objętości określonego środowiska, czyli tzw. populacje tych poziomów energetycznych. Dla uproszczenia zakładamy stan równowagi odznaczający się stałą w czasie populacją poszczególnych poziomów.

Jeżeli przez nasze środowisko przepuścimy izotropową wiązkę promieniowania odpowiadającego linii widmowej o częstotliwości ν_{ab} oraz o pewnym rozkładzie natężenia w przedziale szerokości linii I_ν^{ab} , to w pełnym kącie bryłowym w objętości 1 cm^3 w ciągu 1 sekundy zostanie zaabsorbowana energia:

Rys. 1. Oznaczenia poziomów wzbudzonych



$$4\pi \int I_\nu^{ab} k_\nu^{ab} d\nu. \quad (1)$$

k_ν^{ab} oznacza tu współczynnik absorpcji. Całkowanie jest przeprowadzone w całym przedziale szerokości linii.

Zgodnie z mechaniką kwantową energia ta przy zaniedbaniu przejść wymuszonych jest równa:

$$N_a \cdot B_{ab} \cdot h\nu_{ab} \cdot u_\nu^{ab} \quad (2)$$

gdzie B_{ab} jest współczynnikiem Einsteina dla absorpcji, a $u_\nu^{ab} = \frac{4\pi I_\nu^{ab}}{c}$, jest gęstością promieniowania. Klasyczna teoria elektronowa natomiast tę samą wielkość wyraża w postaci:

$$\frac{N \cdot \pi \cdot e^2}{m} \cdot u_\nu^{ab}. \quad (3)$$

W tym przypadku N oznacza liczbę klasycznych oscylatorów zawartych w 1 cm^3 .

Moc oscylatora f_{ab} danej linii widmowej ν_{ab} definiuje się jako liczbę klasycznych oscylatorów, które w określonym czasie zaabsorbowałyby tę samą energię promieniowania ν_{ab} co pojedynczy rzeczywisty atom znajdujący się w stanie energetycznym E_a . Możemy więc otrzymać wartość f_{ab} przyrównując wyrażenia (2) i (3) po uprzednim podstawieniu za N iloczynu $N_a \cdot f_{ab}$. Stąd też:

$$f_{ab} = \frac{mh\nu_{ab}}{\pi e^2} \cdot B_{ab}. \quad (4)$$

Korzystając z kolei z kwantowo-mechanicznego wyrażenia na współczynnik absorpcji Einsteina B_{ab} :

$$B_{ab} = B_{ba} \frac{g_b}{g_a} = \frac{8\pi^3}{3h^2} \frac{1}{g_a} \sum_{a,b} |(b|\beta|a)|^2$$

gdzie: B_{ba} oznacza współczynnik Einsteina emisji wymuszonej, g_a, g_b wagi statystyczne (stopnie zwyrodnienia) poziomów E_a i E_b , a $(b|\beta|a) = \int \bar{\psi}_b \beta \psi_a dV$, przy czym $\beta = er$ jest dipolowym momentem elektrycznym,

możemy ostatecznie wyrazić wielkość f_{ab} przez stałe uniwersalne i element macierzowy charakteryzujący dane przejście widmowe, a mianowicie:

$$f_{ab} = \frac{8\pi^2 m \nu_{ba}}{3he^2} \frac{1}{g_a} \sum_{a,b} |(b|\beta|a)|^2. \quad (5)$$

Przy pomocy tak zdefiniowanej mocy oscylatora linii widmowej f_{ab} można w prosty sposób wyznaczyć prawdopodobieństwo A_{ba} tego, że dany atom wzbudzony do poziomu energetycznego E_b wyemituje w ciągu 1 sek kwant promieniowania $h\nu_{ba}$. Jak wiadomo z mechaniki kwantowej, prawdopodobieństwo spontanicznej emisji jest równe:

$$A_{ba} = \frac{1}{g_b} \cdot \frac{64\pi^4 \nu_{ba}^3}{3hc^3} \sum_{a,b} |(b|\beta|a)|^2.$$

Po uwzględnieniu zaś równania (5) otrzymujemy następujący związek pomiędzy prawdopodobieństwem emisji spontanicznej A_{ba} oraz mocą f_{ab} odpowiadającą mu linii widmowej:

$$A_{ba} = \frac{g_a}{g_b} \frac{8\pi^2 \nu_{ba}^2 e^2}{mc^3} f_{ab}. \quad (6)$$

W dalszym ciągu natężenie I_{ba} linii widmowej wyemitowanej przez cienką warstwę gazu świecącego, zawierającego w 1 cm^3 N_b atomów wzbudzonych do poziomu E_b , wynosi:

$$I_{ba} = N_b A_{ba} h\nu_{ba} = N_b \frac{g_a}{g_b} \frac{8\pi^2 h \nu_{ba}^3 e^2}{mc^3} f_{ab}. \quad (7)$$

Przy pomocy prawdopodobieństw przejścia, a tym samym wielkości f można wyrazić średni czas życia T_b atomu wzbudzonego do poziomu energetycznego E_b a mianowicie:

$$T_b = \frac{1}{\sum_{a' < b} A_{ba'}}, \quad (8)$$

gdzie sumowanie rozciąga się na wszystkie poziomy energetyczne danego atomu niższe od poziomu E_b .

W przypadku gdy poziom energetyczny danego atomu E_a jest najniższym możliwym poziomem atomu wzbudzonego, a rozważana linia ν_{a0} jest linią rezonansową,

$$T_a = \frac{1}{A_{a0}} \quad (9)$$

a moc oscylatora linii rezonansowej:

$$f_{0a} = \frac{mc^3}{8\pi^2 e^2 \nu_{a0}^2} \frac{g_a}{g_0} \frac{1}{T_a}. \quad (10)$$

2. Metody doświadczalnego wyznaczania wielkości f

Istnieje cały szereg metod pośredniego pomiaru wielkości mocy oscylatora linii widmowych. Należą do nich metody oparte na:

- 1) pomiarze dyspersji anomalnej w pobliżu linii absorpcyjnej,
- 2) pomiarze kąta skręcenia płaszczyzny polaryzacji światła liniowo spolaryzowanego rozchodzącego się w absorbencie znajdującym się w zewnętrznym polu magnetycznym, w otoczeniu linii absorpcyjnej,
- 3) wyznaczaniu absorpcji promieniowania,
- 4) wyznaczeniu szerokości linii widmowych.

W dalszej części artykułu będą pokrótce omówione wszystkie wymienione metody.

2.1. Wyznaczenie mocy oscylatora drogą pomiaru dyspersji anomalnej

Na podstawie klasycznej teorii elektronowej przebieg zależności współczynnika załamania od długości fali w otoczeniu absorpcyjnej linii widmowej jest wyznaczony równaniem:

$$n^2(1 - \kappa^2) - 1 = \frac{4\pi N e^2}{m} \frac{\omega_{ab}^2 - \omega^2}{(\omega_{ab}^2 - \omega^2)^2 + \gamma^2 \omega^2} \quad (11)$$

gdzie: κ oznacza współczynnik absorpcji,

ω_{ab} — częstość własną oscylatora $2\pi\nu_{ab}$,

N — liczbę oscylatorów o częstości ω_{ab} zawartych w 1 cm³,

γ — stałą tłumienia.

Wzór ten pozostaje słuszny na gruncie mechaniki kwantowej, gdy zamiast gęstości oscylatorów N wstawi się iloczyn populacji poziomu wyjściowego danej linii absorpcyjnej N_a przez moc oscylatora tej linii f_{ab} oraz gdy się zastąpi stałą tłumienia γ przez sumę $\gamma_a + \gamma_b$ określoną dla poziomu górnego oraz dla poziomu dolnego danej linii.

Jeżeli ograniczymy się do niedalekiego otoczenia linii absorpcyjnej, pozostając jednakowoż na zewnątrz obszaru, gdzie absorpcja jest bardzo duża ($|\omega_{ab} - \omega| \gg \gamma$), oraz do gazu znacznie rozrzedzonego ($\kappa \ll 1$, a współczynnik załamania $n \approx 1$ w dostatecznie dużej odległości od linii absorpcyjnej), to wyrażenie (11) znacznie się uprości, przyjmując postać:

$$\Delta(n-1) = -\frac{\pi e^2 N_{afab}}{m\omega_{ab}} \frac{1}{\omega - \omega_{ab}} = \frac{e^2}{4\pi m c^2} \frac{\lambda_{ab}^3}{\lambda - \lambda_{ab}} N_{afab}. \quad (12)$$

Tak więc współczynnik załamania światła w otoczeniu linii absorpcyjnej dla danej długości fali jest funkcją jedynie iloczynu N_{afab} . Stąd też pomiar dyspersji anomalnej umożliwia:

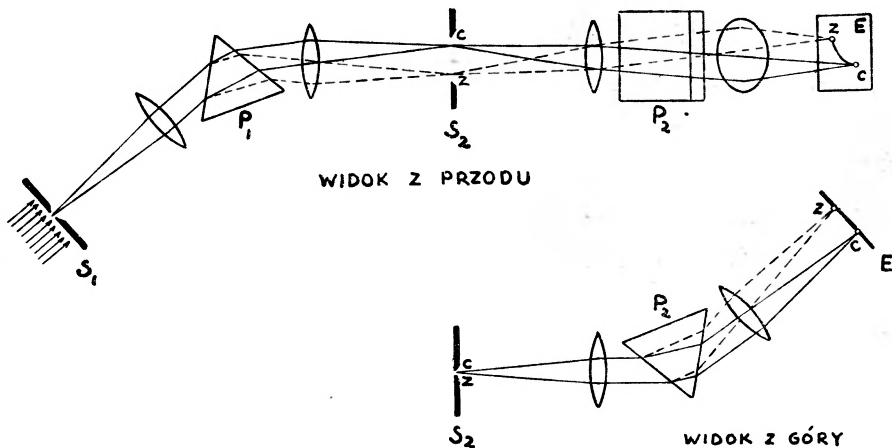
a) Wyznaczenie bezwzględnych wartości mocy oscylatora linii widmowych w przypadku gdy są znane populacje poziomu wyjściowego tej linii dla danego ośrodka absorbującego.

b) Wyznaczenie względnych mocy oscylatora linii posiadających ten sam poziom wyjściowy.

Istnieje kilka sposobów wyznaczania dyspersji anomalnej, stosowanych do wyznaczania wielkości f .

2.1.1. Metoda skrzyżowanych pryzmatów. (Müller-Pouillet [3]; R. W. Wood [6]; P. V. Bevan [7]; H. Ebert [9]).

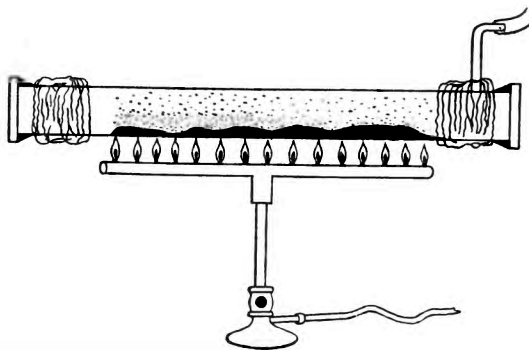
Światło lampy emitującej widmo ciągłe, np. lampy łukowej przepuszcza się przez poziomą szczelinę S_1 (rys. 2), a następnie przez naczynie absorpcyjne



Rys. 2. Urządzenia ze skrzyżowanymi pryzmatami

zawierające badany gaz, czy też pary innej badanej substancji. Naczynie absorpcyjne jest w ten sposób skonstruowane, że działanie jego jest analogiczne do działania pryzmatu P_1 , ustawionego tak, by jego krawędź łamiąca

była pozioma, równoległa do szczeliny S_1 . Można to osiągnąć, jeśli za naczynie absorpcyjne przyjmie się zwyczajną rurę, np. kwarcową o przekroju kołowym ustawioną osią równoległą do kierunku biegu wiązki (R. W. Wood) (rys. 3). W dolnej części tej rury równomiernie rozkłada się kawałki badanej substancji, np. sodu, a następnie podgrzewa się ją od dołu. Dzięki wytworzeniu się gra-



Rys. 3. Rura absorpcyjna do pomiaru dyspersji anomalnej metodą skrzyżowanych pryzmatów (R. W. Wood, *Physical Optics*, 3 wyd. The Macmillan Company, New York (1934), str. 493)

dientu gęstości par w kierunku normalnym do osi rury oraz do szczeliny S_1 , a więc i do biegu wiązki światła, tak skonstruowane naczynie absorpcyjne działa jak pryzmat o krawędzi łamiącej prostopadłej do osi rury i do kierunku



Rys. 4. Obraz dyspersji anomalnej par sodu uzyskany metodą skrzyżowanych pryzmatów (R. W. Wood, *Physical Optics*, 3 wyd. The Macmillan Company, New York (1934), str. 493)

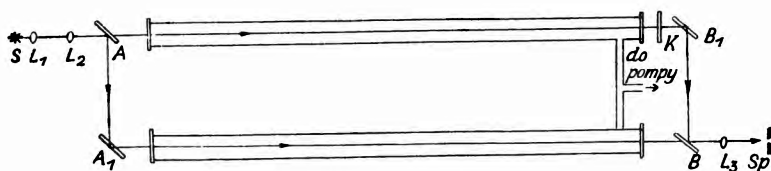
gradientu gęstości par zawartych w naczyniu. Innym sposobem otrzymania „pryzmatu“ z par badanej substancji jest podgrzewanie jej w odpowiednio skonstruowanej rurce np. kwarcowej, przez którą przepuszcza się strumień stosownie dobranej gazy formujący rozkład gęstości pary badanej substancji w kształt pryzmatu (P. V. Bevan [7], H. Ebert [9]).

Wiązka promieniowania, rozszczepiona i odchylna w pryzmacie z badanego gazu czy też par, jest ogniskowana przy pomocy achromatu na pionowej szczeliny spektrografu S_2 . W ten sposób w górnej części szczeliny zostaną

zebrane wiązki promieniowania słabiej odchyłanego, w dolnej zaś promieniowanie silniej odchyłane w pryzmacie z badanej substancji. Tak więc różne punkty szczeliny spektrografu są oświetlone promieniowaniem różnej, zmieniającej się w sposób ciągły długości fali. Odpowiednio do tego w płaszczyźnie kasety spektrografu monochromatyczne obrazy jego szczeliny dla różnych długości fali światła wypadną na rozmaitej wysokości. Otrzymamy w ten sposób na płycie fotograficznej krzywą, podającą zależność współczynnika załamania substancji badanej, którego miarą jest wychylenie punktu wzdłuż osi pionowej, od długości fali mierzonej na osi poziomej. Rysunek 4 podaje przykład takiej krzywej. Analiza kształtu krzywej w pobliżu linii absorpcyjnej umożliwi wyznaczenie dla badanej substancji zależności $n(\lambda)$, a stąd iloczynu N_{afab} .

2.1.2. Metoda oparta na zastosowaniu interferometru Jamina (D. Roszdestwenski [10], J. I. Ostrowskij, N. P. Penkin [11])

Znacznie dokładniejsze wyniki daje zastosowanie interferometru Jamina. W tym celu poziome prążki interferometru Jamina odwzorowuje się na pionowej szczeliny spektrografu. Ideowy schemat aparatury jest podany na rys. 5. W zastosowanym tu interferometrze celem zwiększenia rozstawienia wiązek interferujących użyto czterech zwierciadeł A, A_1, B, B_1 , przy czym zwier-



Rys. 5. Schemat zestawienia aparatury z interferometrem Jamina do pomiaru dyspersji anormalnej. W interferometrze tym zamiast każdego bloku użyto dwu zwierciadeł celem zwiększenia rozstawienia wiązek interferujących (J. I. Ostrowskij, N. P. Penkin *Optika i spektroskopia* 3, 193 (1957))

ciadła A i B są półprzepuszczalne. W dalszym opisie będziemy jednakowoż dla prostoty zakładać zastosowanie normalnego interferometru Jamina złożonego z dwu bloków. W płaszczyźnie kasety spektrografu przy zastosowaniu lampy dającej widmo ciągłe wytworzy się obraz złożony z prawie równoległych, jasnych i ciemnych prążków interferencyjnych, zagęszczających się dla zmniejszających się długości fali. Różnica dróg optycznych wiązek interferujących w interferometrze Jamina Δ jest dana wzorem:

$$\Delta = 2dn'(\cos \beta_1 - \cos \beta_2)$$

gdzie n' i d oznaczają odpowiednio współczynnik załamania i grubość płytek interferometru, a β_1 i β_2 kąt załamania promienia w pierwszej i drugiej płytce. Wzór ten przyjmuje prostszą postać dla płytek interferometru ustawionych prawie równolegle, współczynnika załamania $n' = 1,5$ oraz kątów padania

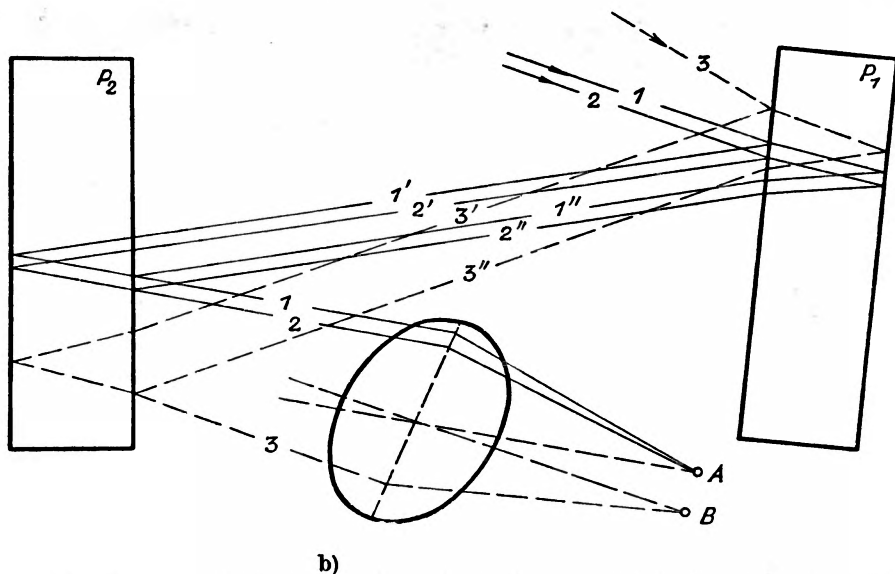
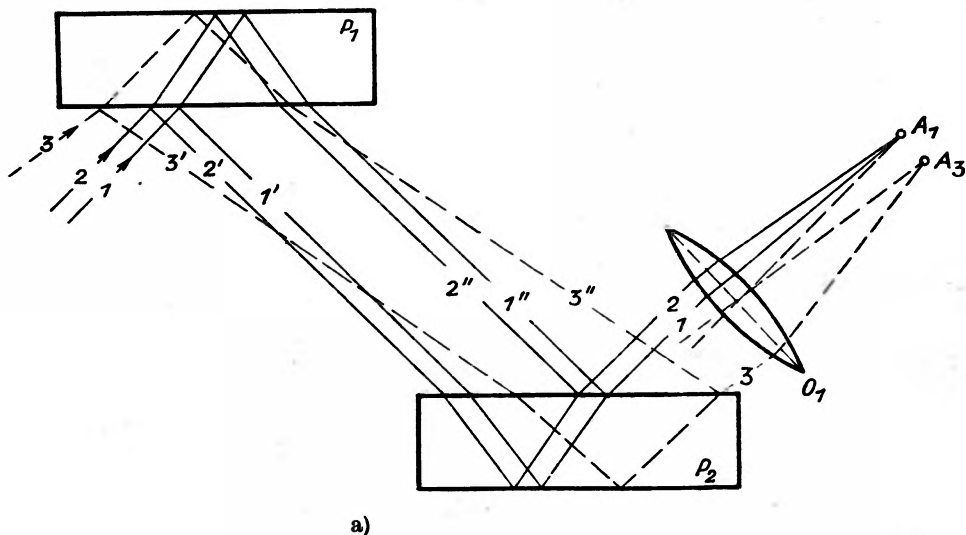
wiązki światła na obie płytki równych w przybliżeniu 45° ($\alpha_1 \approx \alpha_2 \approx 45^\circ$). W tym przypadku różnica dróg optycznych Δ wiązek interferujących jest równa:

$$\Delta = dn' \vartheta \sin \beta = d \vartheta \sin \alpha \quad (13)$$

gdzie α i β oznaczają odpowiednio kąt padania i kąt załamania wiązki światła prawie jednakowy dla obu płytek interferometru, a ϑ kąt nachylenia płaszczyzn interferometru. Przy równoległym ustawieniu płytek interferometru (kąt $\vartheta = 0$) różnica dróg optycznych wiązek interferujących $\Delta = 0$, wskutek czego następuje wzmocnienie wiązek niezależnie od kąta padania wiązki α , a więc jest ono obserwowane w całym polu widzenia w płaszczyźnie ogniskowej obiektywu L_3 . Jeżeli jednakowoż skrećmy jedną płytkę interferometru o pewien nieduży kąt ϑ dookoła osi poziomej przechodzącej przez jej krawędź i oświetlimy interferometr równoległą wiązką światła monochromatycznego, w płaszczyźnie ogniskowej obiektywu L_3 uzyskamy jaśniejsze lub ciemniejsze pole widzenia w zależności od różnicy dróg optycznych Δ oraz od długości fali λ . Natomiast przy oświetleniu interferometru rozbieżną wiązką światła monochromatycznego emitowanego przez lampę S , uzyskamy prążki interferencyjne jednakowego nachylenia równoległe do kierunku przecięcia przedłużeń płaszczyzn interferometru (w naszym przypadku poziome).

Istotnie będzie to widoczne, gdy rozważymy działanie interferometru Jaminna w rzutach pionowym i poziomym przedstawionych na rys. 6. W przekroju poziomym (rys. 6a) obie płytki interferometru są ściśle równoległe. Promień padający na płytkę P_1 pod kątem α_1^h rozszczepiony na promienie $1'$ i $1''$ pod tym samym kątem pada na drugą płytkę. Stąd różnica dróg optycznych wiązek interferujących $\Delta = 0$, co z kolei powoduje wzmocnienie tych wiązek niezależnie od wartości kąta α_1^h . Inny promień 2 padający pod tym samym kątem α_1^h na płytkę w innym jej punkcie po analogicznym rozszczepieniu wyjdzie jako równoległy do promienia 1 i w płaszczyźnie ogniskowej obiektywu O_1 zostanie zebrany w tym samym punkcie A_1 co promień 1, powodując wzmocnienie. Promienie padające na płytkę P_1 pod dowolnym kątem α_3^h różnym od kąta α_1^h , w wyniku interferencji również będą się wzmacniać skupione przez obiektyw w jakimś innym punkcie A_3 . Tak więc wszystkie punkty A_1, A_3, \dots leżące w płaszczyźnie ogniskowej obiektywu O_1 na linii poziomej charakteryzują się tym samym stanem wzmocnienia wiązki. Inaczej przedstawia się sprawa, gdy rozważymy działanie interferometru w przekroju pionowym, w którym płytki są nachylone pod kątem ϑ (rys. 6b). Promienie 1 i 2 padają na płytkę P_1 pod jednakowym kątem α_1^v . Różnica dróg optycznych wiązek interferujących $1'$ i $1''$ oraz $2'$ i $2''$ jest dla nich jednakowa i równa $\Delta = d \sin \alpha_1^v \cdot \vartheta$. Spowoduje ona w punkcie A w płaszczyźnie ogniskowej obiektywu O_1 wygaszenie lub wzmocnienie wiązek w zależności od długości fali światła. Przypuśćmy, że $\Delta = k\lambda$ i że obserwujemy wzmocnienie k -go rzędu. Zaobserwujemy je zgodnie z rozumowaniem poprzednim w całym pasie przekroju poziomego dla rozmaitych kątów α^h . Promienie padające na płytkę interferometru pod innym

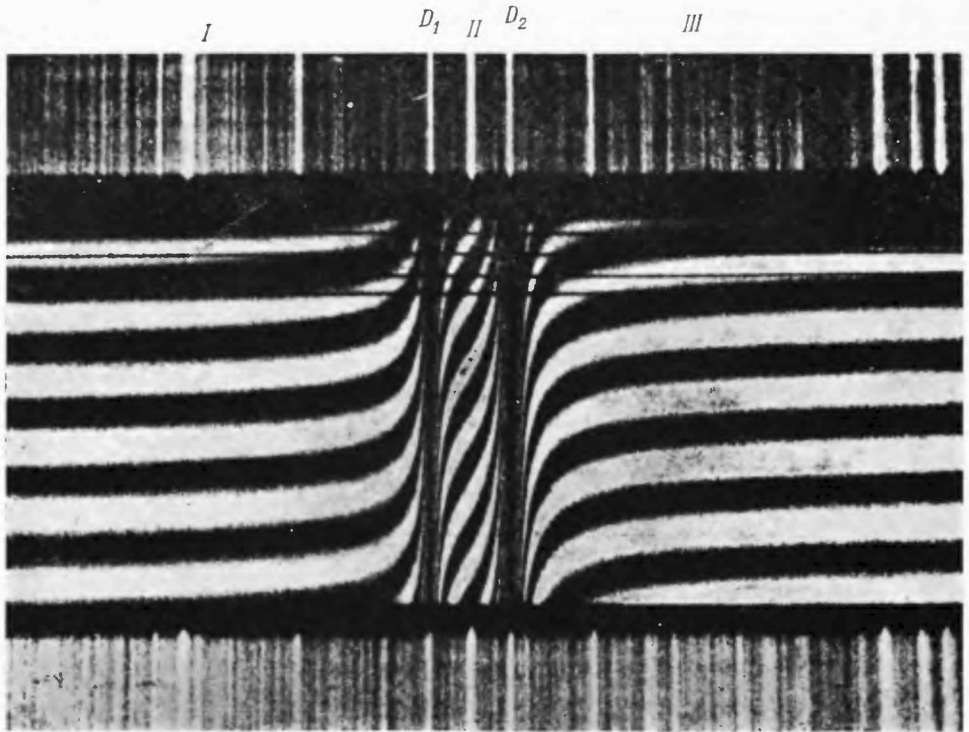
kątem, równym np. α_3^v , będą się charakteryzować inną różnicą dróg optycznych, np. $\Delta = (2k+1)\frac{\lambda}{2}$. Tym razem w punkcie skupienia tych promieni B w płaszczyźnie ogniskowej obiektywu O_1 , leżącym poniżej lub ponad punktem A zobaczymy wygaszanie promieniowania, a więc prążek ciemny dla całego pasa poziomego rozmaitych α^h .



Rys. 6. Objaśnienie zasady tworzenia się poziomych prążków interferencyjnych w interferometrze Jamina:

- a) widok z góry w przekroju poprzecznym,
 b) widok z przodu w przekroju wyznaczonym przez płaszczyznę normalną do przednich powierzchni bloków interferometru

Tak więc w wyniku interferencji uzyskujemy układ poziomych prążków interferencyjnych, odwzorowanych przy pomocy obiektywu O_1 w płaszczyźnie pionowej szczeliny spektrografu. Przez y_k oznaczymy odległość maksimum prążka k -go rzędu od prążka zerowego, liczoną wzdłuż szczeliny spektrografu.



Rys. 7. Fotografia prążków interferometru Jamina dla linii D sodu (D. Roszdestwenski, *Ann. Phys. (Leipzig)*, **39**, 307 (1912))

Jest ona zależna zgodnie z wzorem (13) od $\frac{k\lambda}{\partial\theta}$ oraz od ogniskowej obiektywu O_1 . Możemy więc napisać:

$$y_k = \frac{1}{b} k\lambda. \quad (14)$$

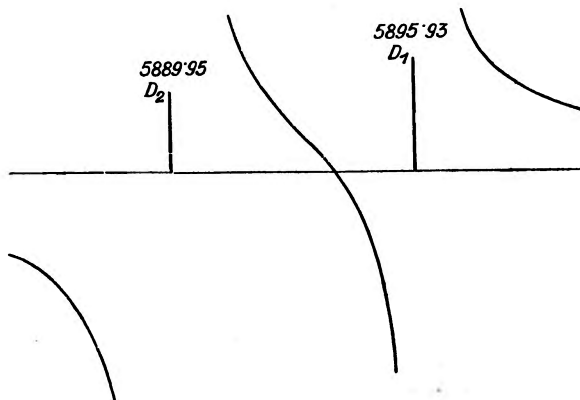
Celem wyznaczenia zależności współczynnika załamania badanego gazu czy też pary od długości fali światła wprowadzamy substancję badaną zawartą w naczyniu absorpcyjnym w bieg jednej z wiązek interferujących (np. w bieg wiązki 1'' na rys. 5). Powoduje to przesunięcie, a ponadto zniekształcenie systemu prążków interferencyjnych w otoczeniu linii absorpcyjnych, związane ze zmianą różnicy dróg optycznych wiązek interferujących, która w tym przypadku wynosi:

$$A' = \partial\theta \sin \alpha_1 - l(n_\lambda - 1). \quad (15)$$

gdzie n_λ jest współczynnikiem załamania substancji absorbującej, a l — grubością warstwy absorbenta. Tak więc nowa rzędna maksimum prążka k -go rzędu y'_k będzie wyznaczona równaniem:

$$y'_k = \frac{k\lambda}{b} + \frac{l(n_\lambda - 1)}{b}. \quad (16)$$

Przykład układu prążków interferencyjnych otrzymanych w ten sposób dla par sodu jest podany na rysunku 7. Jak widać z równania (16), przebieg prążka



Rys. 8. Przebieg zależności współczynnika załamania światła od długości fali dla linii D sodu (D. Roszdestwenski, *Ann. Phys.* (Leipzig), 39, 307 (1912))

zerowego rzędu podaje wprost zależność współczynnika załamania substancji badanej od długości fali n_λ w pewnych jednostkach aparaturowych:

$$y'_0 = \frac{l(n_\lambda - 1)}{b}.$$

Analiza fotografii układu prążków interferencyjnych dla linii D sodu podanej na rys. 7 wykazuje, że w obszarze oznaczonym I po stronie długofalowej od linii D_1 w miarę zmniejszania się długości fali promieniowania oraz zbliżania się do linii D_1 rzędna prążka k -go rzędu rośnie, co na podstawie równania (16) odpowiada wzrostowi współczynnika załamania n_λ (rys. 8). W obszarze oznaczonym II pomiędzy liniami D_1 a D_2 , w miarę zmniejszania się długości fali, współczynnik załamania również rośnie. Linie absorpcyjne D_1 i D_2 stanowią punkty nieciągłości funkcji $n(\lambda)$. Odpowiada im nagle zmniejszenie współczynnika załamania światła towarzyszące zmniejszeniu długości fali. Obszar III leżący po stronie krótkofalowej od linii D_2 charakteryzuje się znowu wzrostem współczynnika załamania światła w miarę zmniejszania się długości fali.

Wartość liczbową współczynnika załamania światła n_λ dla danej długości fali λ oblicza się w następujący sposób: z dwu równań (14) wypisanych dla prążka k -go oraz $k+1$ -go rzędu oraz równania (16) otrzymujemy wyrażenie

wyznaczające współczynnik załamania przy pomocy wielkości bezpośrednio mierzonych:

$$(n_\lambda - 1) = \frac{\lambda y'_k - y_k}{l y_{k+1} - y_k}. \quad (17)$$

Tak więc wyznaczenie krzywej zależności współczynnika załamania substancji absorbującej od długości fali sprowadza się do pomiaru grubości warstwy absorbującej, wartości przesunięcia prążka k -go rzędu spowodowanego wprowadzeniem absorbenta $y'_k - y_k$ oraz odległości dwu kolejnych maksimum $y_{k+1} - y_k$. Przykład takiej krzywej otrzymanej przez Roszdestwenskiego dla par sodu jest właśnie podany na rys. 8. Analiza tej krzywej w otoczeniu linii absorpcyjnych umożliwia wyznaczenie iloczynu N_{afab} .

Opisana tutaj metoda została jeszcze nieco udoskonalona przez Roszdestwenskiego w modyfikacji zwanej „metodą haków“.

2.1.3. Metoda haków. (D. Roszdestwenski [10]; S. A. Korff, G. Breit [5]).

W metodzie tej posługujemy się tym samym zestawem interferometru Jamina i spektrografu co w metodzie poprzedniej (rys. 5), z tą tylko różnicą, że podczas gdy w bieg jednej wiązki np. 1'' wstawiamy badaną substancję, w bieg drugiej wiązki, np. 1' wprowadzamy płytkę kompensującą K o grubości l'' i współczynniku załamania n'' . W tych warunkach różnica dróg optycznych wiązek interferujących Δ'' wynosi

$$\Delta'' = d \vartheta \sin \alpha_1 - l(n_\lambda - 1) + l''(n'' - 1). \quad (18)$$

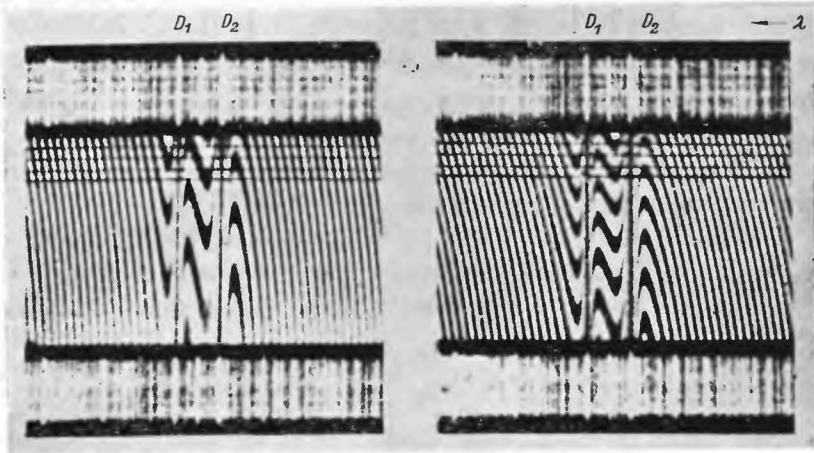
Wprowadzenie płytki kompensacyjnej ma na celu znaczne zwiększenie rzędu obserwowanych prążków interferencyjnych, co w konsekwencji powoduje to, że jakkolwiek na szczelinie spektrografu odwzorowujemy układ prążków poziomych, które uzyskalibyśmy w świetle monochromatycznym, przy użyciu światła białego i rozłożeniu następnie obrazu w spektrografie, uzyskamy prążki skośne nachylone do kierunku dyspersji spektrografu. Jest to mianowicie widoczne ze wzoru na nową rzędną maksimum prążka k -go rzędu:

$$y''_k = Ck\lambda + Cl(n_\lambda - 1) - Cl''(n'' - 1). \quad (19)$$

Przy wzrastającym rzędzie prążka coraz to mniejszy przyrost długości fali wystarczy na to, by zwiększyć rząd prążka o 1 (jak widać ze wzoru (19), jeśli się przyjmie, że n_λ i n''_λ bardzo słabo zależą od długości fali).

Na rysunku 9 podana jest fotografia w ten sposób otrzymanych prążków interferencyjnych dla linii D sodu, wzięta z pracy Roszdestwenskiego. Jak widać w otoczeniu linii absorpcyjnych prążki się wyginają przyjmując charakterystyczną postać „haków“. Analiza kształtu prążków interferencyjnych wykazuje, że w obszarach I, II i III ze względu na słabą zależność współczynników załamania n_λ i n''_λ od długości fali, zmniejszenie długości fali powo-

duże to, że tej samej rzędnej y'' odpowiadają prążki coraz to wyższego rzędu k . Natomiast w otoczeniu linii absorpcyjnych współczynnik załamania substancji absorbującej zaczyna się szybko zmieniać. Tak więc np. po stronie fal długich od linii D_1 współczynnik załamania n_λ gwałtownie rośnie ze zmniejszaniem się długości fali. Dla pewnej długości fali λ_1 działanie to zacznie przeważać i dalsze zmniejszenie długości fali będzie powodować to, że tej samej rzędnej y'' będą



Rys. 9. Fotografia prążków interferencyjnych dla linii D sodu uzyskanych przy zastosowaniu metody „haków“ (D. Roszdestwenski, *Ann. Phys.* (Leipzig), 39, 307 (1912))

odpowiadać prążki coraz to niższego rzędu. Oznacza to, że dla długości fali λ_1 zaobserwujemy wystąpienie „haka“. Podobny, lecz przeciwnie wygięty „hak“ wystąpi, rzecz jasna, po drugiej stronie linii absorpcyjnej np. dla długości fali λ_2 .

Haki stanowią ekstrema krzywej $y''_k(\lambda)$. Odpowiadają im więc takie długości fali λ_1 i λ_2 , dla których $\frac{dy''_k}{d\lambda} = 0$. Po uwzględnieniu wzoru (12) oraz dodatkowym założeniu, że $\frac{dn''_\lambda}{d\lambda} = \text{const}$ otrzymuje się na kwadrat odległości haków następujące wyrażenie:

$$(\lambda_1 - \lambda_2)^2 = \frac{e^2 \lambda_{ab}^3 N_a f_{ab} l}{\pi m c^2 K} \quad (20)$$

gdzie K jest stałą aparaturową:

$$K = k - l'' \frac{dn''_\lambda}{d\lambda}. \quad (21)$$

Stałą K wyznacza się doświadczalnie wykonując zdjęcie skośnych prążków interferencyjnych po usunięciu badanej substancji. W tym przypadku różnica dróg optycznych wiązek interferujących:

$$by_k^{IV} + (n''_\lambda - 1)l'' = k\lambda.$$

Stąd dla ustalonej wartości y

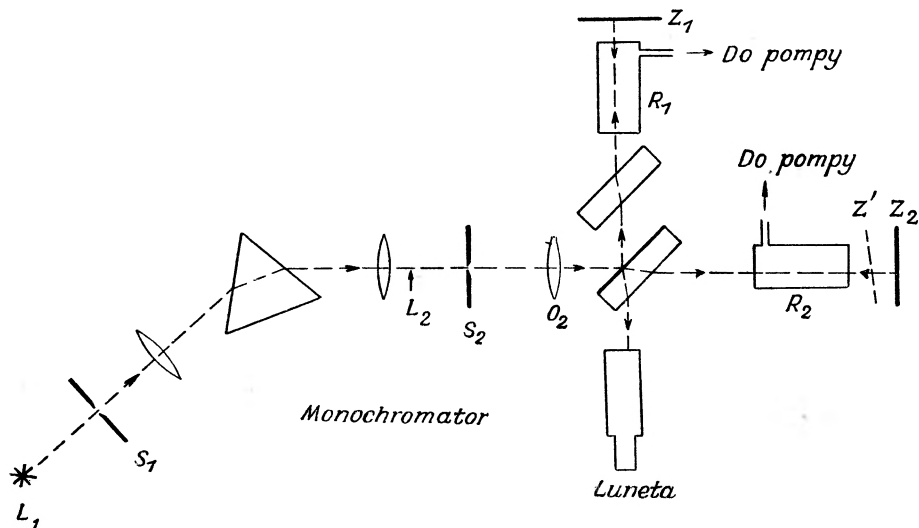
$$\frac{dk}{d\lambda} = -\frac{K}{\lambda}$$

a więc w przybliżeniu

$$K = -\lambda_{ab} \frac{dk}{d\lambda}. \quad (22)$$

Znaczy to, że celem wyznaczenia bezwymiarowej stałej K należy pomnożyć liczbę prążków przecinających linię poziomą ($y = \text{const.}$) przypadających na jednostkowy przedział długości fali $\Delta\lambda$ przez długość fali linii absorpcyjnej.

2.1.4. Metoda oparta na zastosowaniu interferometru Michelsona. (S. Loria [12]; S. A. Korff [13]; J. Q. Stevart, S. A. Korff [14].)



Rys. 10. Urządzenie do badania dyspersji anomalnej przy pomocy interferometru Michelsona ustawionego na prążki jednakowej grubości

Interferometr Michelsona może być wykorzystany do badania dyspersji anomalnej w dwojaki sposób. W pierwszym przypadku jest on nastawiony na prążki interferencyjne jednakowej grubości [12], w drugim jest on wyregulowany w ten sposób, że interferencja zachodzi w warstwie płasko-równoległej [13, 14].

a) Urządzenie eksperymentalne z zastosowaniem prążków jednakowej grubości.

Urządzenie pomiarowe zastosowane w tym celu przez S. Lorie [12] składa się z monochromatora M oraz interferometru Michelsona ustawionych wg rys. 10.

Światło lampy emitującej widmo ciągłe jest skoncentrowane przez obiektyw na szczelinie S_1 monochromatora, a następnie po przejściu przez szczelinę S_2 w postaci wąskiej monochromatycznej wiązki jest skierowane przez

obiektyw O_2 na interferometr Michelsona. Zwierciadła Z_1 i Z_2 interferometru są ustawione w ten sposób, że pojawiają się barwne pionowe prążki jednakowej grubości odpowiadającej interferencji w z lekka klinowatej warstwie utworzonej przez zwierciadło Z_2 oraz obraz Z'_1 zwierciadła Z_1 . W obu ramionach interferometru znajdują się rury R_1 i R_2 połączone z układem pomp, ze zbiornikiem badanego gazu oraz z manometrem.

Przebieg doświadczenia jest następujący. Po odpompowaniu rur R_1 i R_2 ustawia się interferometr na położenie zerowe w ten sposób, by prążek zerowy znajdował się na skrzyżowaniu nici w lunecie obserwacyjnej przy zastosowaniu źródła światła białego ustawionego bezpośrednio przed interferometrem w położeniu L_2 . Następnie umieszcza się lampę w położeniu L_1 i w miarę stopniowego napełniania zbiornika R_1 badanym gazem liczy się liczbę N prążków przechodzących przez krzyż, po czym po zamknięciu dopływu gazu odczytuje się ciśnienie w zbiorniku R_1 i temperaturę t .

Współczynnik załamania badanego gazu określony dla temperatury 0°C oraz ciśnienia 760 mm słupa Hg i długości fali λ wyraża się wzorem:

$$n_{0^\circ\text{C}, 1\text{Atm}}^\lambda - 1 = \frac{N\lambda}{pl} (1 + \alpha t) \cdot 760 \quad (23)$$

gdzie p oznacza ciśnienie gazu wyrażone w milimetrach słupa Hg,

l jest podwójną grubością warstwy absorbującej, zawartej w naczyniu R_1 .

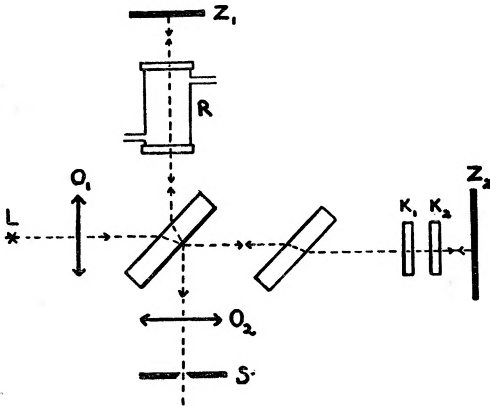
Celem wyznaczenia zależności współczynnika załamania $n_{0^\circ\text{C}, 1\text{Atm}}^\lambda$ od długości fali λ ustala się wartość ciśnienia i temperatury w rurze R_1 . W tych warunkach różnica dróg optycznych wiązek interferujących zależy wyłącznie od współczynnika załamania substancji badanej n^λ . Jeżeli w dalszym ciągu będzie się zmieniać w sposób ciągły długość fali promieniowania dostarczanego przez monochromator, a w konsekwencji współczynnik załamania n^λ , spowoduje to wędrówkę prążków interferencyjnych zgodnie z wzorem:

$$\frac{dn^\lambda}{d\lambda} = \text{const} \left(N + \lambda \frac{dN}{d\lambda} \right). \quad (24)$$

b) Urządzenie eksperymentalne z zastosowaniem interferencji w warstwie płasko-równoległej.

Drugim sposobem jest zastosowanie interferometru Michelsona w połączeniu ze spektrografem tak ustawionym, że kierunek jego dyspersji leży w płaszczyźnie ramion interferometru zgodnie ze schematem podanym na rys. 11. Równoległa wiązka światła lampy L dającej silne widmo ciągłe jest kierowana na interferometr Michelsona. Początkowo jest on ustawiony w ten sposób, że drogi optyczne wiązek biegnących w obu ramionach są ściśle równe (obraz Z'_1 zwierciadła Z_1 pokrywa się ze zwierciadłem Z_2). Płytki K_1 i K_2 kompensują różnicę dróg optycznych wprowadzoną przez okienka rury R . W tym przypadku w płaszczyźnie ogniskowej obiektywu O_2 , w której leży szczelina spektrografu S otrzyma się jasne pole, zaś w płaszczyźnie kasety jasne widmo ciągłe.

Gdybyśmy teraz przesunęli zwierciadło Z_2 równoległe o odległość x , wprowadzilibyśmy pewną różnicę dróg optycznych $\Delta = 2xn$. Powodowałaby ona w wyniku interferencji wzmocnienie wiązek światła o długościach fali $\lambda_1, \lambda_3, \dots$ takich, dla których $\Delta = k_1\lambda_1, \Delta = k_3\lambda_3$ oraz wygaszenie wiązek światła o innych długościach fali λ_2, λ_4 , dla których $\Delta = (2k_2 + 1)\frac{\lambda_2}{2}$, itd. W rezultacie w widmie w płaszczyźnie kasety spektrografu zostaną wygaszone długości fali λ_2, λ_4 , itd., które ukazały się nam w postaci ciemnych prążków pionowych, przypominają-



Rys. 11. Urządzenie do badania dyspersji anormalnej przy pomocy interferometru Michelsona w połączeniu ze spektrografem

cych linie absorpcyjne. Jeżeli teraz zwiększając odległość x będziemy zwiększać różnicę dróg optycznych, ciemne prążki będą się przesunąć w stronę czerwieni.

Ten sam rezultat można uzyskać, jeśli po nastawieniu interferometru na jednakową drogę optyczną wiązek obu ramion, wprowadzi się do rury absorpcyjnej o długości l badany gaz o współczynniku załamania n^λ zależnym od długości fali. Spowoduje to wytworzenie się różnicy dróg optycznych $\Delta = 2l(n_\lambda - 1)$, która z kolei doprowadzi do wygaszenia pewnych długości fali, a więc do pojawienia się ciemnych prążków w widmie. Prążki te będą rozłożone gęściej lub rzadziej w zależności od szybkości zmiany współczynnika załamania ze zmianą długości fali. Tak więc np. w otoczeniu linii D sodu będą one bardzo gęste. W miarę zwiększania ciśnienia ciemne prążki będą się przesunąć na zewnątrz, oddalając się od linii absorpcyjnych.

Pomiar położenia ciemnych prążków umożliwi wyznaczenie zależności współczynnika załamania od długości fali.

2.2. Wyznaczanie mocy oscylatora linii widmowych przez pomiar efektu Faradaya

(H. Senftleben [15], S. A. Korff, G. Breit [5]).

Omawiana metoda polega na wykorzystaniu zjawiska skreślenia płaszczyzny polaryzacji światła liniowo spolaryzowanego, rozchodzącego się w ośrodku absorbującym promieniowanie, znajdującym się w zewnętrznym polu magne-

tycznym \vec{H} równoległym do kierunku rozchodzenia się wiązki. Kąt skręcenia χ płaszczyzny polaryzacji światła dla długości fali promieniowania padającego λ w sąsiedztwie linii absorpcyjnej λ_{ab} jest wyznaczony wzorem:

$$\chi = \frac{N_a f_{ab} e^3 l H}{8\pi m^2 c^4} \cdot \frac{\lambda^2 \lambda_{ab}^2}{(\lambda - \lambda_{ab})^2} \sum g_i I_i \quad (25)$$

gdzie: l oznacza długość drogi przebytej przez wiązkę w ośrodku absorbującym, e , π , m , c — stałe konwencjonalne,

N_a — populację poziomu E_a w absorbcencie,

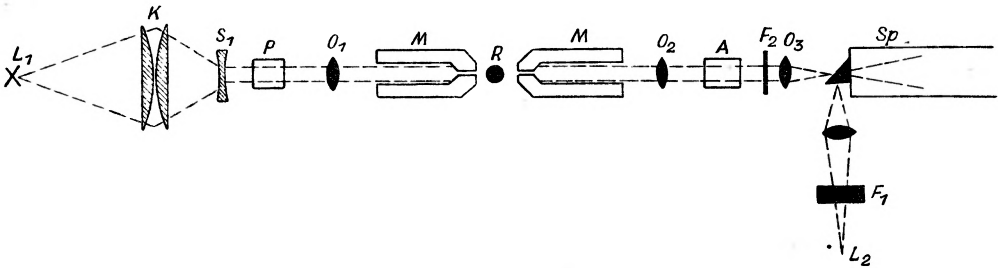
g_i — czynnik Landego dla i -tej kołowo spolaryzowanej składowej Zeemana danej linii absorpcyjnej,

I_i — stosunek natężenia i -tej składowej Zeemana, spolaryzowanej kołowo do sumy natężeń wszystkich składowych kołowo-spolaryzowanych.

Do pomiaru kąta skręcenia płaszczyzny polaryzacji były stosowane następujące trzy metody:

2.2.1. Metoda skrzyżowanych nikoli.

Urządzenie pomiarowe, w tym celu zastosowane, jest przedstawione na rysunku 12.

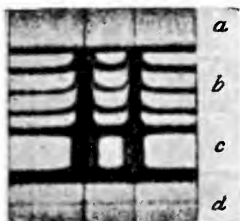


Rys. 12. Urządzenie do badania skręcenia płaszczyzny polaryzacji (H. Senthleben *Ann. Phys.* (Leipzig), 47, 949 (1915))

Światło lampy L_1 , emitującej widmo ciągłe przy pomocy kondensora K i soczewki rozpraszającej S_1 uformowane jest w postaci wąskiej wiązki równoległej. Po przejściu przez polaryzator P obiektyw O_1 koncentruje światło poprzez podłużny kanał w biegunie magnesu M na naczyniu absorpcyjnym R . W dalszym ciągu obiektyw O_2 formuje wiązkę równoległą, która po przejściu przez analizator A , jest koncentrowana przy pomocy obiektywu na szczelinie spektrografu Sp . Światło lampy L_2 przepuszczone przez słabo zabarwiony płomień sodowy skierowane jest przy pomocy dwu całkowicie odbijających pryzmatów ustawionych nad sobą na dolną i górną część szczeliny. W ten sposób na płycie fotograficznej uzyskujemy widmo odniesienia.

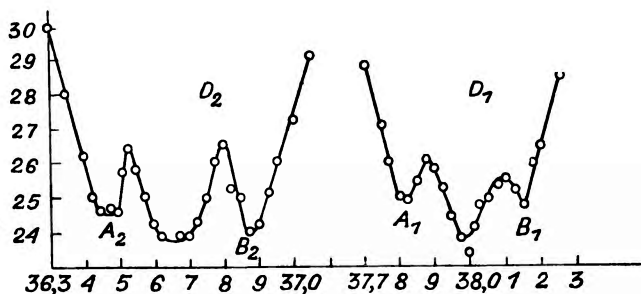
Pomiar ma przebieg następujący. Przy wyłączonym prądzie elektromagnetycznym ($H = 0$) krzyżujemy polaryzator i analizator. W ten sposób w płaszczyźnie

szczeliny spektrografu nie ujrzymy żadnego światła, a tym samym nie otrzymamy widma. Jeżeli teraz skreścimy analizator o pewien kąt φ (kąt pomiędzy analizatorem i polaryzatorem $= \pi/2 + \varphi$) i włączymy pole magnetyczne H , to wygaszenie promieniowania nastąpi tylko dla pewnych długości fali, leżących w sąsiedztwie linii absorpcyjnych, tych mianowicie, dla których skreślenie płaszczyzny polaryzacji χ , spowodowane działaniem absorbenta, jest równe $-\varphi + n\pi$. Dla tych długości fali bowiem można uważać nikole za skrzyżowane. W widmie zobaczymy dla tych długości fali ciemne prążki pokazane przykładowo na fotografii dla linii D sodu (rys. 13c).



Rys. 13. *a, d* — widmo odniesienia, *b* — widmo uzyskane przy zastosowaniu podwójnego klina kwarcowego, *c* — widmo uzyskane metodą skrzyżowanych nikoli (H. Senftleben, *Ann. Phys.* (Leipzig), 47, 949 (1915))

Celem znalezienia iloczynu populacji N_a przez moc oscylatora f_{ab} linii widmowej, należy dla zmierzonego kąta χ wyznaczyć odległość ciemnych prążków od środka ciężkości linii absorpcyjnej, którego położenie może być łatwo



Rys. 14. Krzywa mikrofotometru ciemnych prążków w otoczeniu linii absorpcyjnych D sodu, otrzymanych przy pomocy skrzyżowanych nikoli (H. Senftleben, *Ann. Phys.* (Leipzig), 47, 949 (1915))

określone przy pomocy widma odniesienia 13a, 13d. Pomiar ten wykonuje się przy pomocy mikrofotometru. Na rys. 14 podana jest przykładowo krzywa mikrofotometru dla linii D sodu.

2.2.2. Metoda polegająca na zastosowaniu podwójnego klina kwarcowego.

Urządzenie wykorzystane w tej metodzie składa się z dwóch klinów kwarcowych o równoległych kantach, z których jeden jest wycięty z kwarcu prawoskrętnego, drugi zaś z lewoskrętnego, przedstawionych na rys. 15.

Kliny te są złożone ze sobą w ten sposób, że kierunek ich osi optycznych

jest identyczny, a łącznie tworzą one pewnego rodzaju płytkę płasko-równoległą.

Jeżeli przez taki podwójny klin przepuścimy równoległe do osi optycznej

wiązkę światła liniowo spolaryzowanego przy pomocy polaryzatora P , to je-

wiązki światła liniowo spolaryzowanego przy pomocy polaryzatora P , to je-

dywie ten promień, który przebywa drogę tej samej długości w obu klinach,

W przebiegu drógę w jednym klinie niż w drugim, ulęgnie

mięni, które przebyły dłuższą drogę w jednym klinie niż w drugim, ulęgnie

kin wstawa się do aparatury przedstawionej na rys. 12 bezpośrednio za polary-

zmatorem P , tak by jego kąt był prostopadły do szczytny spektrogramu,

z widma ciągłego te długości fali, dla których skreślenie płaszczyny polaryzacji

wprowadzone przez klin wynosi 0° lub wielokrotność 180 stopni. Opisany tutaj

z rozłożymy promieniowanie wychodzące z analizatora w widmo, to w płaszczynie

kasety spektrogramu przedstawiamy się ono jako złożone z jasnych i ciemnych

prążków horyzontalnych (rys. 13b), z lekka zbiegających się od strony czer-

wieni w kierunku fioleto.

Wprowadzenie w biegi wiązki światła absorbenta znajdującego się w polu

magnetycznym spowoduje wygięcie się układu prążków w sąsiedztwie linii

absorbencyjnych. Za wygięcie to jest odpowiedzialne dodatkowe skreślenie χ

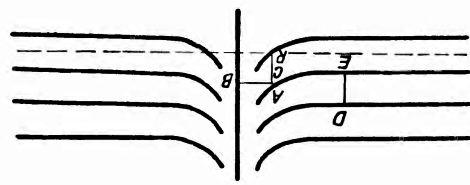
płaszczyny polaryzacji spowodowane wprowadzeniem absorbenta. Pomiar

przebiega w sposób podany na rys. 16. Odległość $\lambda - \lambda_{00}$ wyznacza odcinek AB .

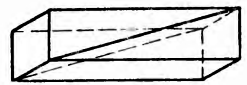
Odporadająca jej kąt skreślenia χ mierzy się jako stosunek AC do odległości DB

Osiedlnich prążków. Pomiar przeprowadza się przy pomocy mikrofotometru.

2.2.3. Metoda polegająca na zastosowaniu płytki Savarta



Rys. 16. Zasada pomiaru kąta skreślenia płaszczyny polaryzacji przy pomocy prążków uzyskanych w metodzie podwójnego klina



Rys. 15. Klim kwarcowy.

Kierunek osi optycznej

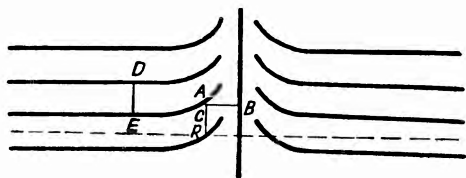
Kliny te są złożone ze sobą w ten sposób, że kierunek ich osi optycznych jest identyczny, a łącznie tworzą one pewnego rodzaju płytkę płasko-równoległą.

Jeżeli przez taki podwójny klin przepuścimy równoległe do osi optycznej wiązkę światła liniowo spolaryzowanego przy pomocy polaryzatora P , to jedynie ten promień, który przebywa drogę tej samej długości w obu klinach, przejdzie bez zmiany. W przeciwieństwie do tego płaszczyzna polaryzacji promieni, które przebyły dłuższą drogę w jednym klinie niż w drugim, ulegnie skręceniu. W dalszym ciągu analizator skrzyżowany z polaryzatorem wygasi

Rys. 15. Klin kwarcowy.



z widma ciągłego te długości fali, dla których skręcenie płaszczyzny polaryzacji wprowadzone przez klin wynosi 0° lub wielokrotność 180 stopni. Opisany tutaj klin wstawia się do aparatury przedstawionej na rys. 12 bezpośrednio za polaryzatorem P , tak by jego kandy były prostopadłe do szczeliny spektrografu,



Rys. 16. Zasada pomiaru kąta skręcenia płaszczyzny polaryzacji przy pomocy prążków uzyskanych w metodzie podwójnego klina

a obraz jego został odwzorowany na szczeliny spektrografu. Jeżeli następnie rozłożymy promieniowanie wychodzące z analizatora w widmo, to w płaszczyźnie kasety spektrografu przedstawi nam się ono jako złożone z jasnych i ciemnych prążków horyzontalnych (rys. 13b), z lekka zbiegających się od strony czerwieni w kierunku fioletu.

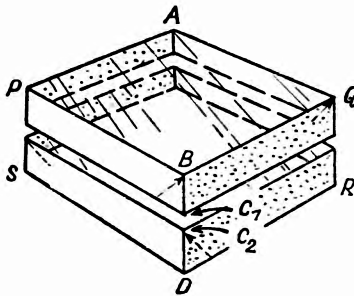
Wprowadzenie w bieg wiązki światła absorbenta znajdującego się w polu magnetycznym spowoduje wygięcie się układu prążków w sąsiedztwie linii absorpcyjnych. Za wygięcie to jest odpowiedzialne dodatkowe skręcenie χ płaszczyzny polaryzacji spowodowane wprowadzeniem absorbenta. Pomiar przebiega w sposób podany na rys. 16. Odległość $\lambda - \lambda_{ab}$ wyznacza odcinek AB . Odpowiadający jej kąt skręcenia χ mierzy się jako stosunek AC do odległości DE sąsiednich prążków. Pomiar przeprowadza się przy pomocy mikrofotometru.

2.2.3. Metoda polegająca na zastosowaniu płytki Savarta

Płytką Savarta składa się z dwóch sklejonnych, nałożonych na siebie płytek płasko-równoległych z kalcytu lub kwarcu, wyciętych w ten sposób, że kierunek osi optycznej każdej z nich jest nachylony pod kątem 45° do normalnej do płytki, a płaszczyzny przeprowadzone przez osie optyczne i normalne do płytek są do siebie prostopadłe zgodnie z rys. 17, gdzie osie są oznaczone strzałkami.

W ten sposób położenie osi optycznych jest symetryczne względem przekroju $ABCD$ oraz asymetryczne względem płaszczyzny $PQRS$.

Jeżeli teraz na płytkę Savarta skierujemy prostopadle wąską wiązkę światła spolaryzowanego, tak by kierunek drgań wektora elektrycznego był równoległy do kierunku AB , to ulegnie ona rozszczepieniu na promień zwyczajny o drganiach równoległych do BQ oraz załamany promień nadzwyczajny o drganiach leżących na płaszczyźnie PBC_1 . Dzięki działaniu pierwszej płytki oba promienie nabywają pewnej różnicy dróg optycznych. Po wyjściu z pierwszej płytki oba promienie przechodzą do drugiej płytki, gdzie zmienia się ich rola. Promień zwyczajny staje się nadzwyczajnym i odwrotnie. Jeśli grubość obu płytek jest jednakowa, promienie, na które rozszczepił się promień padający na płytkę prostopadle, w wyniku przejścia przez obie płytki nie nabędą



Rys. 17. Płytkę Savarta

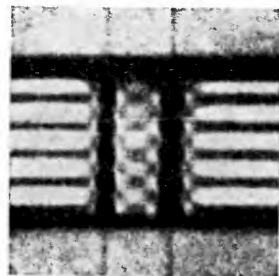
żadnej różnicy dróg optycznych. Jeżeli będziemy teraz zmieniać kierunek promienia padającego w płaszczyźnie $ABCD$, to jakkolwiek długość drogi optycznej obu promieni ulegnie zmianie, tym niemniej, ze względu na symetrię osi optycznych obu płytek względem płaszczyzny $ABCD$, różnica dróg optycznych obu promieni w płytce Savarta pozostanie równa zero. W przeciwieństwie do tego nachylenie promienia padającego w płaszczyźnie $PQRS$ wprowadzi różnicę dróg optycznych promieni, na które on się rozszczepia w płytce Savarta, rosnącą w miarę zwiększania kąta padania. Dzięki temu oświetlenie płytki Savarta zbieżną wiązką światła (o rozmaitych kątach padania) powoduje wytworzenie się układu równoległych do kierunku AB prążków interferencyjnych jednakowego nachylenia.

W celu wykorzystania płytki Savarta do pomiaru kąta płaszczyzny polaryzacji wykorzystuje się zestaw przyrządów, analogiczny do stosowanego w metodzie skrzyżowanych nikoli urządzenia przedstawionego na rys. 12. Płytkę Savarta wstawia się w bieg nierównoległej wiązki światła w ten sposób, by kierunek AB był równoległy do kierunku dyspersji spektrografu.

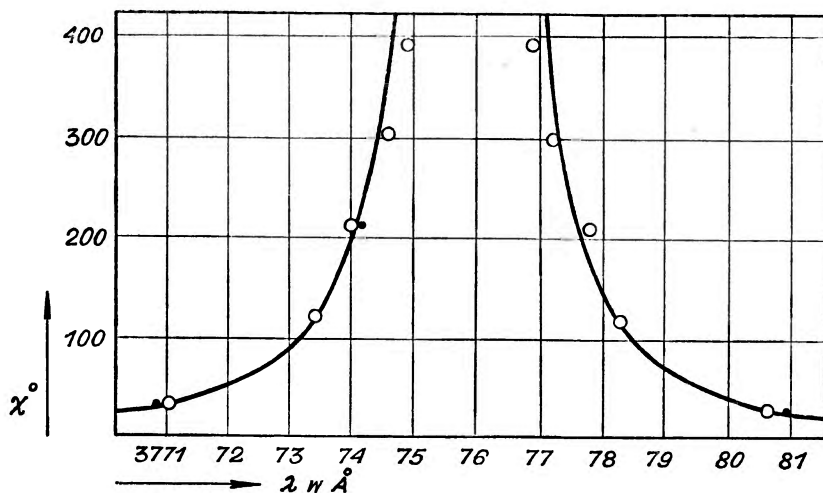
Pomiar przebiega w następujący sposób: Płaszczyznę drgań analizatora ustawia się równoległe do płaszczyzny przeprowadzonej przez normalną do płytki oraz oś optyczną jednej z płytek, a następnie polaryzator skręca się o kąt $\frac{\pi}{2} + \chi$ względem analizatora. Po wprowadzeniu badanej substancji w bieg

wiązki światła oraz włączeniu pola magnetycznego fotografuje się widmo w spektrografie. Składa się ono z równoległych prążków interferencyjnych, pokazanych przykładowo dla linii D sodu na rys. 18. Dla długości fali bliskich długości fali linii absorpcyjnej badana substancja skręca płaszczyznę polaryzacji światła zgodnie z równaniem (25). Przykładowa krzywa zależności kąta skręcenia płaszczyzny polaryzacji od długości fali jest podana na rys. 19.

Rys. 18. Prążki jednakowego nachylenia uzyskane przy pomocy płytki Savarta dla linii D sodu (H. Senftleben *Ann. Phys. (Leipzig)*, 47, 949 (1915)).



Jak widać na podstawie tego wykresu, w otoczeniu linii absorpcyjnej istnieją po obu jej stronach takie dwie długości fali λ_{x1} i λ_{x2} , dla których kąt skręcenia płaszczyzny polaryzacji jest równy χ . Dla tych długości fali światło padające



Rys. 19. Krzywa zależności kąta skręcenia płaszczyzny polaryzacji w otoczeniu linii absorpcyjnych od długości fali

na płytkę Savarta jest spolaryzowane w kierunku normalnym do kierunku drgań analizatora. Dlatego też zostanie ono wygaszone i w odpowiednim miejscu na płycie fotograficznej zobaczymy ciemną linię. Dla długości fali większych od λ_{x1} oraz dla długości fali mniejszych otrzymuje się charakterystyczny układ prążków interferencyjnych jednakowego nachylenia, wykazujący typowe przesunięcie o połowę szerokości prążka dla długości fali λ_{x1} .

Tak więc pomiar sprowadza się do zmierzenia kąta skręcenia polaryzatora w stosunku do analizatora, wyznaczenia na płycie fotograficznej długości fali λ_{π} (której odpowiada kąt skręcenia płaszczyzny polaryzacji równy kątowi, pod jakim ustawiony jest polaryzator w stosunku do analizatora, zmniejszonemu o $\pi/2$), zmierzenia grubości warstwy absorbującej oraz wyznaczenia natężenia pola magnetycznego H .

Celem wyznaczenia krzywej zależności kąta skręcenia płaszczyzny polaryzacji od długości fali wykonuje się szereg zdjęć dla rozmaitych ustawień polaryzatora.

2.3. Wyznaczenie mocy oscylatora linii widmowych przez pomiar absorpcji

Metody absorpcyjne wyznaczania mocy oscylatora linii widmowych sprowadzają się do: pomiaru absorpcji całkowitej lub tzw. szerokości równoważnej absorpcyjnej linii widmowej, otrzymanej w wyniku absorpcji promieniowania ciągłego w badanym gazie czy też parach.

2.3.1. Metoda pomiaru całkowitej absorpcji. (R. B. King, A. S. King [16], G. Boldt [17], H. Kopfermann, G. Wessel [18], A. Unsöld [19], F. B. Estabrook [20]).

Podobnie jak to było rozważane na wstępie, przypuśćmy, że wiązka promieniowania ciągłego o natężeniu I_0 niezależnym w tym przypadku od częstotliwości, jest przepuszczana przez substancję absorbującą promieniowanie. Załóżmy dalej, że nasz absorbent pochłania promieniowanie odpowiadające linii absorpcyjnej o częstotliwości ν_{ab} . Całkowita energia zaabsorbowana w ciągu 1 sekundy w objętości 1 cm^3 w pełnym kącie bryłowym będzie więc zgodnie z wzorami (1) i (3) równa:

$$4\pi \int I_0 k_\nu^{ab} d\nu = \frac{N\pi e^2}{m} \cdot \frac{4\pi I_0}{c} \quad (26)$$

gdzie N oznacza gęstość atomów absorbujących, k_ν^{ab} jest współczynnikiem absorpcji o rozkładzie określonym dla danej linii widmowej, a e , m , c są zwykłymi stałymi. Ponieważ założyliśmy, że natężenie początkowe nie zależy od długości fali, z drugiej zaś strony gęstość cząstek absorbujących N jest równa iloczynowi populacji poziomu N_a przez moc oscylatora f_{ab} linii absorpcyjnej, równanie (26) możemy przepisać w postaci następującej:

$$\int k_\nu^{ab} d\nu = \frac{N_a \pi e^2}{mc} f_{ab}. \quad (27)$$

Całkę występującą po lewej stronie równania (27) można wyrazić przez wielkości bezpośrednio mierzalne, a mianowicie natężenie promieniowania pierwotnego oraz natężenie wiązki światła wychodzącego z absorbenta $I_{\pi l}$ na podstawie zależności:

$$I_{\pi l} = I_0 e^{-k\nu l}. \quad (28)$$

Po podstawieniu wartości współczynnika absorpcji wyznaczonej z równania (28) do równania (27) uzyskuje się ostatecznie równanie, wiążące moc oscylatora linii widmowej z wielkościami bezpośrednio mierzalnymi:

$$\int \ln \frac{I_{\nu 0}}{I_{\nu l}} d\nu = \frac{\pi e^2}{mc} N_a f_{ab} l \quad (29)$$

lub też po ograniczeniu się do wąskich linii absorpcyjnych

$$\int \ln \frac{I_{\lambda 0}}{I_{\lambda l}} d\lambda = \frac{\pi e^2}{mc^2} \lambda^2 N_a f_{ab} l. \quad (30)$$

Stąd też, jak widać, wyznaczenie iloczynu mocy oscylatora przez populację dolnego poziomu danej linii absorpcyjnej sprowadza się do bardzo prostego postępowania.

Jako źródła światła używa się w tym celu lampy emitującej widmo ciągłe, np. wstęgowej lampy wolframowej lub też wysokociśnieniowej lampy ksenonowej o znanym dokładnie i stałym w czasie rozkładzie natężenia. Promieniowanie tej lampy jest pochłaniane przez badany gaz lub parę znajdującą się w naczyniu absorpcyjnym, umieszczonym w piecu zapewniającym w całej przestrzeni naczynia absorpcyjnego stałą w czasie i jednorodną temperaturę 2000—2500° C. Temperatura pieca musi być mierzona z dużą dokładnością. Wiązkę światła przepuszczonego przez absorbent skupia się na szczelinie spektrografu, przed którą bezpośrednio jest ustawiony osłabiacz schodkowy.

W celu wyznaczenia iloczynu populacji dolnego poziomu danej absorpcyjnej linii widmowej N_a przez jej moc oscylatora należy:

- 1) Wykreślić na podstawie krzywej mikrofotometru profil linii absorpcyjnej, odkładając zaczernienie płyty fotograficznej w zależności od długości fali.
- 2) Wyznaczyć krzywą zależności zaczernienia płyty fotograficznej od natężenia promieniowania na podstawie zdjęć wykonanych przez osłabiacz schodkowy.
- 3) Wykreślić na podstawie profilu zaczernieniowego linii (patrz 1) jej profil natężeniowy, podający zależność zaabsorbowanego natężenia od długości fali.

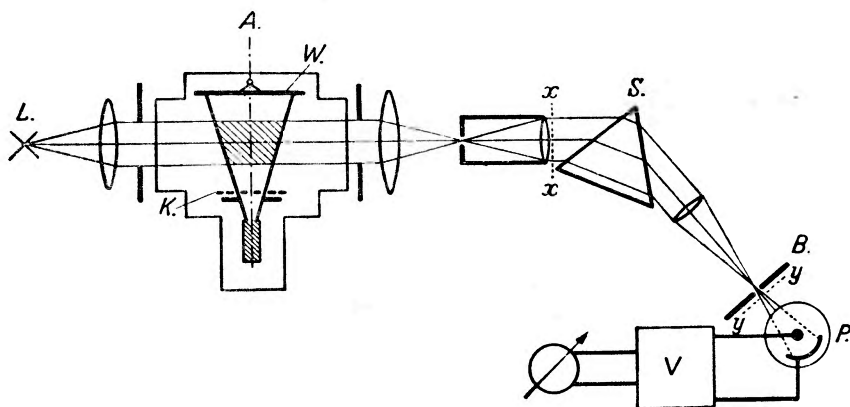
4) Wyznaczyć na podstawie ostatniego wykresu zależność $\ln \frac{I_{\lambda 0}}{I_{\lambda l}}$ od długości fali. Pole powierzchni pomiędzy tym nowym profilem linii absorpcyjnej a osią długości fali wyznacza zgodnie ze wzorem (30) iloczyn grubości warstwy absorbującej l przez populację poziomu N_a oraz moc oscylatora linii absorpcyjnej f_{ab} .

Wyznaczenie na podstawie tego pomiaru bezwzględnej wartości mocy oscylatora linii widmowej f_{ab} wymaga pomiaru koncentracji atomów wzbudzonych do dolnego poziomu danej linii absorpcyjnej w źródle światła. Może ona być wyznaczona z pewnym przybliżeniem na podstawie pomiaru temperatury i wyznaczenia populacji poziomu podstawowego — N_0 w oparciu o krzywą

prężności pary badanej substancji. Obliczenie na tej podstawie populacji poziomów wzbudzonych wymaga znajomości mechanizmu wzbudzenia. Tak np. dla wzbudzenia termicznego rozkład ten, jak wiadomo, jest wyznaczony przez formułę Boltzmann'a:

$$N_a = N_0 \frac{g_a}{g_0} e^{-\frac{E_a - E_0}{kT}}. \quad (31)$$

Inną bardzo dowcipną metodę jednoczesnego pomiaru całkowitej absorpcji i liczby atomów absorbujących zastosowali H. Kopfermann i G. Wessel [18], wykorzystując w tym celu aparaturę ze strumieniem atomowym przedstawioną na rys. 20.



Rys. 20. Schemat aparatury do jednoczesnego pomiaru absorpcji całkowitej oraz liczby atomów absorbujących. H. Kopfermann, G. Wessel *Z. Phys.* 130, 100 (1951)

Światło lampy L , emitującej w danym przypadku widmo liniowe jest absorbowane w szerokim strumieniu atomowym, a następnie ogniskowane na szczelinie spektrografu. Detektorem promieniowania jest fotokomórka próżniowa P umieszczona za przesłoną B wycinającą daną linię widmową. Pomiar przeprowadza się w dwu etapach: Po odcięciu strumienia atomowego przy pomocy przesłony K mierzy się pierwotne natężenie lampy, następnie zaś po usunięciu przesłony mierzy się natężenie światła przepuszczonego przez strumień atomowy.

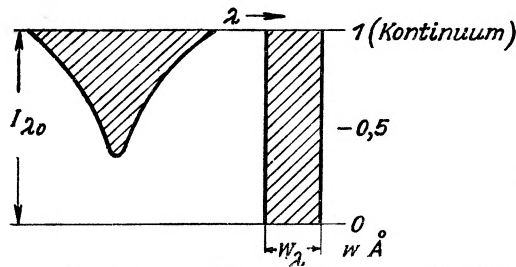
Do pomiaru gęstości cząstek służy waga elektryczna, wbudowana do aparatury próżniowej. Na szalce tej wagi jest kondensowany strumień atomowy. Gęstość atomów absorbujących wyznacza się na podstawie zmierzonej masy naporowywanej w ciągu 1 sekundy oraz średniej prędkości atomów obliczonej w oparciu o zmierzoną wartość temperatury. Ponieważ prędkość jest proporcjonalna do pierwiastka kwadratowego z temperatury, ewentualne trudności w precyzyjnym pomiarze tej ostatniej nie wprowadzają dużych błędów.

W omawianej tu pracy H. Kopfermann i G. Wessel używali jako źródła światła lampy z drażoną katodą emitującej widmo liniowe, a nie źródła widma ciągłego. Wiązką promieniowania pierwotnego było więc promieniowanie odpo-

wiadające określonej, odpowiednio dobranej, szerokiej linii widmowej o pewnym rozkładzie $i_0(\nu)$. W tym przypadku całkowita absorpcja jest wyznaczona równaniem:

$$A = \frac{\int_{-\infty}^{+\infty} i_0(\nu) d\nu [1 - e^{-k_\nu(\nu)l}]}{\int_{-\infty}^{+\infty} i_0(\nu) d\nu}.$$

Opisana tutaj metoda nieznacznie się upraszcza w przypadku, gdy absorpcja zachodzi w bardzo cienkiej warstwie, dla której $\ln \frac{I_{\nu 0}}{I_{\nu l}}$ można zastąpić



Rys. 21. Profil linii absorpcyjnej. W_λ oznacza szerokość równoważną linii

przez $\frac{I_{\nu 0} - I_{\nu l}}{I_{\nu 0}}$, dzięki czemu równanie (29) przyjmuje następującą postać:

$$\int \frac{I_{\nu 0} - I_{\nu l}}{I_{\nu 0}} d\nu = \frac{\pi e^2}{mc} N_a f_{ab} l. \quad (32)$$

Całka po lewej stronie równania (32) stanowi tzw. równoważną szerokość linii absorpcyjnej. Na rys. 21 jest przedstawiony profil linii absorpcyjnej, podający zależność mierzonego natężenia od długości fali (ewentualnie częstotliwości). Jeżeli $I_{\lambda 0}$ oznacza stałe co do wartości natężenie promieniowania źródła widma ciągłego, a $I_{\lambda l}$ natężenie promieniowania przepuszczonego przez warstwę absorbenta o grubości l , to $\int (I_{\lambda 0} - I_{\lambda l}) d\lambda$ stanowi pole powierzchni A objętej konturem linii (zakreskowanej na rysunku) i jest miarą całkowitej zaabsorbowanej energii. Poraz tej całki przez $I_{\lambda 0}$ daje tzw. szerokość równoważną linii absorpcyjnej W_λ . Na podstawie równań (29), (30) i (32) szerokość równoważna linii absorpcyjnej wyrażona w jednostkach częstotliwości dla dostatecznie cienkich warstw absorbujących jest równa:

$$W_\nu = \frac{\pi e^2}{mc} N_a f_{ab} l \quad (33)$$

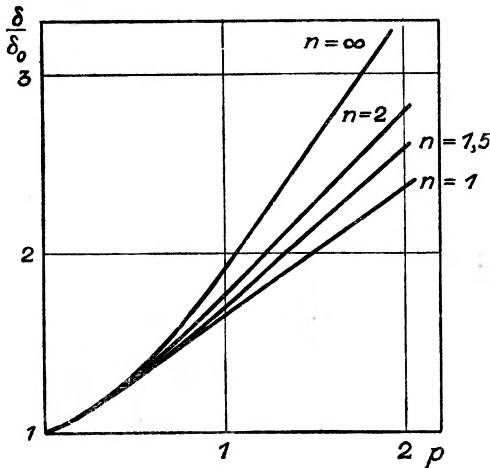
bądź też mierzona w jednostkach długości fali dana jest wyrażeniem:

$$W_\lambda = \frac{\pi e^2 \lambda^2}{mc^2} N_a f_{ab} l. \quad (34)$$

Dzięki temu przy absorpcji zachodzącej w dostatecznie cienkich warstwach procedura doświadczalna prowadząca do wyznaczenia wielkości f jest nieco krótsza. Przy zastosowaniu tej samej co poprzednio aparatury doświadczalnej wystarczy bowiem wykreślić profil natężeniowy linii absorpcyjnej i splanimetrować go. Odpada w ten sposób konieczność sporządzania wykresu opisanego w punkcie 4.

2.4.1. Wyznaczanie mocy oscylatora linii widmowych przez pomiar szerokości linii emitowanych przez niejednorodne źródło światła

(R. D. Cowan, G. H. Dieke [21], I. M. Nagibina [22], I. W. Dwornikowa [23], W. K. Prokofjew, I. M. Nagibina, G. P. Pietrowa [24], W. S. Fursow, M. N. Oganow, A. R. Striganow [25], L. M. Biberman [26]).



Rys. 22. Krzywa zależności szerokości linii absorbowanej od iloczynu liczby cząstek absorbujących przez moc oscylatora linii widmowej (parametru pochłaniania p) (I. W. Dwornikowa Izv. Akad. Nauk SSSR 22, 677 (1958))

Na podstawie teorii szerokości linii widmowych emitowanych przez niejednorodne źródło światła podanej przez R. D. Cowana i G. H. Dieke [21] wiadomo, że szerokość linii widmowych w tym przypadku na skutek absorpcji promieniowania w samym źródle, jest zależna od wielkości pochłaniania. Jako miarę pochłaniania przyjmuje się tzw. parametr pochłaniania p określony dla danej linii widmowej w następujący sposób:

$$p_{ba} = \frac{le^2}{2mc} \frac{1}{\delta_0} f_{ab} N_a \quad (33)$$

gdzie l oznacza grubość warstwy emitującej (a więc i absorbującej) światło w źródle, a δ_0 jest szerokością linii przy nieskończonej cienkiej warstwie promieniującej. Charakter krzywej zależności szerokości δ linii widmowej (liczonej

względem szerokości δ_0) od parametru pochłaniania podają krzywe podane przez I. W. Dwornikową [23] przedstawione na rys. 22. Krzywe te są podane dla rozmaitych wartości parametru niejednorodności n źródła światła. Parametr n zmienia się od 1 do ∞ . Wartość $n = 1$ odpowiada jednorodnemu źródłu światła; $n = \infty$ natomiast, gdy w źródle światła atomy emitujące są przestrzennie oddzielone od atomów absorbujących. Parametr niejednorodności określonego źródła światła może być wyznaczony doświadczalnie przez pomiar szerokości linii widmowych o znanych mocach oscylatora, drogą wyboru odpowiedniej krzywej spośród rodziny krzywych przedstawionych na rys. 22.

Jak widać na podstawie wzoru (33), pomiar szerokości linii widmowych pozwala w łatwy sposób określić względne wartości mocy oscylatora linii widmowych składowych multipletów o wspólnym dolnym poziomie energetycznym E_a . W tym przypadku

$$\frac{f_{ab_1}}{f_{ab_2}} = \frac{p_{b_1a} \delta_0^{b_1a}}{p_{b_2a} \delta_0^{b_2a}} \quad (34)$$

i wyznaczenie stosunku mocy oscylatora badanych linii sprowadza się do wyznaczenia asymptotycznej wartości szerokości tych linii dla nieskończonej cienkiej warstwy emitującej w źródle oraz do określenia wartości parametru pochłaniania p na podstawie wykresu 22 i pomiaru szerokości linii δ dla linii absorbowanej. Jeżeli pomiary są przeprowadzone dla źródeł słabo absorbujących, to znajomość parametru niejednorodności źródła n nie jest potrzebna, ponieważ w tym przypadku wszystkie krzywe wykresu 22 mają ten sam przebieg.

Jako źródła światła w tego typu pomiarach używano na ogół łuku elektrycznego, do którego wprowadzano badaną substancję. Widmo fotografowano w spektrografie, na którego szczelinie odwzorowywano układ pierścieni interferometru Fabry-Pérot.

Na podstawie pomiaru szerokości linii widmowych δ oraz parametru pochłaniania p można również wyznaczyć bezwzględne wartości mocy oscylatora f_x linii widmowych danego pierwiastka czy też jonu (W. K. Prokofjew, I. M. Nagibina, G. P. Pietrowa [24]) przez porównanie ze znanymi wartościami f_{ab} dla jakiegoś innego atomu, pod warunkiem, że oba pierwiastki świecące w tym samym źródle charakteryzują się tym, że:

- 1) energia dolnych poziomów porównywanych linii mało się różni,
- 2) oba pierwiastki mają zbliżone potencjały jonizacji,
- 3) zachodzi proporcjonalność koncentracji porównywanych pierwiastków zarówno w fazie stałej, jak w gazowej.

W tym przypadku na podstawie wzoru (33)

$$\frac{f_x}{f_{ab}} = \frac{p_x \delta_0^x}{p_{ba} \delta_0^{ba}} \frac{N_{ba}}{N_x} \quad (35)$$

Inny sposób wyznaczania mocy oscylatora linii widmowych, opisany przez W. S. Fursowa, M. N. Oganowa i A. R. Striganowa, może być zastosowany w odniesieniu do linii rezonansowych. Jak wiadomo, szerokość linii widmowej składa się z szerokości górnego oraz dolnego poziomu danej linii. Najszersze są poziomy rezonansowe, tzn. takie, z których są możliwe przejścia elektryczne dipolowe na poziom podstawowy. Szerokość poziomu rezonansowego mierzona w liczbach falowych, uwarunkowana oddziaływaniem jednakowych atomów przy dużych gęstościach gazu jednorodnego, jest równa:

$$\frac{3 f_{0a} e^2 N}{\pi m c \omega_0} \quad (36)$$

Tak więc szerokość poziomu rezonansowego rośnie proporcjonalnie do gęstości gazu w sposób zależny od mocy oscylatora linii rezonansowej. Różniczkując względem gęstości gazu otrzymaną doświadczalnie zależność szerokości linii rezonansowej od gęstości gazu można określić moc oscylatora linii widmowej.

Podobny sposób został opisany przez L. M. Bibernana [26]. Wykorzystuje on fakt, że szerokość linii widmowej ulegającej absorpcji w pewnym przedziale koncentracji atomów absorbujących zależy liniowo od liczby atomów pochłaniających $N_a l$, gdzie l oznacza długość drogi promienia. Pomiar doświadczalny sprowadza się do wyznaczenia szerokości linii w funkcji liczby atomów pochłaniających. Moc oscylatora linii widmowej jest dana wyrażeniem:

$$f_{ab} = 6,7 \cdot 10^{12} \frac{d\delta_{ba}}{dN_a l}$$

Poza opisanymi tu metodami pomiaru wielkości f dla określonych linii widmowych najczęściej stosowanym sposobem jest wyznaczenie odpowiadających im prawdopodobieństw przejścia na podstawie równania (7) na drodze bezpośredniego pomiaru natężenia emisyjnych linii widmowych. Metoda ta w głównej mierze była stosowana do wyznaczenia względnych wartości prawdopodobieństw przejścia dla pewnych grup linii. Wyznaczanie wartości bezwzględnych wymaga bowiem dodatkowego pomiaru populacji N_b poziomu wyjściowego linii.

Celem określenia natężenia linii widmowych wystarczy sfotografować badane widmo przy zastosowaniu osłabiacza schodkowego, a następnie posłużyć się zwykłymi metodami spektrofotometrii fotograficznej. Pomiar może być przeprowadzony również bezpośrednio przy użyciu monochromatora z fo-toelementem, termostosem bądź fotopowielaczem.

Opisane tu metody wyznaczania wielkości f nie są w pełni równoważne i nie zawsze mogą być stosowane zamiennie. Porównanie ich można by przedstawić w następującej tabelicy:

Metoda	Czułość na słabe linie	Dokładność		Zakres stosowalności
		Pomiary względne	Pomiary bezwzględne	
Dyspersji anomalnej	mała	1%—2%	2%—4%	Dla linii pochodzących z przejść na niskie, bądź na podstawowy poziom energetyczny w atomie, ze względu na trudności związane z podwyższeniem temperatury absorbenta
Magneto-rotacji	bardzo mała	3%	4%—6%	
Absorpcyjna	bardzo mała	10%	kilkanaście do 20%	
Pomiaru szerokości linii	stosunkowo duża	2%—5%	około 8%	Dla wszelkich linii emisyjnych
Pomiaru natężenia emisyjnych linii widm.	bardzo duża	dla linii z tego samego poziomu wyjściowego 3%—6%	do 10%	Dla wszelkich linii emisyjnych

Literatura

- [1] H. Van Regemorter, *J. Phys. Radium*, **20**, 907 (1959).
 [2] W. Hanus, *Postępy Fizyki*, **11**, 275 (1960).
 [3] Müller-Pouillet, *Lehrbuch der Physik*. 11 wyd. t. 2. Friedr. Vieweg. Braunschweig (1929).
 [4] R. Ladenburg, *Rev. mod. Phys.*, **5**, 243 (1933).
 [5] S. A. Korff, G. Breit, *Rev. mod. Phys.*, **4**, 471 (1932).
 [6] R. W. Wood „*Physical Optics*“, The Macmillan Company New-York (1934).
 [7] P. V. Bevan, *Proc. Roy. Soc.*, **84**, 209 (1910).
 [8] P. V. Bevan, *Proc. Roy. Soc.*, **85**, 58 (1911).
 [9] H. Ebert, Boltzmann — *Festschrift* (1904).
 [10] D. Roszdestwenski, *Ann. Phys. (Leipzig)*, **39**, 307 (1912).
 [11] J. I. Ostrowskij, N. P. Penkin, *Optika i Spektroskopiya* **3**, 193 (1957).
 [12] S. Loria, *Ann. Phys. (Leipzig)*, **29**, 605 (1909).
 [13] S. A. Korff, *Phys. Rev.*, **33**, 584 (1929).
 [14] J. Q. Stevart, S. A. Korff, *Phys. Rev.*, **32**, 676 (1928).
 [15] H. Senftleben, *Ann. Phys. (Leipzig)*, **47**, 949 (1915).
 [16] R. B. King, A. S. King, *Astrophys. Journ.*, **87**, 24 (1938).
 [17] G. Boldt, *Z. Phys.*, **150**, 205 (1958).
 [18] H. Kopfermann, G. Wessel, *Z. Phys.*, **130**, 100 (1951).
 [19] A. Unsöld, *Physik der Sternatmosphären*, 2 wyd. Springer-Verlag, Berlin, Göttingen, Heidelberg (1955).
 [20] F. B. Estabrook, *Astrophys. Journ.*, **113**, 684 (1951).
 [21] R. D. Cowan, G. H. Dieke, *Rev. mod. Phys.*, **20**, 418 (1948).
 [22] I. M. Nagibina, *Izw. Akad. Nauk SSSR* **22**, 681 (1958).
 [23] I. W. Dwornikowa, *Izw. Akad. Nauk SSSR*, **22**, 677 (1958).
 [24] W. K. Prokofjew, I. M. Nagibina, G. P. Pietrowa, *Opt. i Spekt.*, **8**, 376 (1960).
 [25] W. S. Fursow, M. N. Oganow, A. R. Striganow, *Dokl. Akad. Nauk SSSR*, **101**, 453 (1955).
 [26] L. M. Biberman, *Opt. i Spekt.*, **3**, 397 (1957).

Edwin H. Land

Doświadczenia na temat widzenia barwnego *

Oko, jak to zostało stwierdzone ostatnio, jest instrumentem zadziwiająco „elastycznym“. Może ono spostrzegać pełną gamę barw w obrazach, które wg teorii klasycznych musiałyby być monochromatyczne.

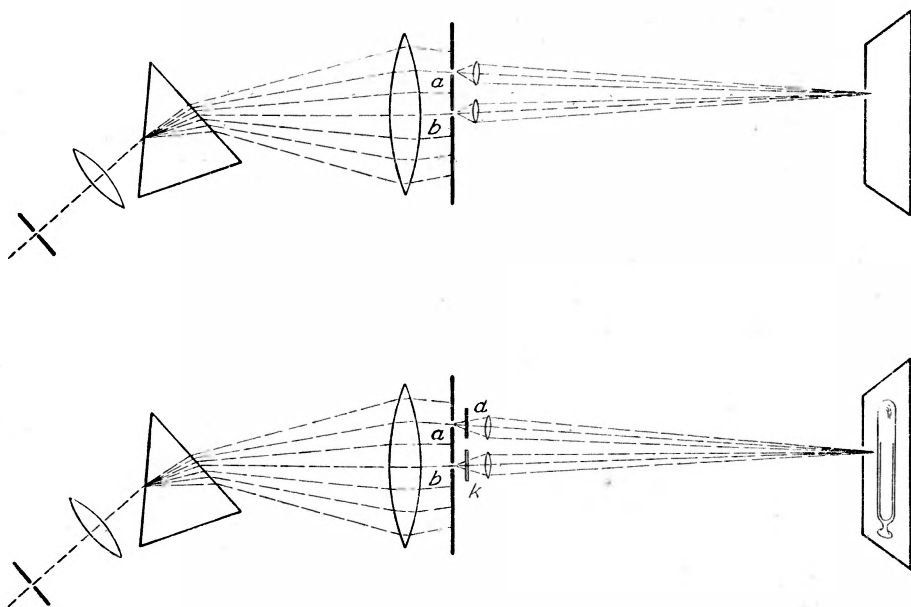
Już od dzieciennych lat cieszymy się bogactwem barw w otaczającym nas świecie, zaintrygowani pytaniami: „W jaki sposób widzimy barwy? Skąd wiecie, że widzicie ten sam kolor co ja? Dlaczego niejednokrotnie przy zmieszaniu barw otrzymuje się barwy całkowicie inne?“ Od czasu, gdy w 1660 roku Izaak Newton odkrył właściwości widma widzialnego zaczęliśmy powoli poznawać odpowiedzi na te pytania i przekonaliśmy się, że piękno otaczającego nas świata w pełni odpowiada doskonałości mechanizmu, dzięki któremu oko widzi barwy.

W kimś, kto nie zna widzenia kolorowego, może się obudzić poczucie podziwu dla czułości zdolności rozpoznawczej oka, z którą odpowiada ono na różnorodne bodźce przez nie przyjmowane. Ostatnio moi koledzy i ja przekonaliśmy się, że mechanizm ten jest znacznie bardziej zadziwiający niż przypuszczaliśmy. Oko rozróżnia barwy ze zdumiewającą subtelnością. Nie potrzeba mu w istocie tylu informacji, ile aktualnie dociera z codziennego życia. Oko może tworzyć kolorowe światy samo z siebie na podstawie materiałów informacyjnych, które dotychczas uważaliśmy za jednobarwne lub bezbarwne.

Najlepszym sposobem rozpoczęcia niniejszego artykułu wydaje się rozważenie dwu serii doświadczeń. Pierwszym z nich jest doniosła oryginalna praca Newtona. Dała ona początek wszystkim właściwie badaniom widzenia barwnego, aż po dzień dzisiejszy. Drugim jest pewna pozornie trywialna modyfikacja doświadczenia Newtona, obalająca jednakże pewne jego podstawowe konkluzje.

* Tłumaczenie z *Scientific American* 200, 84 (1959) za zgodą Wydawcy. Doświadczenia opisane w niniejszym artykule zostały powtórzone w Katedrze Fizyki Doświadczalnej Uniwersytetu Jagiellońskiego. Stwierdzono zupełną zgodność ich przebiegu z opisem autora. Natomiast na temat interpretacji wyników doświadczeń oraz proponowanej przez E. H. Landa teorii mechanizmu widzenia Redakcja nie może się wypowiedzieć.

Jak to się często zdarza z odkryciami istotnie rewolucyjnymi, prostota odkrycia Newtona wywołuje zdziwienie, dlatego nikt przed nim tego nie zrobił. Newton przepuścił wąską wiązkę światła słonecznego przez pryzmat i zauważył, że rozwija się ona w pasmo barw znane pod nazwą widma widzialnego, złożone z barw: czerwonej, pomarańczowej, żółtej, zielonej, niebieskiej, indygo i fioletowej. Gdy Newton odwrócił zjawisko, zbierając wiązkę razem przy pomocy drugiego pryzmatu, barwy znikły



Rys. 1. Na górze pokazane jest schematycznie doświadczenie Newtona mieszania barw widmowych; na dole jest przedstawiona modyfikacja tego doświadczenia wykonana przez autora, polegająca na tym, że na drodze wiązek światła zostały wstawione dwa biało-czarne diapozytywy. Gdy obie szczeliny *a* i *b* znajdują się w żółtej części widma, w doświadczeniu Newtona pojawia się żółta plamka na ekranie, podczas gdy w doświadczeniu autora obraz (dolny) zawiera pełną gamę barw. Literami *d* i *k* na tym i następnych rysunkach w niniejszej pracy są oznaczone odpowiednio „zdjęcie długofalowe” oraz „zdjęcie krótkofalowe”

i ponownie pojawiło się światło białe. Następnie Newton usiłował kombinować ze sobą oddzielne części widma wstawiając w bieg wiązki deskę z wyciętymi szczelinami przepuszczającymi jedynie wybrane pasma widma (rys. 1). W wyniku kombinacji takich dwu pasm barwnych, które mieszały się na ekranie, pojawił się trzeci kolor, na ogół leżący pomiędzy wybranymi pasmami w widmie.

Powtórzmy to ostatnie doświadczenie, umieszczając otwory w desce dokładnie na granicach wąskiego żółtego pasma w widmie. Gdy te dwie żółte wiązki trafią na ekran, w wyniku nałożenia się, jak to zaobserwował Newton, wytworzą barwę żółtą.

My nieco zmienimy doświadczenie. Przed szczelinami umieścimy parę biało-czarnych diapozytywów. Każdy z nich przedstawia ten sam obraz; zbiór rozmaitych kolorowych przedmiotów. W rzeczywistości oczywiście nie ma żadnych barw na diapozytywach. Są na nich po prostu jaśniejsze i ciemniejsze plamki utworzone przez czarne ziarna srebra na przezroczystym celuloïdzie. Rzut oka na diapozytywy wykazuje, że nie są one dokładnie identyczne. Niektóre przedmioty obrazu są przedstawione plamkami, które są jaśniejsze na pierwszym diapozytywie niż na drugim. Inne zaś są ciemniejsze na pierwszym, a jaśniejsze na drugim diapozytywie. Ostatecznie każdy diapozytyw przepuszcza większą lub mniejszą część światła padającego na poszczególne jego części.

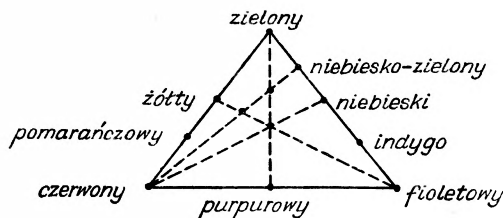
Wiązki żółtego światła przechodzą przez diapozytyw i padają na ekran. Lecz teraz już nie są one żółte. Kombinując ze sobą w wytwarzaniu obrazu nie są one już ograniczone do wytwarzania obrazu swojej własnej barwy widmowej. Na ekranie widzimy szereg przedmiotów, których barwy, jakkolwiek jasne i nienasycone, są wyraźnie czerwone, szare, żółte, pomarańczowe, zielone, niebieskie, czarne, brązowe i białe ¹. Doświadczenie to zmusza nas do przyjęcia zdumiewającego wniosku, że promienie same z siebie nie wywołują wrażenia barwy. Są one raczej nosicielami informacji, które oko wykorzystuje do przypisywania stosownych barw rozmaitym przedmiotom na obrazie.

Stara teoria

Wniosek ten jest zasadniczo przeciwny współczesnej teorii widzenia barwnego, opartej na doświadczeniach Newtona. Newton i jego następcy, a głównie Thomas Young, James Clerk, Maxwell i Hermann von Helmholtz zajmowali się zjawiskami barw prostych i tymi wrażeniami, które się wywołuje przez składanie barw prostych. Newton osobiście sformułował reguły wystarczające do przewidywania barw, które można było zobaczyć na ekranie przez superpozycję rozmaitych pasm widmowych do wytworzenia plamki barwnej. Reguły te mogą być przedstawione w postaci diagramów geometrycznych. Najstarszym z nich jest trójkąt barw (rys. 2). Ze współczesnej postaci takiego diagramu możemy odczytać wynik kombinacji w dowolnym stosunku jakiegokolwiek barwy *A* z dowolną barwą *B*.

¹ W tekście ze względu na trudności techniczne pominięto barwny rysunek przedstawiający zbiór kolorowych przedmiotów oraz barwne reprodukcje obrazu otrzymanego na ekranie, stanowiącego nałożone na siebie obrazy diapozytywów krótkofalowego i długofalowego, oświetlonych w projektorach, w pierwszym przypadku dwiema wiązkami światła monochromatycznego różnych — zaznaczonych długości fali, w drugim natomiast wiązką światła białego (diapozytyw krótkofalowy) oraz wiązką czerwonego (diapozytyw długofalowy).

Gdy odkryto, że światło jest ruchem falowym, klasyczne badania barw zyskały głębokie i zadowalające uzasadnienie logiczne. Kolejność barw w widmie jest określona porządkiem długości fali: największe widzialne długości fali wypadają w czerwonym końcu widma, najmniejsze zaś na końcu fioletowym. Barwa prosta odpowiada pojedynczej długości fali, podczas gdy barwy złożone stanowią mieszaninę barw prostych.



Rys. 2. Trójkąt barw teorii klasycznej, pokazany we wcześniejszej postaci schematycznej. Punkty przecięcia linii przedstawiają barwy, otrzymane na skutek zmieszania barw podstawowych w ilościach proporcjonalnych do odległości tych punktów od odpowiednich boków trójkąta. Punkt centralny odpowiada zmieszaniu barw podstawowych w jednakowych proporcjach i dlatego przedstawia światło białe

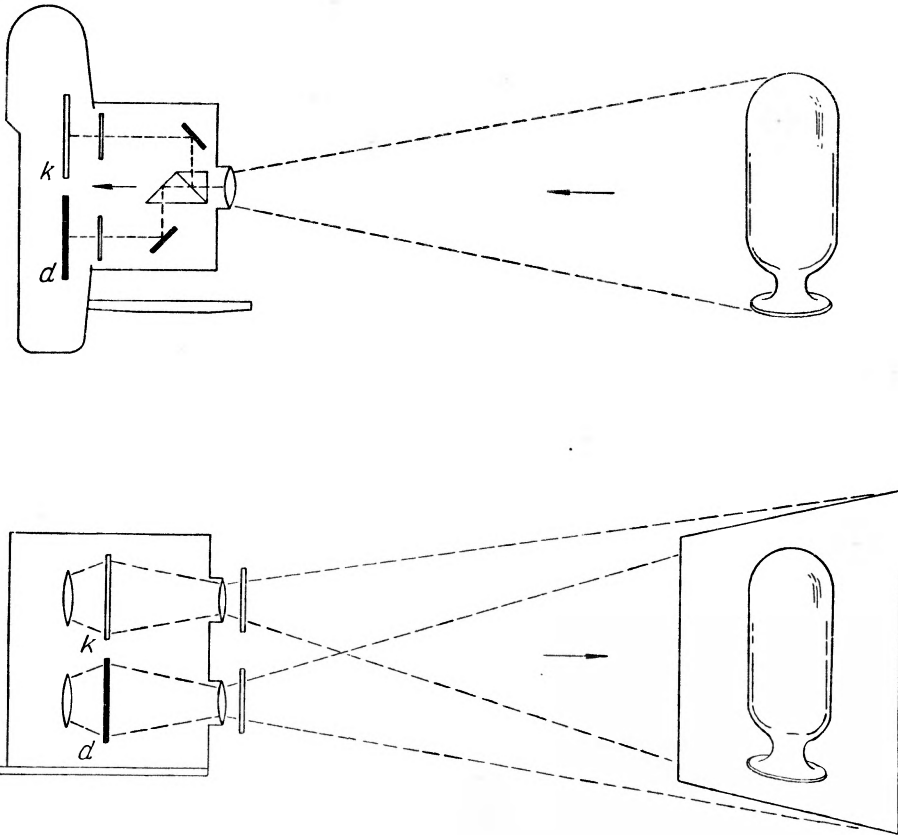
Usiłując otrzymać rozmaite barwy przez mieszanie wąskich pasm widmowych, Maxwell i Helmholtz stwierdzili, że do otrzymania wszystkich możliwych barw są wystarczające trzy wiązki widmowe różnych długości fali, wybrane z czerwonej, niebieskiej i zielonej części widma. W związku z tym barwy: czerwona, zielona i niebieska zostały nazwane barwami podstawowymi. W oparciu o te doświadczenia Maxwell i Helmholtz zaproponowali trójkolorową teorię widzenia barwnego. Nie potrzebujemy tu wchodzić w jej szczegóły. Główna myśl tej teorii polega na tym, że oko reaguje na trzy rozmaite rodzaje drgań, i że każde wrażenie barwne jest wynikiem wywoływania tych trzech reakcji z rozmaitym natężeniem. W ten sposób przedmiotem wiary przyjętej teorii jest stwierdzenie, że barwa dowolnego punktu pola widzenia zależy od tego, jakie długości fali są emitowane przez ten punkt i jakie im odpowiadają względne natężenia.

Jednakowoż, jak to widzieliśmy w naszej modyfikacji doświadczenia Newtona, jakkolwiek światło w każdym punkcie ekranu było złożone jedynie z dwu wiązek o długościach fali odpowiadających barwie żółtej, uzyskany obraz był w pełni kolorowy. I ponadto, jak to zobaczymy dalej, barwy obrazów są osobliwie stałe pomimo zmiany względnych natężeń promieniowań obu długości fali.

Obrazy naturalne

Na czym więc polega błąd teorii klasycznej? Fakt, że zajmowało się nią tak wielu znakomitych badaczy wyklucza możliwość omyłki. Odpowiedź zaś polega na tym, że prace ich miały bardzo mało wspólnego

z barwą w tej postaci, w jakiej my ją normalnie widzimy. Oni operowali plamkami świetlnymi, w szczególności parami plamek świetlnych, tak je dobierając, by ich barwy się zgadzały. Milcząco przy tym przyjmowali, że wyniki w ten sposób uzyskane stosują się do wszystkich wrażeń świetlnych. Założenie to zakorzeniło się bardzo głęboko i przeniknęło do wszystkich naszych podręczników. Wyjątek stanowią prace nielicznych bada-



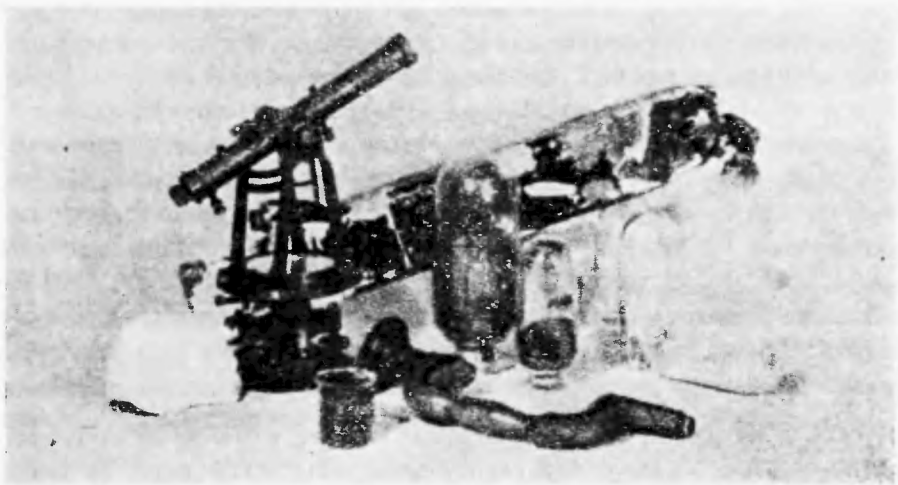
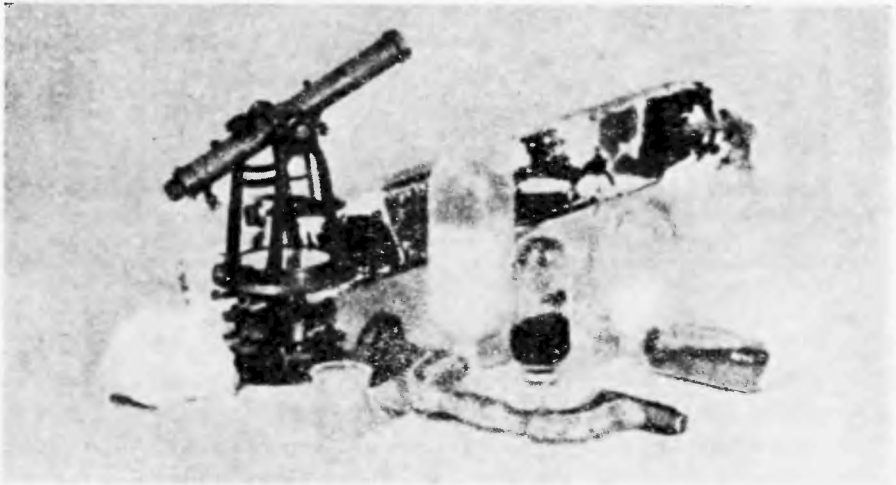
Rys. 3. Długofalowe i krótkofalowe diapozytywy są otrzymywane przez fotografowanie obiektu przy pomocy podwójnej kamery przedstawionej na górze. Małe, niezacernione prostokąty przedstawiają filtry barwne. Przed „zdjęciem długofalowym” jest umieszczony filtr czerwony, przed „zdjęciem krótkofalowym” – zielony. Obraz złożony otrzymuje się przez nałożenie na siebie obrazu „zdjęcia długofalowego” oraz „zdjęcia krótkofalowego” (*d* i *k*) przy pomocy podwójnego projektora pokazanego na dole

czy, takich jak np. E. Hering, C. Hess oraz ze współczesnych Dorothea Jameson i Leo M. Hurvich (który badał efekt wytworzony na barwnej plamie przez kolorowe otoczenie).

Tak więc badanie widzenia kolorowego w warunkach normalnych, w postaci całkowitych obrazów (a nie barwnych plam w otoczeniu) jest dziedziną nie ruszoną. Pięć lat temu zaczęliśmy pracę w tej dziedzinie – dziedzinie widzenia naturalnego obrazu – jak ją nazwaliśmy. W dalszym

ciągu tego artykułu opiszę pewne spośród niespodzianek, z którymi spotkaliśmy się.

Do wytworzenia obrazu w naszym zmodyfikowanym doświadczeniu Newtona potrzebowaliśmy dwu grup elementów: pary różnych diapozytywów przedstawiających ten sam obraz oraz dwu wiązek świetlnych rozmaitej długości fali światła do oświetlenia diapozytywów. Różnicę w diapozytywach można uzyskać przez oświetlenie zdjęć metodą labora-



Rys. 4. „Długofalowe zdjęcie“ oraz „zdjęcie krótkofalowe“ otrzymane jako diapozytywy czarno-białych fotografii wykonanych przez filtr czerwony (góra) oraz filtr zielony (dół). Przy odwzorowywaniu przy pomocy projektora „długofalowe zdjęcie“ jest oświetlane przy pomocy bardziej długofalowej wiązki światła monochromatycznego, bądź też pasma widmowego, podczas gdy „zdjęcie krótkofalowe“ jest oświetlane przez światło monochromatyczne, czy też pasmo widmowe krótszych długości fali

toryjną i dowolną zmianę gęstości optycznych poszczególnych ich części. Jednakowoż, jak to jest wiadome każdemu fotografowi, prostym sposobem wykonania takich dwu różnych obrazów tego samego obiektu, nazywanym „separacją barw“, jest sfotografowanie go przez dwa filtry przepuszczające promieniowanie rozmaitych długości fali. W ten sposób film jest eksponowany w jednym przypadku na fale dłuższe pochodzące od obiektu, w drugim przypadku na fale krótsze. W naszych badaniach zwykle używamy czerwonego filtra dla fal długich, a zielonego dla fal krótkich.

Jeśli teraz oświetlimy diapozytywy światłem dwu różnych, praktycznie dowolnych, długości fal i obrazy nałożymy na siebie na ekranie, to otrzymamy obraz kolorowy. Jeśli przepuszczamy światło większej długości fali przez diapozytów wykonany w świetle długofalowym, a światło o mniejszej długości fali przez diapozytów wykonany w świetle krótkofalowym, otrzymamy na obrazie większość barw oryginalnego obrazu na ich właściwych miejscach.

Gdy odwrócimy sytuację, tzn. oświetlimy diapozytów wykonany w świetle długofalowym światłem krótkofalowym i na odwrót, to również barwy obrazu się odwrócą: kolor czerwony przejdzie w zielononiebieski itd.

Fale długie w przeciwieństwie do fal krótkich

Okazuje się więc, że o barwach w obrazie decyduje nie wybór długości fali wiązek świetlnych, lecz „gra“ fal długich i fal krótkich całego obrazu. Hipotezę tę sprawdzimy kilkoma dalszymi doświadczeniami.

Istnieje kilka sposobów kombinowania obrazów, wygodniejszych od sposobu zastosowanego w doświadczeniu Newtona. Jednym z najprostszych jest umieszczenie diapozytów w dwu zwykłych projektorach oraz zastosowanie filtrów do określenia długości fali promieniowania oświetlającego diapozytywy. Obrazy obu diapozytów odwzorowuje się na ekran, nakładając je na siebie.

Pracując przy pomocy filtrów nie używamy światła monochromatycznego o ściśle określonej długości fali. Posługujemy się raczej całymi pasmami widmowymi o większej lub mniejszej szerokości zależnej od charakterystyki danego filtra. Okazuje się, że szerokość tych pasm nie odgrywa wielkiej roli. Jedynym warunkiem jest to, by diapozytów wykonany w świetle długofalowym nazywany przez nas „długofalowym zdjęciem“ był oświetlony promieniowaniem bardziej długofalowego pasma widmowego, podczas gdy „zdjęcie krótkofalowe“ musiało być oświetlone promieniowaniem bardziej krótkofalowego pasma widmowego. W rzeczywistości jedno z pasm widmowych mogło być tak szerokie, że obejmowało całe widmo widzialne. Innymi słowy mogło ono być światłem białym.

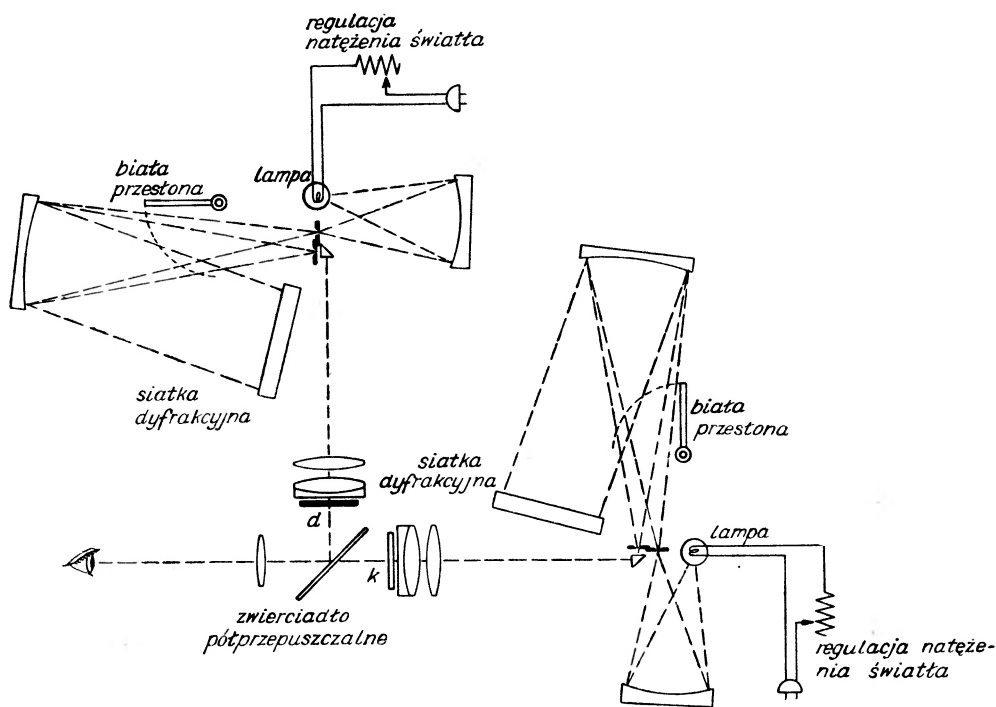
Jedną z zalet opisanego wyżej urządzenia jest to, że przy jego pomocy obserwator może w łatwy sposób sprawdzić prawdziwość naszej hipotezy. Wg teorii klasycznej kombinacja barwy czerwonej i białej nie może dać w wyniku żadnej innej barwy prócz różowej. Istotnie w naszym urządzeniu, jeśli nie ma diapozytywów w projektorach, a w jednym z nich znajduje się filtr czerwony, ekran jest zabarwiony na różowo. Wystarczy jednakowoż wstawić diapozytywy do projektorów, a natychmiast obraz się zmienia. Na ekranie pojawiają się barwy. Jeśli natomiast usuniemy filtr czerwony, barwy znikną i zobaczymy biało-czarny obraz na ekranie. Ponowne wstawienie filtra powoduje znowu pojawienie się barw.

Uboecną zaletą używania światła czerwonego do oświetlenia „długofalowego zdjęcia“, a światła białego do oświetlenia „zdjęcia krótkofalowego“ jest to, że w ten sposób wytworzone barwy na filmie barwnym wyglądają mniej więcej tak samo, jak widziane gołym okiem na ekranie. Stąd obraz na ekranie może być fotografowany bezpośrednio. Natomiast dla bardziej ograniczonych pasm widmowych film, nie posiadający wrażliwości oka, nie może reagować w ten sam sposób co oko i reprodukcje muszą być przygotowywane sztucznie.

Przy pomocy projektorów można w łatwy sposób badać drugą cechę obrazów, a mianowicie ich jasność. Przez umieszczenie filtrów polaryzacyjnych przed soczewkami projektorów możemy zmieniać ilości światła dochodzące do ekranu od każdego ze źródeł światła. Jeśli usuniemy diapozytywy z projektorów, pozostawimy natomiast filtr czerwony przed soczewką jednego z projektorów, to w miarę zmieniania względnego natężenia obu wiązek, będziemy na ekranie obserwować całą gamę odcieni różowych, od czerwieni do światła białego. Jeśli zaś diapozytywy znajdują się w projektorach, to barwy obrazu na ekranie pozostają stałe w dużym zakresie zmiany względnych natężeń wiązek.

Przerwijmy na chwilę dalszy tok opisu, by wmyśleć się w rezultaty tego ostatniego doświadczenia. Zwróćmy uwagę na to, że diapozytywy są jedynie kawałkami celuloidu tak przygotowanymi, że przepuszczają one w jednych miejscach więcej światła niż w innych. W rezultacie całe ich działanie na wiązki: światła czerwonego oraz światła białego, sprowadza się do tego, że zmieniają one względne natężenia tych wiązek od punktu do punktu. Działając w ten sposób wywołują one pełną gamę barw na obrazie. Jednakże, gdy zmienimy względne natężenie wiązek jednakowo dla całego pola widzenia, barwy obrazu pozostaną stałe. Oczywiście, jakkolwiek oku są konieczne do spostrzegania barw rozmaite stosunki jasności rozłożone na poszczególne partie obrazu, stosunki te, którymi zainteresowane jest oko, nie są wprost stosunkami arytmetycznymi. Obejmują one w jakimś sensie całe pole widzenia. W jaki sposób to zachodzi, zobaczymy nieco dalej.

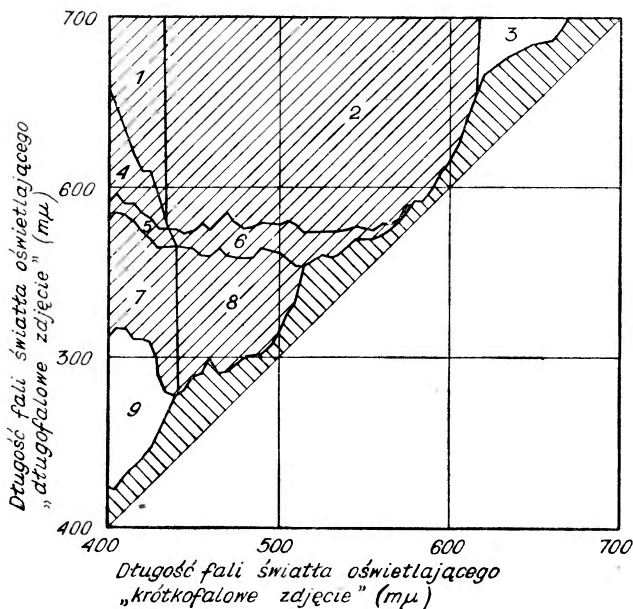
Układ dwu projektorów jest wygodny, lecz nie stanowi on instrumentu precyzyjnego. Długości fali światła dostarczanego przez ten układ są ograniczone charakterystyką stosowanych filtrów. Mogą być oczywiście stosowane również filtry o wąskim paśmie przepuszczania, lecz one ograniczają poważnie natężenie przepuszczonego światła. Z tego też powodu mój kolega David Grey do naszych celów skonstruował monochromator podwójny do oświetlenia diapozytywów (rys. 5). Przyrząd ten zawiera



Rys. 5. Schemat podwójnego monochromatora używanego w doświadczeniach opisywanych w tym artykule. Dwie siatki dyfrakcyjne wytwarzają bardzo wąskie pasma długości fali promieniowania dowolnej części widma widzialnego. Białe przesłony mogą być zastosowane w celu otrzymania światła białego. Wąskie prostokąciki oznaczone literami *d* i *k* przedstawiają bialo-czarne diapozytywy służące odpowiednio jako „długofalowe zdjęcie” oraz jako „zdjęcie krótkofalowe”

dwa spektroskopy. Umożliwiają one oświetlenie diapozytywów pasmami widmowymi o dokładnie znanej długości fali, tak wąskimi, jak to uznamy za stosowne. Usuwając spektroskopy i stosując filtry możemy również otrzymać światło białe, bądź też szersze pasma widmowe. Oba obrazy są nakładane na siebie przy pomocy małego, półprzezroczystego zwierciadła. Światło od jednego z diapozytywów przechodzi przez zwierciadło, podczas gdy światło drugiego odbija się od jego przedniej powierzchni. Natężenie każdego ze źródeł światła może być precyzyjnie regulowane.

Przy pomocy monochromatora podwójnego potwierdziliśmy naszą zasadniczą hipotezę, że barwy obrazów naturalnych zależą od zmiennych stosunków pomiędzy światłem długofalowym i krótkofalowym na całym polu widzenia. Mogliśmy także określić granice, w których jest możliwe widzenie barwne. Okazało się, że jest konieczna pewna minimalna „odległość” widmowa pomiędzy pasmem widmowym, użytym do oświetlenia „długofalowego zdjęcia”, a pasmem użytym do oświetlenia „zdjęcia krótko-



Rys. 6. Mapa barw, wykazująca granice uzyskiwania obrazów barwnych przy zastosowaniu rozmaitych par wiązek świetlnych różnych długości fali. Szara część powierzchni mapy przedstawia obszar bezbarwny, w którym długości fali wiązek oświetlających są zbyt bliskie sobie, by wytworzyć jakikolwiek kolor. W obszarze oznaczonym „odwrócenie fal krótkich” barwy są normalne, z tym że światło krótkofalowe oświetla „długofalowe zdjęcie” i na odwrót. Biała część płaszczyzny wykresu poniżej przekątnej odpowiada obszarowi barw odwróconych otrzymanych przy oświetleniu „zdjęcia krótkofalowego” światłem długofalowym i vice versa

falowego”. Minimum to jest rozmaite w różnych zakresach widma. Dwie wiązki widmowe dowolnych długości fali dostatecznie różniących się między sobą (a ta minimalna różnica jest zadziwiająco mała) będą wywoływać nie tylko światło białe i szare, lecz także gamę barw wykraczających daleko poza przedział wyznaczony dla tej pary wiązek widmowych przez teorię klasyczną. Liczne kombinacje wiązek widmowych określonych długości fali wywołują całkowitą gamę barw widmowych oraz wrażenia barwne pozawidmowe, takie jak brąz i purpura. Wszystkie te informacje mogą być zestawione na mapie barw wykazującej ograniczenia wrażeń barw wywołanych przez rozmaite pary wiązek widmowych określonych długości fali (rys. 6). Badaliśmy również granice względ-

nych jasności. Dla niektórych par wiązek widmowych używanych do oświetlenia diapozytywów, barwy obrazu utrzymywały się w ogromnym przedziale względnych jasności, dla innych par wiązek barwy obrazu znikły przy mniejszych zmianach. A więc znów, jak widzimy, wyniki zależą od długości fal wiązek widmowych zastosowanych. Tablica I pokazuje stałość barw dla przykładowych długości fal par wiązek widmowych.

Tablica I

Kolory obserwowane	Przedział widzenia barwy	Zmiana barwy w przedziale jej widzenia
Szary	200 : 1	Male zmiany
Brazowy	100 : 1	Od żółto-brązowego do ciemno-brązowego
Biały	100 : 1	Od żółto-białego do niebiesko-białego
Żółty	30 : 1	Od żółtego do czysto-białego
Żółtozielony	30 : 1	Od żółto-pomarańczowego do żółtozielonego
Niebieski	10 : 1	Od niebiesko-żółtego do niebieskozielonego
Zielony	6 : 1	Od niebieskozielonego do szarozielonego
Czerwonny	5 : 1	Od ciemnoczerwonego do ciemnopomarańczowego
Pomarańczowy	5 : 1	Od żółtego do czerwono-czerwonego
		Od pomarańczowego

Nowy układ współrzędnych

Mapa barw odpowiadająca na pytanie, czego nie zobaczymy nakładając na siebie pary obrazów uzyskanych w świetle rozmytych długości fali. Czy można przy tej pomocy czynić przewidywania pozytywne? Dana jest para "złoty" tego samego przedmiotu i dwa pasma widmowe, przy pomocy których oświetlamy zdjęcie. Jaką barwę zobaczymy w każdym specyficznym punkcie natężonych na siebie obrazów? Inymi słowy chodzi nam o ustalenie reguł, odnoszących się do obrazów, tak jak trójkąt barw stosuje się do doświadczeń nakładających się kolorów (i jak wiązk barw stosuje się do przewidywania barw występujących w obrazach naturalnych. Wydaje się, że najłepszego sposobu określenia takiego układu wykorzystać do przewidywania barw występujących w obrazach naturalnych. Ustawmy odpowiednie eksperymenty. Ustawmy podwojny projektor (lub monochromator) na dowolną parę pasm widmowych: "długofalowego" i "krótkofalowego", przypuścimy na pasmo "czerwone" i "białe". Możemy

nych jasności. Dla niektórych par wiązek widmowych używanych do oświetlenia diapozytywów, barwy obrazu utrzymywały się w ogromnym przedziale względnych jasności, dla innych par wiązek barwy obrazu znikły przy mniejszych zmianach. A więc znów, jak widzimy, wyniki zależą od długości fali wiązek widmowych zastosowanych. Tablica 1 pokazuje stałość barw dla przykładowych długości fali par wiązek widmowych.

Tablica 1

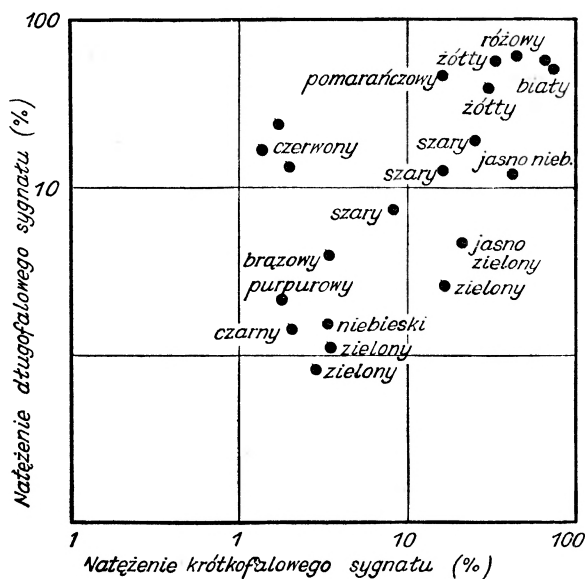
Kolory obserwowane	Przedział widzenia barwy	Zmiana barwy w przedziale jej widzenia
Szary	200 : 1	Male zmiany
Brązowy	100 : 1	Od żółto-brązowego do ciemno-brązowego
Biały	100 : 1	Od żółto-białego do niebiesko-białego
Żółty	30 : 1	Od żółtego do czysto-białego
Żółtozielony	30 : 1	Od żółtopomarańczowego do niebieskozielonego
Niebieski	10 : 1	Od niebiesko-kofiolowego do niebieskozielonego
Zielony	6 : 1	Od niebieskozielonego do szarozielonego
Czerwonny	5 : 1	Od ciemnoczerwonego do ciemnopomarańczowego
Pomarańczowy	5 : 1	Od żółtego do czerwono-pomarańczowego

Nowy układ współrzędnych

Mapa barw odpowiadająca na pytanie, czego nie zobaczymy nakładając na siebie pary obrazów uzyskanych w świetle rozmytych długości fali. Czy można przy jej pomocy czynić przewidywania pozytywne? Dana jest para „złoty” tego samego przedmiotu i dwa pasma widmowe, przy pomocy których oświetlamy zdjęcie. Jaką barwę zobaczymy w każdym specyficznym punkcie należonych na siebie obrazów? Inymi słowy chodzi nam o ustalenie reguł, odnoszących się do obrazów, tak jak trójkąt barw stosuje się do doświadczeń nakładających się kolorów (i jak wijk-barw stosuje się do przewidywania barw występujących w obrazach natu-wykorzystając do przewidywania barw występujących, który można pożątkowo utworzyć nowy układ współrzędnych, który można pożątkowo stosować na bieżąco przypuszczając, że on stosuje się również do obrazów).

Ustawmy podwojny projektor (lub monoehtromator) na dowolną parę pasm widmowych: „długofalowego” i „krótkofalowego”, przypuszczamy, że najlepszym sposobu określenia takiego układu dostarczają realne eksperymenty. Ustawmy podwojny projektor (lub monoehtromator) na dowolną parę pasm widmowych: „długofalowego” i „krótkofalowego”, przypuszczamy, że najlepszym sposobu określenia takiego układu dostarczają realne eksperymenty. Ustawmy podwojny projektor (lub monoehtromator) na dowolną parę pasm widmowych: „długofalowego” i „krótkofalowego”, przypuszczamy, że najlepszym sposobu określenia takiego układu dostarczają realne eksperymenty.

w ten sposób wytworzyć obraz pełnobarwny. Wiemy, że lokalne zmiany przepuszczalności światła obu zdjęć muszą w jakiś sposób wywoływać pojawienie się barw obrazu nałożonego. Atoli stwierdziliśmy również, że regularna zmiana stosunków jasności identyczna dla całego pola widzenia uzyskana np. przez osłabienie wiązki światła, idącej od projektora „czerwonego“, nie daje żadnego efektu. W ten sposób dochodzimy do opisu wyników obserwacji przy pomocy wielkości niezależnych od całkowitego strumienia świetlnego, oświetlającego każdy diapozytyw.

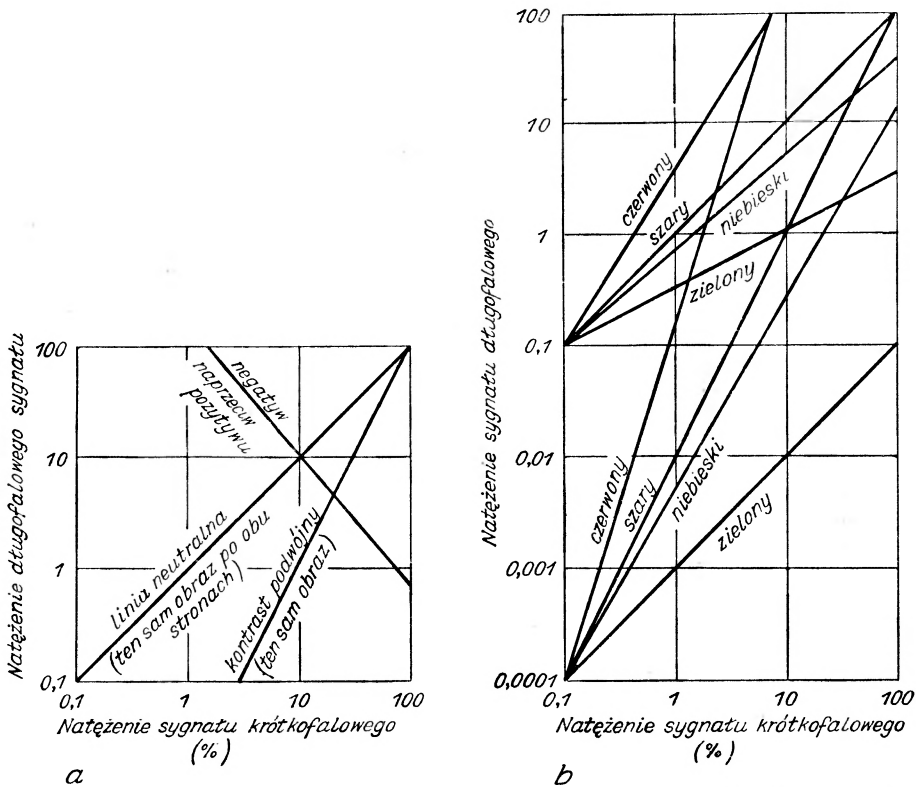


Rys. 7. Układ współrzędnych służący do przewidywania barw obrazów naturalnych. Na osiach są odłożone wielkości bezwymiarowe określające stosunek oświetlenia w każdym punkcie do jego maksymalnej możliwej wartości (w %)

Opis ten może być przeprowadzony w następujący sposób. Włączymy chwilowo jedynie projektor „długofalowy“, ustawiając jego jasność na dowolnym poziomie. Następnie znajdujemy jasną plamkę czerwonego obrazu na ekranie odpowiadającą punktowi, w którym „długofalowe zdjęcie“ czarno-białe przepuszcza maksymalną ilość światła. Mierzmy natężenie światła w tym punkcie i oznaczamy je jako 100%. Określą nam ono maksymalną energię, przenoszoną przez pasmo „długofalowe“ w naszym doświadczeniu. Następnie mierzymy natężenie światła dla pozostałych części czerwonego obrazu, wyrażając je dla każdego punktu w procentach wartości maksymalnej. W dalszym ciągu wyłączamy „długofalowy“ projektor, włączamy zaś „krótkofalowy“ i powtarzamy tę samą procedurę dla fal krótkich (w naszym przypadku dla całego widma widzialnego). Na tej podstawie wykreślamy dwuwymiarowe wykresy, odkładając na jednej osi natężenie obrazu „długofalowego“, wyrażone

w procentach, na drugiej zaś natężenie obrazu „krótkofalowego“ (rys. 7). Każdemu punktowi nałożonych na siebie obrazów można przypisać pewien punkt płaszczyzny wykresu. Za każdym razem przy nanoszeniu punktów na wykres odnotowujemy obok, jakiej barwie obrazu one odpowiadają.

W ten sposób otrzymujemy mapę punktów obrazu, z których każdy jest sprzężony z barwą. Mapa ta, jak widać, jest podzielona na dwie



Rys. 8. Na tych wykresach są zilustrowane własności układu współrzędnych. Po lewej stronie (a) są podane wykresy ilustrujące takie warunki doświadczalne, w których nie można uzyskać obrazów różnobarwnych. Jak widać, warunki te na wykresie są przedstawione liniami prostymi. Po stronie prawej (b) jest pokazane, że osie omawianych wykresów są „rozciągalne“. Gdy przemieszcza się linia „szara“ oddzielająca barwy „zimne“ od „ciepłych“, przesuwają się również linie poszczególnych barw, tak że nie zmieniają się ich względne położenia

części przez linię nachyloną pod kątem 45°, prowadzącą z dolnego rogu lewego do górnego rogu prawego. Jest to linia punktów szarych obrazu. Jeżeli w obu projektorach umieścimy dokładnie identyczne diapozytywy, to wszystkie punkty obrazu uzyskanego na ekranie wypadną na linii „szarej“, ponieważ dla każdego punktu obrazu są jednakowe, wyrażone w procentach, natężenia obrazów wytworzonych przez projektor „długofalowy“ i „krótkofalowy“. Inne barwy układają się w systematyczny

sposób po obu stronach linii „szarej“. Kolory „cieple“ leżą powyżej linii „szarej“, a kolory „zimne“ poniżej.

Widzimy na tej podstawie, że istotną skalą widzenia nie jest widmo Newtona. Bogactwo widma jest po prostu przypadkową konsekwencją uporządkowania sygnałów w kolejności długości fali. Rzeczywista skala barw obrazów biegnie od kolorów „ciepłych“ poprzez szare do kolorów „zimnych“.

Powtarzając nasze doświadczenie przy zastosowaniu wiązek świetlnych lub pasm widmowych rozmaitych długości fali, stwierdzamy, że dla każdej pary wiązek świetlnych, wytwarzającej pełną gamę barw, położenie poszczególnych barw na opisanym wyżej wykresie współrzędnych pozostaje to samo. W ten sposób dochodzimy do wspomnianej wyżej reguły, pozwalającej z góry przewidywać, jaki kolor wytworzy się w określonym miejscu obrazu. Możemy brać dowolne pary diapozytywów i zmierzyć procent ich przepuszczalności w rozmaitych punktach obrazu. W ten sposób jeszcze przed wytworzeniem nałożonych na siebie obrazów obu diapozytywów możemy przewidzieć zabarwienie poszczególnych partii obrazu. Nie popełnimy przy tym błędu pod warunkiem, że wiązki światła oświetlającego, wybranych przez nas długości fali, mają zdolność wywołania pełnej gamy barw obrazu kombinowanego. W tych przypadkach, gdy tej zdolności nie mają, musimy odpowiednio zmienić mapę współrzędnych barw. W ten sposób całkowity zbiór reguł składa się z grupy wykresów współrzędnych barw, po jednym dla każdego wycinka mapy barw przedstawionej na rys. 6.

Zauważmy, że każdy układ współrzędnych sam w sobie jest bezwymiarowy. Osie nie wyznaczają długości fali, jasności, ani też żadnej innej wielkości fizycznej. Wyrażają one stosunek napiężeń dla wiązki monochromatycznej, bądź też dla rozszerzonego pasma widmowego. Osie mają natomiast inną, interesującą właściwość. Są one rozciągalne. Przypuśćmy, że wstawiliśmy w uchwyt „długofalowego“ projektora dwa identyczne, nałożone na siebie, diapozytywy „długofalowe“, podczas gdy w uchwycie projektora „krótkofalowego“ znajduje się jeden diapozytyw „krótkofalowy“. Stwierdzimy, że ta modyfikacja nie zmieni barw poszczególnych punktów obrazu na ekranie. Co się w ogóle przy tym zmieniło? Punkty czerwonego diapozytywu, przepuszczające poprzednio $\frac{1}{2}$ padającego na nie światła, przepuszczają teraz $\frac{1}{4}$, inne punkty, przepuszczające poprzednio $\frac{1}{5}$ światła, teraz przepuszczają tylko $\frac{1}{25}$. W skali logarytmicznej naszego wykresu odpowiada to dwukrotnemu rozciągnięciu osi „czerwonego“ diapozytywu w stosunku do jej pierwotnej długości. Linia „szara“ przyjmie teraz nowe położenie, lecz przemieszczą się z nią także wszystkie punkty barwne, zachowując niezmiennymi swoje względne położenia (rys. 8b).

Nieregularności w rozmieszczeniu punktów

Nasze badanie wykresów współrzędnych umożliwiło nam odkrycie jeszcze jednej ciekawej i subtelnej zależności. Konstruując wykresy dla rozmaitych doświadczeń, coraz bardziej dochodziliśmy do wniosku, że każde zdjęcie diapozytywowe, odznaczające się tą własnością, że odpowiadające mu punkty na wykresie będą leżeć na prostej lub także na gładkiej krzywej, powinno na ekranie dawać obraz bezbarwny. W celu sprawdzenia tego przypuszczenia wstawiliśmy negatyw do jednego projektora, a pozytyw z tego negatywu do drugiego projektora. Taka para diapozytywów powinna dać wykres w postaci prostej, przechylonej pod kątem prostym do linii „szarej“. Obraz na ekranie istotnie okazał się bezbarwny, zawierający jedynie dwie „barwy“, odpowiadające wiązkom widmowym każdego z projektorów i ślady ich newtonowskiego zmieszania.

Jeżeli obraz jest pełnobarwny, jego wykres współrzędnych musi zawierać punkty rozłożone dwuwymiarowo na odpowiednim wycinku. Lecz nawet to nie jest wystarczające. Punkty powinny padać na wykres w jakiś przypadkowy sposób, tak jak one występują na dowolnym, rzeczywistym przedmiocie. To przypuszczenie może być zademonstrowane w bardzo uderzającym doświadczeniu. Przypuścimy, że w uchwycie czerwonego projektora ustawiliśmy klinowy filtr świetlny. Wynikiem jego działania jest ciągła zmiana natężenia wiązki z lewa na prawo. Jeśli więc włączymy „czerwony“ projektor i wyłączymy „biały“, to lewa strona ekranu będzie czerwona, a prawa ciemna ze stopniową gradacją oświetlenia pomiędzy nimi. W dalszym ciągu wstawimy również do projektora „białego“ identyczny klin, ustawiając go jednakże pionowo, tak że góra ekranu będzie biała, a dół ciemny. Włączając oba projektory jednocześnie otrzymujemy nieskończoną różnorodność stosunków kolorów czerwonego i białego, obejmującą w szczególności wszystkie barwy, które mogą wystąpić w obrazie kolorowym. Jednakowoż tutaj barwy te występują w ściśle określonych, uporządkowanych stosunkach. Brak jest przypadkowości w rozłożeniu ich. Z tego też powodu barwy nie występują na ekranie. Widoczne są na nim jedynie różne odcienie koloru różowego.

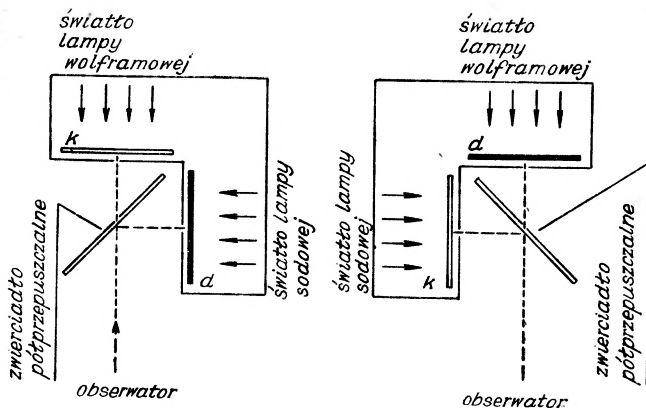
Powtórzmy więc jeszcze raz, że barwy w obrazie naturalnym są określone przez względne stosunki wiązek widmowych długofalowych oraz wiązek widmowych krótkofalowych dla całego pola widzenia, przy czym stosunki te zmieniają się całkowicie przypadkowo, od punktu do punktu. Rzeczywiste wartości długości fali światła oświetlającego, jak również całkowite oświetlenie każdego z obrazów diapozytywowych, nie wykazuje żadnego wpływu przy zmienianiu ich w szerokich granicach.

Niezależność wrażenia barwnego od długości fali wiązek świetlnych sugeruje przypuszczenie, że *oko jest instrumentem zdumiewająco „elastycznym“*. Nie tylko jest ono adaptowane do spostrzegania kolorów w otacza-

jącym nas świecie, lecz również może reagować pełną gamą wrażeń świetlnych w „światach“ znacznie uboższych w barwy². Przekonywające dowody tego uzyskaliśmy w dalszych seriach doświadczeń.

Barwne „światy“

W tych doświadczeniach używamy pary kamer obserwacyjnych, które nakładają na siebie dostatecznie duże obrazy przy pomocy półprzeźroczystych zwierciadeł (rys. 9).

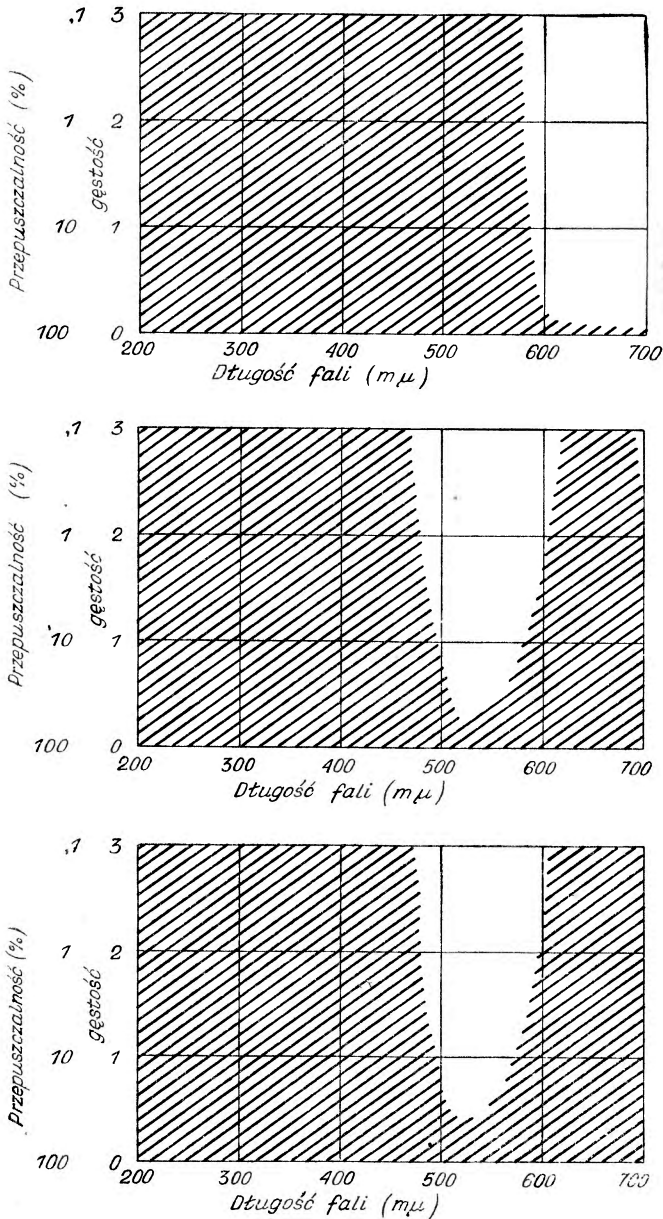


Rys. 9. Schemat kamer obserwacyjnych z lampą sodową. Każda z tych kamer wytwarza przy pomocy półprzeźroczystego zwierciadła duży obraz złożony. Światło lampy wolframowej jest białe. Przy pomocy filtrów barwnych wycinamy z niego wąskie pasma długości fali

Każda kamera zawiera lampę wolframową dostarczającą światła białego do oświetlenia jednego zdjęcia oraz lampę sodową służącą do oświetlenia drugiego zdjęcia. Włączamy jedną kamerę posługując się przy tym zdjęciami: „długofalowym“ i „krótkofalowym“, wstawiając jednocześnie filtr czerwony przed lampą wolframową. Uzyskany w ten sposób obraz złożony jest pełnokolorowy. Zawiera on barwę zieloną i niebieską, jakkolwiek najkrótsze długości fali reprezentowane we wiązce idącej od zwierciadła odpowiadają żółtej części widma. Następnie włączamy drugą kamerę obserwacyjną. Posługujemy się w tym przypadku filtrem zielonym umieszczonym przed źródłem światła białego. I w tym przypadku znowu obraz zawiera pełną gamę barw łącznie z czerwienią. Obserwator może jednocześnie widzieć obrazy obu kamer. Każdy z nich wykazuje ten sam szereg barw, lecz reprezentuje inny „świat“ widzenia. W pierwszym z nich lampą sodową (o długości fali 589 milimikronów) służy jako źródło promieniowania o najmniejszej używanej długości fali, wzbudza zaś barwę zieloną oraz niebieską. W drugim z nich lampą sodową do-

² Podkreślenie redakcji.

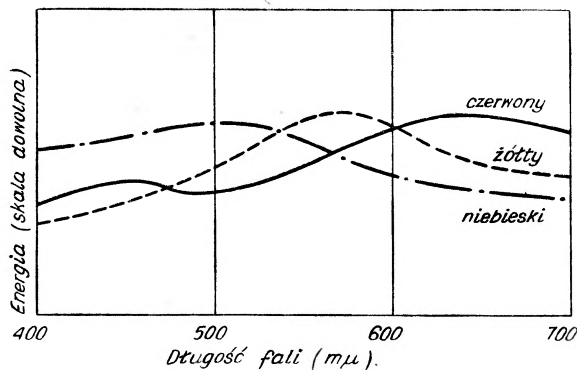
starcza promieniowania o największej stosowanej długości fali, a wzbudza kolor czerwony. Jeżeli obserwator znajdował się w dostatecznie dużej odległości od kamer, mógł on jednocześnie spostrzegać naturalne barwy



Rys. 10. Charakterystyki widmowe filtrów świetlnych używanych w różnych doświadczeniach opisanych przez autora. Na górze jest pokazana krzywa przepuszczalności filtra czerwonego, używanego przy fotografowaniu „długofalowego zdjęcia”, niżej krzywa przepuszczalności filtra zielonego stosowanego do przygotowywania „zdjęcia krótkofalowego”. Na dole jest pokazana krzywa przepuszczalności filtra zielonego używanego w doświadczeniach z kamerą obserwacyjną z lampą sodową

przedmiotów w otaczającym go pokoju. Był to już trzeci „świat“, w którym barwa żółta istotnie była żółta.

Innym sposobem zastosowania filtra zielonego w drugiej kamerze obserwacyjnej jest umieszczenie go bezpośrednio przed okiem, zamiast ustawiania go w kamerze przed lampą wolframową. Filtr ten przepuszcza zarówno światło lampy sodowej, jak też zielone pasmo widmowe (rys. 10). Gdy obserwator patrzył przez ten filtr na pokój go otaczający, spostrzegł czerwone przedmioty jako czarne, pozostałe zaś w rozmaitych odcieniach



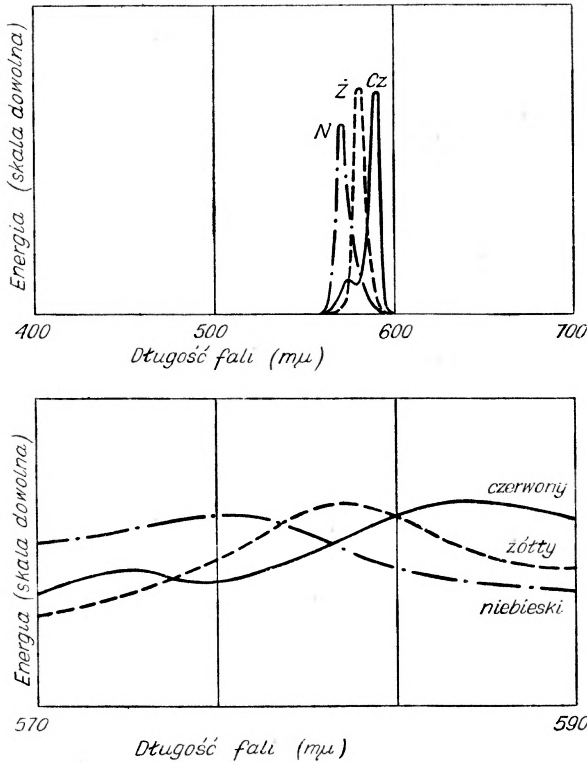
Rys. 11. Barwniki w naszym świecie posiadają szerokie charakterystyki widmowe. Dowolna farba odbija w jakimś stopniu światło całego widma widzialnego (od 400—700 milimikronów)

koloru zielonego. Patrząc natomiast przez ten sam filtr na obraz w drugiej kamerze obserwacyjnej, widzi go w pełni barwnym, wliczając w to również kolor czerwony.

Barwne „światy“ w kamerach obserwacyjnych były wytwarzane przez obrazy. Czy można by wykonać fizyczne modele tych „światów“ wypełniając je rzeczywistymi przedmiotami, które miałyby te same barwy, co obrazy w kamerach w identycznych warunkach oświetlenia? Moglibyśmy je wykonać pod warunkiem posiadania dostatecznie czystych barwników. Jednakowoż barwniki w otaczającym nas świecie są takie, że nawet najlepsze z nich zabarwiają przedmioty w rzeczywistości wszystkimi barwami widma widzialnego w zakresie długości fali od 400-700 milimikronów. Każdy z tych barwników odbija szerokie pasmo długości fali, a maksimum krzywej odbicia nie jest ostre (rys. 11).

W ten sposób nasze materiały barwiące nie dają wyraźnego rozróżnienia pomiędzy długościami fali, które leżą ściśle obok siebie. Gdybyśmy potrafili wytworzyć farby o węższej charakterystyce spektralnej, to przypuszczalnie moglibyśmy uzyskać pełnobarwne obrazy w „świecie“ uboższym w światło, np. w „świecie“ oświetlonym światłem przepuszczonym przez zielony filtr. Przy braku takich barwników moglibyśmy się za-

dowolić stworzeniem takiego „świata“ na drodze fotograficznej. W pierwszym rzędzie jednakże musimy wykazać, że jest to w ogóle możliwe. Pobieżne chociażby przejrzanie wykresów na rys. 11, 12 i 13 prowadzi do obiecującego wniosku, że dwukolorowa barwo-rozdzielna fotografia w „świecie“ oświetlonym światłem dowolnej szerokości pasma widmowego jest identyczna z dwukolorową fotografią w „świecie“ oświetlonym pasmem widmowym jakiegokolwiek innej szerokości, wliczając w to nasz „świat“, pod warunkiem, że zmianie szerokości pasma widmowego danego



Rys. 12. Barwniki w świetle obrazów odbijające światło jedynie w obszarze długości fali od 570 do 590 milimikronów musiałyby mieć znacznie bardziej selektywne charakterystyki widmowe. Krzywe na górnym rysunku są krzywymi odbicia barwników, które dawałyby barwy nasycone w naszym świecie. Dolne krzywe przedstawiają te same wykresy tak rozciągnięte, że pasmo widmowe 570—590 milimikronów pokrywa tę samą szerokość co całe widmo widzialne (400—700 mμ)

„świata“ odpowiada właściwa, ściśle proporcjonalna zmiana pasm absorpcyjnych barwników. Stąd też możemy używać naszych „krótkofalowych“ i „długofalowych“ zdjęć, wykonanych w świetle przepuszczonym przez czerwone i zielone filtry, do „przenoszenia się“ do nowych „światów“ z ich własnymi barwnikami o odpowiednio wąskich charakterystykach widmowych.

Mechanizm widzenia

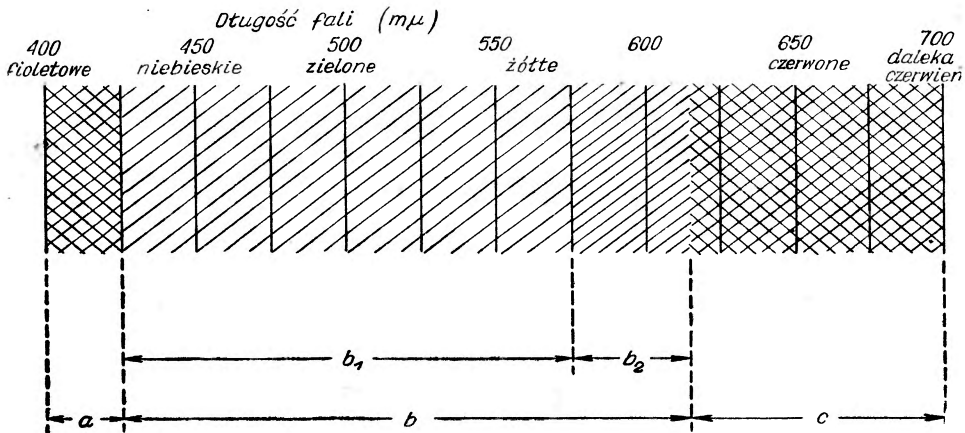
Demonstracja widzenia przy pomocy kamery z lampą sodową sugeruje ważne stwierdzenie, o którym jeszcze nie wspominaliśmy, jakkolwiek mieści się ono w tym, co już było powiedziane. Gdy oko spostrzega barwę przez porównywanie wiązek świetlnych długofalowych i krótkofalowych, to musi się ustalać pewien punkt równowagi lub „odwrócenia światła“, taki że wszystkie wiązki światła o długościach fali większych od długości fali punktu równowagi są przyjmowane jako wiązki długofalowe, podczas gdy promieniowanie o długościach fali mniejszych jest przyjmowane jako krótkofalowe. Na podstawie doświadczenia z lampą sodową musimy stwierdzić, że punkt odwrócenia światła przesuwają się, czyniąc światło sodowe długofalowym w jednym przypadku, a krótkofalowym w drugim.

Gdzie się znajduje punkt odwrócenia światła w zwykłym słonecznym „świecie“? Doświadczenia przeprowadzone na dużej liczbie obserwatorów wskazują na to, że odpowiada mu długość fali 588 milimikronów. Gdy używamy światła tej długości fali w jednej części podwójnego monochromatora, a światła białego w drugiej, obraz jest prawie bezbarwny. Przy stosowaniu wiązek światła o mniejszych długościach fali od 588 milimikronów, światło białe w procesie tworzenia barw służy jako sygnał długofalowy, natomiast przy posługiwaniu się wiązkami widmowymi o długościach fali większych od 588 milimikronów, światło białe staje się krótkofalowym sygnałem.

Na podstawie doświadczeń z podwójnym obrazem wiemy już, że to, jak oko widzi barwę jest informacją na temat rozłożenia promieniowania długofalowego i krótkofalowego w polu widzenia. Nieduże przy tym znaczenie ma to, za pośrednictwem jakiego pasma częstości informacji docierają do oka. Sytuacja jest w pewnym sensie podobna do sytuacji w transmisji radiowej: te same informacje mogą być przesyłane przez każdą z pewnej liczby różnych stacji nadawczych, przy zastosowaniu rozmaitych częstości „przesyłających“. Jednakowoż, podczas gdy odbiornik radiowy musi być dostrojony do właściwej częstości, nasze oczy są zawsze gotowe do przyjęcia dowolnej częstości widma widzialnego. Mają one ponadto cudowną właściwość rozróżniania sygnału bardziej długofalowego od sygnału krótkofalowego, dla dowolnych częstości i szerokości pasm widmowych. W jakiś sposób nasze oczy ustalają „punkt odwrócenia“ i dzielą nadchodzące fale „informacyjne“ na długofalowe i krótkofalowe w odniesieniu do tego punktu.

W naszych doświadczeniach używaliśmy pojedynczej fotografii uśredniającej wszystkie fale długie oraz drugiej fotografii uśredniającej wszystkie fale krótkie. Nasuwa się zagadnienie, jak to się dzieje w świecie rzeczywistym, w którym oczy przyjmują ciągle pasma długości fali? Myśleliśmy nad możliwością tego, by te długości fali były rejestrowane na

siatkówce w pewnym sensie jako duża liczba fotografii barwnie rozdzielonych. Liczba ich byłaby znacznie większa od trzech, które zdaniem Maxwella są potrzebne do barwnego obserwowania, a tym bardziej większa od dwu, które, jak pokazaliśmy, są zupełnie wystarczające. Układ „liczący“ oka ustala długość fali punktu odwrócenia światła, po czym średniuje on wszystkie „fotografie“ długofalowe oraz wszystkie fotografie krótkofalowe. Oba obrazy uśrednione są porównywane jako rzeczywiste obrazy fotograficzne naszych doświadczeń zgodnie z przyjętym układem współrzędnych.



Rys. 13. Długości fali i barwa są niezależne od siebie z wyjątkiem powiązania fal krótkich z długimi. Na rysunku jest pokazana rola, jaką mogą odgrywać rozmaite długości fali. Te spośród nich, które się znajdują w przedziale a mogą być zastosowane jedynie jako „sygnał“ krótkofalowy, te zaś, które należą do obszaru b mogą być zarówno „sygnałem“ krótkofalowym jak długofalowym, natomiast obszar c zawiera długości fali, które mogą stanowić jedynie długofalowy „sygnał“. Jeżeli długości fali z obszaru b_1 są zastosowane jako „sygnał“ krótkofalowy i kombinują z większymi długościami fali, uzyskamy na obrazie pełną gamę barw. Jeżeli natomiast są one używane jako „sygnał“ długofalowy, to mogą wytworzyć jedynie ograniczoną różnorodność barw. Długości fali należące do obszaru b_2 dają pełną gamę barw obrazu, niezależnie od tego, czy są użyte jako „sygnał“ długofalowy, czy też jako „sygnał“ krótkofalowy. Gdy oświetlenie obu diapozytywów jest uzyskane przy pomocy światła o długościach fali od 405—520 milimikronów, zachodzi „odwrócenie fal krótkich“ (patrz rys. 9)

W końcu chciałbym zauważyć, że jakkolwiek w naszych doświadczeniach mieliśmy do czynienia z dwiema fotografiami, a wprowadzony przez nas układ współrzędnych jest dwuwymiarowy, nie opisywaliśmy tutaj dwukolorowej teorii widzenia barwnego. Gdy używamy pasma widmowego do oświetlenia jednego bądź obu diapozytywów, otrzymujemy światło rozmaitych długości fali, pochodzące od każdego punktu ekranu. I gdyby obowiązywała w tym przypadku klasyczna teoria trzech barw podstawowych, musiałaby ona wyznaczyć barwę każdego z tych punktów. Stwierdziliśmy jednak, że w tym przypadku ona kompletnie zawodzi. Jednakowoż w naszych doświadczeniach mieliśmy do czynienia z dwoma

pakietami informacji. Wykazaliśmy, że oko może czynić z tymi dwoma pakietami niemal wszystko, co jest potrzebne. Stąd też znaczenie dodania trzeciego pakietu nie jest jasne. W celu wyjaśnienia tego problemu konstruujemy obecnie monochromator trójobrazowy do oświetlenia diapozytywów.

Trzeci obraz może dostarczać dodatkowych informacji o poziomie oświetlenia obiektu, bądź też wnosić pewne pozytywne oddziaływania z bodźcami wrażenia barwnego dwu pozostałych obrazów. Jednakże w skali wrażeń świetlnych nie ma luki, która musiałaby być zapełniona za pomocą trzeciego obrazu. W danym konkretnym obrazie dowolna kombinacja dwu wzbudzeń nie wywoła wrażenia intensywnego koloru niebieskiego lub delikatnej barwy żółto-zielonej, lecz jest ona więcej niż wystarczająca do normalnej działalności życiowej żywych organizmów. Niemniej należy przypuszczać, że bogactwo wielu barw wzrośnie przy wprowadzeniu trzeciego pasma wzbudzającego. Czegokolwiek dowiedzielibyśmy się przez dodanie trzeciego obrazu, proces widzenia pozostanie jednym z najdziwniejszych z ewolucyjnego punktu widzenia. Z jakiego powodu układ, który może pracować tak dobrze z dwoma pakietami informacyjnymi, jest rozwijany do jeszcze lepszej pracy z trzema? I kto wie, czy układ ten nie będzie jeszcze lepiej pracować z czterema, pięcioma lub większą liczbą pakietów?

Co robi samo oko w codziennym świetle pełnego widma? Czy jest ono zdolne jedynie do wykonania dwu uśrednień? Czy też oko lepiej wykorzystuje nowo przez nas odkrytą właściwość ostrego rozróżniania obrazów o bardzo bliskich długościach fali? Być może, że oko tworzy wiele uśrednień zamiast dwu czy też trzech.

Nawet jeżeli oko wykorzystuje więcej niż dwa kanały informacyjne, jasne jest, że ogromny przeskok stanowi przejście od jednego kanału informacyjnego do dwóch. W tym oczywiście objawia się w pełni potęga naszych oczu. I jakiegokolwiek dodawalibyśmy jeszcze kanały, podstawowa koncepcja pozostanie ta sama. Barwa obrazu naturalnego zależy od przypadkowej „gry“ bardziej długofalowych i krótkofalowych fal świetlnych w całym polu widzenia.

**Donald A. Glaser i Willard F. Libby
laureatami Nagrody Nobla za rok 1960**

W dniu 3. XI. 1960 Szwedzka Akademia Nauk przyznała Nagrodę Nobla za rok 1960 w dziedzinie fizyki Donaldowi A. Glaserowi za pomysł komory pęcherzykowej, służącej do rejestracji torów cząstek naładowanych. Cząstki te, przechodząc przez ciecz przegrzaną, wytwarzają na swej drodze jony, których obecność stwarza warunki do zapoczątkowania wrzenia cieczy. Smuga pęcherzyków pary uwidacznia tor cząstki. Zaletą komory pęcherzykowej w porównaniu z komorą Wilsona jest duża zdolność hamowania cząstek w środowisku ciekłym oraz szybkość regeneracji komory. Donald A. Glaser jest obecnie profesorem Uniwersytetu Kalifornijskiego.

Nagroda Nobla w dziedzinie chemii za rok 1960 przypadła w udziale również Amerykaninowi, Willardowi F. Libby za wynalezienie metody określenia wieku przedmiotów pochodzenia organicznego na drodze pomiaru zawartości promieniotwórczego izotopu węgla ^{14}C . W. F. Libby był członkiem Amerykańskiej Komisji Energii Atomowej w latach 1954—1959. Zrezygnował jednak z tego stanowiska, chcąc poświęcić się wyłącznie pracy naukowej. Willard F. Libby jest obecnie profesorem Uniwersytetu Kalifornijskiego.

Rabi nagrodzony medalem Barnarda

Medal Barnarda nadawany corocznie przez Uniwersytet Columbia przypadł w udziale w bieżącym roku I. I. Rabiemu, profesorowi tej uczelni. Medal ten, ustanowiony przez F. A. P. Barnarda, prezydenta Uniwersytetu Columbia w latach osiemdziesiątych ub. stulecia, przyznawany jest za wybitne osiągnięcia w fizyce lub astronomii. Prof. Rabi otrzymał to wyróżnienie za zastosowanie spektroskopii mikrofalowej do ba-

dania układów atomowych i subatomowych. Poprzednimi laureatami medalu Barnarda byli m. in. A. Einstein, N. Bohr, E. Fermi, F. Jolliot, Irena Jolliot-Curie.

Zmarł Abram F. Joffe (1880—1960)

14 października 1960 r. zmarł w wieku 80 lat wybitny fizyk radziecki, członek Akademii Nauk ZSRR Abram Fiodorowicz Joffe. Urodził się w 1880 r. na Ukrainie, studiował na politechnice petersburskiej i po ukończeniu jej w 1902 r. rozpoczął swą karierę naukową w laboratorium Roentgena w Monachium. Po powrocie do Rosji w 1906 r. obejmuje pracę na politechnice w Petersburgu jako laborant, lecz już w siedem lat później otrzymuje profesurę na tej uczelni. W 1920 r. Akademia Nauk ZSRR powołuje go w poczet swoich członków. Działalność Joffego rozwija się w dwóch kierunkach. W dziedzinie pracy badawczej nad dielektrykami i półprzewodnikami uzyskuje poważne wyniki, które wyrażają się cyfrą 150 prac oryginalnych, nie licząc opracowań o charakterze monograficznym i podręcznikowym. Ponadto, i to jest zapewne istotniejsze, pracuje z ogromną energią i rozmachem nad zorganizowaniem sieci fizycznych ośrodków naukowych w Rosji w latach porewolucyjnych i nad kształceniem młodych kadr naukowych. Obliczono, że przy bezpośrednim udziale Joffego i pod jego kierownictwem powstało w ZSRR 16 instytucji naukowych. Szesnastym z kolei i jednym z najpoważniejszych instytutów zorganizowanych przez niego jest leningradzki Instytut Półprzewodników Akademii Nauk ZSRR, powołany do działalności w 1954 r. Ze szkoły Joffego wyszła cała plejada doskonałych fizyków, a wśród nich Kapica, Kurczatow, Landau, Alichanow, Alichanian, Wuł, Frenkel i wielu innych.

Nie bez przyczyny uważa się więc Joffego za jednego z głównych organizatorów nowoczesnej fizyki w ZSRR. A. F. Joffe był członkiem wielu zagranicznych towarzystw naukowych i akademii nauk. Wielokrotnie nadawano mu tytuł *doctora honoris causa* (uniwersytet kalifornijski, monachijski, Sorbona, politechnika w Grazu). Od r. 1957 był on jednym z wiceprezesów Międzynarodowej Unii Fizyki Czystej i Stosowanej.

Zmarły uczestniczył również w życiu politycznym i państwowym ZSRR.

Zmarł Wander J. de Haas (1878—1960)

W kwietniu roku 1960 zmarł wybitny fizyk holenderski W. J. de Haas, znany ze swych badań nad zjawiskami magnetycznymi. Urodzony w roku 1878 w miejscowości Lisse, w Holandii, w czasie studiów uniwersyteckich i w początkach swej kariery naukowej de Haas był uczniem Lorentza i Kamerlingha Onnesa. Po uzyskaniu doktoratu w 1911 r. udaje się do Berlina i tam zostaje zaangażowany do pracy naukowej w Instytucie Dubois. W Berlinie nawiązuje współpracę z A. Einsteinem, w wyniku której zostaje odkryte zjawisko ogólnie znane pod nazwą efektu Einsteina-de Haasa. Eksperyment, który doprowadził do tego odkrycia, miał na celu wykazanie istnienia amperowskich prądów molekularnych w substancjach ferromagnetycznych.

W początkach pierwszej wojny światowej W. J. de Haas powraca do Holandii. Zostaje mianowany profesorem politechniki w Delft, następnie uniwersytetu w Groningen, a w roku 1924 profesorem uniwersytetu w Lejdzie. Wspólnie z W. H. Keesomem kieruje słynnym Kriogenicznym Laboratorium Kamerlingha Onnesa. Z tego okresu pochodzi wiele prac de Haasa w dziedzinie teorii budowy metali, przewodnictwa cieplnego, nadprzewodnictwa i magnetyzmu. Za swoje wybitne osiągnięcia naukowe W. J. de Haas został odznaczony francuską Legią Honorową i licznymi medalami. W okresie między pierwszą a drugą wojną światową był czołową postacią w fizyce holenderskiej.

W latach 1948—1951 de Haas był prezydentem Institut International du Froid, a od

roku 1951 honorowym prezydentem tego instytutu.

Energetyka jądrowa czy konwencjonalna?

Międzynarodowa Agencja Energii Atomowej opublikowała wyniki dyskusji nad aktualnymi kosztami inwestycyjnymi siłowni jądrowych. Dyskusja, w której uczestniczyli przedstawiciele instytucji kontrolujących rozwój energetyki jądrowej w różnych krajach, odbyła się w siedzibie MAEA w Wiedniu we wrześniu 1960 r. Rozwój energetyki jądrowej w Anglii i Francji opiera się głównie o reaktory grafitowe. Koszt budowy elektrowni jądrowej o mocy kilkuset megawatów wynosi obecnie we Francji około 300 dolarów na 1 kilowat. Eksploatacja takiego obiektu staje się opłacalna, jeżeli z każdej tony materiału rozszczepialnego uzyska się energię rzędu 3000—3500 megawatodni. Dyrektor Działu Studiów Reaktorowych w Saclay, dr Horowitz oświadczył, że tak wysoka wydajność będzie prawdopodobnie osiągnięta we francuskich elektrowniach jądrowych. Cena energii wytwarzanej w brytyjskich elektrowniach jądrowych będzie jeszcze w ciągu najbliższego okresu wyższa od ceny energii produkowanej przez nowoczesne siłownie korzystające z paliw konwencjonalnych, jednak różnica cen nie przekroczy 10%. Zanim jednak zostanie zakończona budowa dużych brytyjskich elektrowni jądrowych, ceny te ulegną prawdopodobnie zrównaniu. Koszty produkcji energii w elektrowniach jądrowych małej mocy są nadal znacznie wyższe w porównaniu z typem konwencjonalnym.

Perspektywy rozwojowe energetyki jądrowej w Stanach Zjednoczonych przedstawił dr W. H. Zinn, były dyrektor Argonne National Laboratory. Duży stopień rozwoju energetyki konwencjonalnej oraz niski koszt węgla i ropy naftowej w Stanach Zjednoczonych sprawiają, że elektrownie jądrowe są tam zupełnie nieopłacalne. Koszty inwestycji w wypadku elektrowni jądrowej o mocy 300 MW wynoszą 200—230 dolarów za kilowat i są o 25—30 procent wyższe od analogicznych kosztów w wypadku

elektrowni konwencjonalnej. Dr Zinn oświadczył, że budowa opłacalnych, dużych siłowni jądrowych będzie możliwa w Stanach Zjednoczonych najwcześniej w 1967 r. Amerykańska energetyka jądrowa oprze się na reaktorach z moderatorem wodnym. Uczestnicy dyskusji podkreślili konieczność ekonomiczniejszego wykorzystania materiałów rozszczepialnych, w szczególności usprawnienia cyklu paliwowego, który obecnie jest za mało wydajny i powoduje wysokie koszty eksploatacji. Według opinii dr Zinna graniczny współczynnik „wypalenia“ uranu naturalnego zawiera się w granicach 40—50 tysięcy megawatodni na tonę dwutlenku uranu.

Konferencja reaktorowa w Rossendorf

W Rossendorf koło Drezna odbyła się w dniach 13—18 czerwca 1960 r. konferencja reaktorowa krajów socjalistycznych poświęcona zagadnieniu zastosowania doświadczalnych reaktorów jądrowych do prac badawczych i technicznych. Jak wiadomo, w 7 krajach socjalistycznych zainstalowano już doświadczalne reaktory jądrowe, a w dwóch pozostałych (Bułgaria i Korea) są w budowie reaktory lekkowodne, wzbogacone. Reaktory typu *WWR-S* (lekkowodne, wzbogacone) posiadają: Polska, Czechosłowacja, NRD, Rumunia i Węgry, natomiast reaktory typu *TWR-S* ciężkowodne znajdują się w Jugosławii i w Chinach. W konferencji wzięło udział ponad 150 uczestników z dziesięciu krajów. Obrady toczyły się w 5 sekcjach i obejmowały szeroki krąg zagadnień fizyki jądrowej, fizyki ciała stałego, badań materiałowych, produkcji izotopów, teorii i techniki reaktorów. Delegacja polska przedstawiła 30 prac badawczych wykonanych przy reaktorze w IBJ w Świerku.

Nowe międzynarodowe czasopismo fizyczne

Ukazał się pierwszy numer kwartalnika „Nuclear Fusion“, wydawanego w Wiedniu przez Międzynarodową Agencję Energii Atomowej. W czasopiśmie tym będą publikowane prace oryginalne i artykuły o charakterze przeglądowym, dotyczące fizyki

plazmy i kontrolowanej syntezy termojądrowej. W skład kolegium redakcyjnego wchodzi 16 specjalistów z tej dziedziny, wśród nich dr L. Spitzer Jr., dr P. C. Thonemann, dr J. L. Tuck. Artykuły drukowane są w jednym z czterech języków: angielskim, francuskim, rosyjskim lub hiszpańskim. Na końcu numeru znajdują się streszczenia każdego artykułu w 4 językach.

Kwartalnik ma piękny układ graficzny i bardzo staranną formę zewnętrzną.

Konferencja ZIBJ w Dubnej

W Zjednoczonym Instytucie Badań Jądrowych w Dubnej pod Moskwą odbyła się w ostatnich dniach listopada kolejna sesja komitetu przedstawicieli 12 państw — członków ZIBJ. Referat sprawozdawczy, w którym podsumowano rezultaty działalności Instytutu w przeciągu 4 lat jego istnienia, wygłosił członek-korespondent AN ZSRR D. Błochincew. W protokole sesji przedstawiciele państw członkowskich wyrazili aprobatę dla pracy dyrekcji Instytutu w roku 1960 i zatwierdzili budżet na rok przyszły. W czasie sesji dokonano wyboru nowych wicedyrektorów Instytutu na okres kolejnych dwóch lat. W miejsce ustępujących wicedyrektorów: prof. Wang Kang-czanga (Chiny) i prof. E. Dżakowa (Bułgaria) wybrani zostali prof. Heinz Barwich (NRD) i prof. Tudor Tanasescu (Rumunia).

Konferencja międzynarodowa na temat nauczania fizyki

Zorganizowana przez UNESCO międzynarodowa konferencja na temat nauczania fizyki zgromadziła 140 fizyków-dydaktyków z 29 krajów. Celem konferencji było zbadanie programów nauczania fizyki obowiązujących w różnych krajach oraz opracowanie praktycznych środków zmierzających do udoskonalenia i rozszerzenia nauczania tego przedmiotu. W czasie konferencji czynna była w siedzibie UNESCO wystawa pomocy naukowych do nauczania fizyki, obejmująca wszystkie etapy nauczania — od podstawowego po uniwersytecki.

Ghana członkiem MAEA

We wrześniu 1960 r. Ghana została przyjęta w poczet członków MAEA. W skład Międzynarodowej Agencji Energii Atomowej wchodzi obecnie 72 państw członkowskich.

Współpraca CERNu z zagranicznymi ośrodkami badawczymi

Ostatnio CERN zawarł dwie umowy z zagranicznymi ośrodkami badawczymi w sprawie współpracy naukowej i wymiany pracowników. Pierwsza z umów została zawarta z radzieckim ośrodkiem badań cząstek wysokiej energii w Dubnej pod Moskwą i dotyczy wzajemnej wymiany naukowców. W pierwszej wymianie weźmie udział po trzech fizyków z każdej strony. Druga umowa zobowiązuje CERN i Politechnikę w Zurychu (ETH) do wspólnej budowy 150 centymetrowej komory Wilsona. Prace doświadczalne z tą komorą mają się rozpocząć z końcem 1960 roku.

Zagraniczne laboratoria badawcze RCA

Znany koncern amerykański Radio Corporation of America zamierza otworzyć drugie laboratorium badawcze znajdujące się poza granicami Stanów Zjednoczonych. Laboratorium ma być zlokalizowane w Tokio i jego celem będą prace podstawowe z dziedziny fizyki ciała stałego. Personel naukowy laboratorium będzie rekrutował się z Japończyków, lecz kierownictwo pozostanie w rękach fizyków amerykańskich. Pierwsze zagraniczne laboratorium RCA zorganizowane na podobnych zasadach zostało założone 5 lat temu w Zurychu.

Seminarium z fizyki plazmy dla dziennikarzy

Amerykański Instytut Fizyki zorganizował w Nowym Jorku seminarium dla dziennikarzy i publicystów, piszących dla prasy popularnej artykuły o tematyce naukowej. Tematem seminarium były podstawowe zagadnienia fizyki plazmy. Dla uczestników seminarium opracowano specjalny słownik terminów używanych w tej dziedzinie fizyki.

Inicjatywa AIP spotkała się z entuzjastycznym przyjęciem ze strony dziennikarzy. Należy przypuszczać, że największa korzyść z seminarium przypadnie w udziale przede wszystkim czytelnikom prasy codziennej.

30 GeV z synchrotronu w Brookhaven

Pierwszy próbnny rozruch olbrzymiego synchrotronu z silnym ogniskowaniem (alternating gradient), zbudowanego w Brookhaven National Laboratory, zakończył się pomyślnie z końcem lipca 1960 r., kiedy to otrzymano wiązkę protonów energii 30 GeV. 170-osobowy zespół pracujący nad tym urządzeniem pracuje obecnie nad zwiększeniem strumienia protonów i wyprowadzeniem go na zewnątrz komory próżniowej. Spodziewana jest intensywność strumienia 10^{10} protonów w impulsie. Do obserwacji zjawisk zachodzących przy tak dużych energiach będzie użyta m. in. 80-calowa (!) wodorowa komora pęcherzykowa będąca obecnie w budowie w laboratoriach w Brookhaven.

Przyspieszenie protonów odbywa się w tym synchrotronie w 3 fazach. Protony przyspieszone przez akcelerator typu Cockrofta-Waltona do energii 750 keV wprowadza się do akceleratora liniowego, który dostarcza protonów o energii 50 MeV. Z akceleratora liniowego protony zostają wprowadzone na orbitę synchrotronu i tutaj uzyskują energię 30 GeV. Przy okazji warto przypomnieć historię przekroczenia bariery energii 1 GeV. Po raz pierwszy udało się to w roku 1952 za pomocą kosmotronu w Brookhaven, a w rok później osiągnięto taką samą energię przy użyciu synchrotronu w Birmingham. W 1954 roku Bevatron w Berkeley dostarczył protonów o energii 6 GeV. Protony o energii 10 GeV uzyskano z synchrotronu w Dubnej pod Moskwą (magnes tego ostatniego akceleratora waży 36 000 ton!). Synchrotron CERN-u dostarczył w 1959 r. protonów o energii 24 GeV.

Ostatnie słowo w tym wyścigu należy obecnie do synchrotronu w Brookhaven. Dzięki zasadzie silnego ogniskowania odkrytej przez Christofilosa, a opracowanej szczególnie przez Couranta, Livingstone'a i Snydera łączna masa magnesów

została zredukowana do 4000 ton przy średnicy orbity 257 m. Budowa synchrotronu trwała 5 lat, nie licząc okresu projektowania i kosztowała ok. 31 milionów dolarów.

Laboratorium magnetyczne w MIT

Koszt 9,5 milionów dolarów powstanie w Massachusetts Institute of Technology laboratorium magnetyczne przeznaczone do badań podstawowych w dziedzinie fizyki ciała stałego, fizyki niskich temperatur i fizyki plazmy. W skład wyposażenia laboratorium wchodzić będzie m. in. aparatura wytwarzająca stale w czasie pole magnetyczne o natężeniu 250 000 oerstedów. Laboratorium będzie zasilane przez specjalnie do tego celu zbudowaną elektrownię o mocy 8 megawatów. Przy impulsowym poborze energii elektrycznej moc elektrowni osiągnie liczbę 32 megawaty. Na czele zespołu projektującego to laboratorium stanie F. Bitter. Budowa rozpocznie się w połowie 1961 roku i będzie zakończona w 1964 roku.

Spektrometr magnetyczny w Stanford

Grupa badawcza R. Hofstadtera, prowadzącego ogólnie znane prace nad rozpraszaniem szybkich elektronów na jądrach atomowych, otrzymała nowe cenne narzędzie. Jest nim gigantyczny spektrometr magnetyczny zainstalowany w Laboratorium Fizyki Wysokich Energii Uniwersytetu Stanford.

Elektromagnes spektrometru o wadze 150 ton jest ustawiony na ruchomej platformie, umożliwiającej badanie widma energii elektronów rozproszonych przez tarczę pod dowolnym kątem. Elektromagnes pobiera moc 1 megawata. Spektrometr będzie zainstalowany przy akceleratorze liniowym Mark III, przyspieszającym elektrony do energii 1 GeV.

Udoskonalenie separatora izotopów

W zachodnioniemieckiej firmie „Degussa“ skonstruowano udoskonalony separator izotopów uranu typu wirówkowego. Ze względu na dużą wydajność tego separatora w porównaniu z kalutronami i aparatami dyfuzyjnymi, rozdzielanie izotopów uranu stało się bardziej ekonomiczne i nie wymaga kosztownych w eksploatacji środków technicznych. Fakt ten, pociągający za sobą poważne konsekwencje polityczne, uzyskał duży rozgłos w prasie światowej.

Nagroda za popularyzację fizyki

Z okazji jubileuszu 15-lecia miesięcznika popularnonaukowego „Problemy“ redakcja tego pisma ufundowała doroczne nagrody za popularyzację nauk matematyczno-przyrodniczych. Nagrodę za popularyzację fizyki otrzymał w roku 1960 prof. Leopold Infeld.

Komunikat Zarządu Głównego PTF

Zarząd Główny Polskiego Towarzystwa Fizycznego zawiadamia, że Walne Zebranie Oddziału Toruńskiego Polskiego Towarzystwa Fizycznego w dniu 27. X. 1960 r. wybrało nowe władze Oddziału:

Zarząd Oddziału:

Przewodniczący: dr Stanisław Łęgowski
wiceprzewodniczący: dr Jan Fiutak
sekretarz: mgr Stanisław Trawiński
skarbnik: mgr Henryk Łożykowski
członek zarządu: mgr Mieczysław Czajkowski
Komisja Rewizyjna: mgr Józef Heldt, mgr Lutosław Wolniewicz.
Popularyzatorem wybrano mgr Hannę Męczyńską.

Zmianie uległ również skład Zarządu Oddziału Gdańskiego.

Przewodniczący: prof. dr Ignacy Adameczewski,
wiceprzewodniczący: mgr Henryk Zabul
wiceprzewodniczący: mgr Stefania Stipal
sekretarz I: mgr Mieczysław Chybiński
sekretarz II: mgr Krystyn Kozłowski
skarbnik: mgr Władysław Kolka
członkowie zarządu: mgr Jerzy Dera
mgr Andrzej Januszajtis
mgr Helena Moskalowa
prof. dr M. Wojtowicz

POLSKIE TOWARZYSTWO FIZYCZNE

ZARZĄD

Przewodniczący
Prof. dr ALEKSANDER JABŁOŃSKI

czł. koresp. PAN

Wiceprzewodniczący
Prof. dr J. ROLIŃSKI
Doc. dr T. SKALIŃSKI

Sekretarz
Dr D. FRĄCKOWIAK

Skarbnik
Doc. dr M. MAJEWSKA

PRZEWODNICZĄCY ODDZIAŁÓW TOWARZYSTWA

Gdańsk - Prof. dr IGNACY ADAMCZEWSKI
Gliwice - Prof. mgr IRENA POŚTEPSKA
Kraków - Doc. dr ANDRZEJ HRYNKIEWICZ
Lublin - Doc. dr WŁODZIMIERZ ŻUK
Łódź - Prof. dr FELIKS WIŚNIEWSKI
Poznań - Prof. dr FELIKS KARAŚKIEWICZ
Szczecin - Doc. dr JÓZEF KONARSKI
Toruń - Dr STANISŁAW ŁĘGOWSKI
Warszawa - Prof. dr WITOLD ŁANIECKI
Wrocław - Prof. dr JÓZEF MAZUR

ADRES ZARZĄDU: WARSZAWA, ul. HOŻA 69

TREŚĆ

N. Perfiłow, O. Łożkin, W. Szamow — Procesy fragmentacji przy oddziaływaniu cząstek wysokiej energii z jądrami (tłum. J. Siemińska)	115
L. N. Cooper — Teoria nadprzewodnictwa (tłum. B. Olszewski i K. Wojciechowski)	155
M. Gaj — Redukcja kontrastu w układach optycznych	173
D. Kunisz — Metody doświadczalnego wyznaczania mocy oscylatora linii widmowych.	197
E. H. Land — Doświadczenia na temat widzenia barwnego	227
KRONIKA	249

Warunki prenumeraty czasopisma

„POSTĘPY FIZYKI” — dwumiesięcznik

Cena w prenumeracie zł 90.— rocznie, zł 45.— półrocznie

Zamówienia i wpłaty przyjmują:

1. Przedsiębiorstwo Upowszechnienia Prasy i Książki „Ruch”, Kraków, ul. Worcella 6, konto PKO nr 4-6-777.
2. Urzędy pocztowe i listonosze.
3. Księgarnie „Domu Książki”.

Prenumerata ze zleceniem wysyłki za granicę 40% drożej. Zamówienia dla zagranicy przyjmuje Przedsiębiorstwo Kolportażu Wydawnictw Zagranicznych „Ruch”, Warszawa, ul. Wilcza 46, konto PKO nr 1-6-100.024.

Bieżące numery można nabyć lub zamówić w księgarniach „Domu Książki” oraz w Ośrodku Rozpowszechniania Wydawnictw Naukowych Polskiej Akademii Nauk — Wzorcownia Wydawnictw Naukowych PAN — Ossolineum — PWN, Warszawa, Pałac Kultury i Nauki (wysoki parter).

Tylko prenumerata zapewnia regularne otrzymywanie czasopisma.