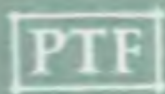


POSTĘPY FIZYKI

DWUMIESIĘCZNIK
POŚWIĘCONY UPOWSZECHNIANIU
WIEDZY FIZYCZNEJ



TOM XI

ZESZYT 4

1960

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. 566-37

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 XI, ZESZYT 4

PAŃSTWOWE WYDAWNICTWO NAUKOWE
1960

PAŃSTWOWE WYDAWNICTWO NAUKOWE
Oddział Kraków, ul. Smoleńsk 14

Nakład 1512 + 128 egz.	Rękopis dostarczono 23. VIII. 1960
Ark. wyd. 7.50.—, ark. druk. 7 1/4	Podpisano do druku 2. XII, 1960
Papier druk. sat. 70 g, kl. V	Druk ukończono w grudniu 1960
Zamówienie 490/60	Cena zł 15.— E-20

DRUKARNIA UNIwersytetu Jagiellońskiego, Kraków, Czapskich 4

Józef Mazur

Instytut Fizyki PAN
Wrocław

O pracach Zakładu Niskich Temperatur Instytutu Fizyki PAN we Wrocławiu *

Zakład Niskich Temperatur Instytutu Fizyki Polskiej Akademii Nauk, początkowo Samodzielna Pracownia Niskich Temperatur powstał w r. 1956 i był kierowany przez prof. R. S. Ingardena do stycznia br.

Zakład ten korzystał od chwili powstania do r. 1957 z gościny Zakładu Fizyki Uniwersytetu i Politechniki Wrocławskiej przy Wybrzeżu Wyspiańskiego. Grono pracowników zakładu rekrutowało się głównie z wychowanków tutejszego Uniwersytetu i Politechniki.

Skład osobowy zakładu w chwili obecnej jest następujący:

na pełnych etatach — 18 osób:

- | | |
|---|----------------------------|
| 1. prof. dr J. Mazur — kierownik
zakładu, | |
| 2. prof. dr R. S. Ingarden — kierownik
Pracowni Fizyki Teoretycznej, | |
| 3. doc. dr B. Makiej, | 11. Lucyna Kawaska, |
| 4. mgr Cz. Bazan (adiunkt), | 12. Jan Kasprzak, |
| 5. mgr R. Freud, | 13. Mieczysław Wasilewski, |
| 6. mgr J. Rafałowicz, | 14. Roman Wieczorek, |
| 7. mgr H. Stachowiak, | 15. Eugeniusz Ludwikowski, |
| 8. dr B. Sujak, | 16. Adam Wołowicz, |
| 9. mgr J. Szymaszek, | 17. Aniela Zborowska, |
| 10. mgr T. Zakrzewski, | 18. Andrzej Zborowski; |

na półetacie:

1. mgr inż. Z. Matheisel;
na stypendium krajowym:
1. mgr J. Klamut.

* Referat wygłoszony na uroczystym otwarciu Zakładu Niskich Temperatur Instytutu Fizyki PAN we Wrocławiu, dnia 14 czerwca 1960 r.

Aparatura Zakładu

I. Skraplarka helowa

Skraplarka helowa typu Collinsa, firmy Arthur D. Little, Cambridge, Mass. USA została zmontowana w r. 1958.

Wobec tego, że Stany Zjednoczone nie zezwoliły na wywóz do Polski helu jako materiału strategicznego, hel został sprowadzony dzięki interwencji prof. Kapicy ze Związku Radzieckiego w ilości 20 m³. Obecnie będziemy mogli uzupełniać zapas helu z polskiej wytwórni w Chorzowie.

Ze względu na wysoką cenę oraz trudności otrzymania helu należało przed przystąpieniem do procesu skroplenia zainstalować specjalną aparaturę do odzysku helu. Część aparatury otrzymano ze Stanów Zjednoczonych, reszta wykonana została na miejscu; po zmontowaniu całości i sprawdzeniu współdziałania ze skraplarką można było ukończyć instalację całości. Szczelność poszczególnych części aparatury była kontrolowana przy pomocy przyrządu wypożyczonego przez prof. H. Niewodniczańskiego w Krakowie, za co na tym miejscu składam mu serdeczne podziękowania.

Zainstalowano układ do automatycznego sterowania aparatury, służącej do oczyszczania i odzysku helu. Hel, po oczyszczeniu, jest gromadzony w zbiornikach z zatopionego krążownika niemieckiego „Gneisenau“. Pierwsze próby skroplenia helu uwieńczone zostały powodzeniem w dniu 8 kwietnia br. o godz. 15,15.

Przed pierwszą próbą skroplenia helu aparaturę szczegółowo skontrolował przedstawiciel firmy A. D. Little inż. John Lund, który asystował również podczas pierwszej próby skroplenia helu. Skraplarka helowa wraz z aparaturą do odzysku helu działają bez zarzutu. Kilkakrotnie przeprowadzono próby skroplenia helu oraz dokonano oczyszczenia połowy ogólnej ilości helu, jaką w chwili obecnej zakład dysponuje. By można było w pełni przystąpić do prac badawczych, należy wykonać cały szereg dodatkowych urządzeń: są więc w budowie kriostaty, termometr gazowy, niezbędny do cechowania termometrów oporowych; w skraplarce zainstalowano grzejnik elektryczny do usuwania zablokowania zaworu Joule-Thomsona; niezbędny jest jeszcze wskaźnik skroplonego helu, regulator szybkości odprowadzonego helu itd.

II. Elektromagnes

Obok skraplarki helowej drugim instrumentem badań w naszym zakładzie jest elektromagnes bezrdzeniowy typu Bittera; projektowane dane charakterystyczne magnesu są następujące:

natężenie pola magnetycznego 40 kOe
moc 1500 kW

natężenie prądu 3000 A

średnica przestrzeni robocz. 85 mm

Zaprojektowano i wykonano zasilanie do elektromagnesu:

- a) wyłącznik mocy na 3000 A,
- b) szyny doprowadzające z wyłącznikiem,
- c) przyrządy pomiarowe,
- d) iskiernik przeciwprzebiegowy (1000 V).

Wykonano obieg chłodzący elektromagnes, składający się:

- a) z wyremontowanego zbiornika wody o pojemności 400 m³,
- b) z zainstalowanych dwóch pomp wodnych z wymiennikiem o długości 150 m.

Przeprowadzono próby prac elektromagnesu, uzyskując pole 38 kOe przy natężeniu 2600 A.

Zainstalowano szereg urządzeń pomiarowo-kontrolnych, umożliwiających odczyt i regulację pracy z jednego punktu. Usunięto usterki w płaszczu wodnym i nieszczelność obiegu wody.

Mamy jeszcze pewne trudności, ale sądzę, że wkrótce je pokonamy.

Prace naukowe Zakładu

Prace dostatecznie posunięte, które mogą być prowadzone w ciekłym helu:

1) doc. dr B. Makiej i mgr Freud: *Rozkład indukcji magnetycznej w stanie pośrednim nadprzewodnictwa z prądem elektrycznym*. Technika przygotowania sond bizmutowych do pomiaru pola magnetycznego — opanowana, mechanizm do mikrometrycznego posuwu sondy bizmutowej — gotowy, odpowiedni kriostat w budowie.

2) mgr J. Szymaszek: *Nadprzewodnictwo cienkich warstwek ołowiu, napylnych w temperaturze helowej*. Aparatura pomiarowa na ukończeniu, kriostat wymaga kilku drobnych uzupełnień, niezbędne przyrządy pomiarowe.

3) mgr Cz. Bazan i inż. Z. Matheisel: *Badania stałych anizotropii materiałów ferromagnetycznych w temperaturach helowych*. Do chwili obecnej:

- a) opracowano i wykonano anizometr oporowy, przystosowany do pracy w elektromagnesie bezrdzeniowym o pionowym kierunku pola,
- b) wykonano pomiary momentu skręcającego przy pomocy anizometru oporowego w temperaturze otoczenia,
- c) opracowano i wykonano model nowego oryginalnego anizometru, przystosowanego do pracy w elektromagnesie o dowolnym kierunku pola w dowolnej temperaturze,

d) wykonano pomiary wstępne anizotropii stopu FeSi w temperaturze otoczenia przy użyciu nowego anizometru.

W związku z tą pracą zamierzenia na przyszłość:

- a) należy udoskonalić nowo opracowany oryginalny anizometr napięciowy z uwzględnieniem pracy w temperaturze helu,
- b) wyznaczyć stałe anizotropii stopu FeSi w temperaturze otoczenia w polu magnetycznym do 10 kOe i 25 kOe,
- c) wyznaczyć stałe anizotropii stopu FeSi w temperaturze ciekłego powietrza i helu w polu magnetycznym 25 kOe.

Osobny rozdział stanowią zapoczątkowane przed kilku laty w tym zakładzie badania nad monokryształami nitkowymi (po angielsku *whiskers*). Opanowano metody otrzymywania *whiskersów*:

- a) ciśnieniową (metodą Fischera),
- b) z roztworów wodnych — NaCl,
- c) redukcję haloidków Cu, Ag, Fe,
- d) kondensację przesyconej pary metali w wytworzonym gradiencie temperatur.

Badano warunki i mechanizm wzrostu kryształów. Przygotowano próbki z whiskersów Cu do pomiaru ich własności fizycznych, obecnie montuje się próbki z Ag, Fe.

W projekcie badania:

- a) zależność między dyslokacjami a miejscem wzrostu whiskersów z monokryształów,
- b) dyslokacje whiskersów Si, NaCl badane w podczerwieni,
- c) anizotropia magnetyczna whiskersów ferromagnetycznych,
- d) anizotropia elektryczna whiskersów,
- e) otrzymywanie i badanie własności whiskersów z półprzewodników.

Pracą tą zajmuje się mgr J. Rafałowicz.

Na warsztacie mamy pracę mgr A. Jaśkiewicza *Rozkład widma domen ferroelektryków na dwie gałęzie pod wpływem pola zmiennego*.

Zagadnienie to jest fragmentem bardziej ogólnego problemu struktur domenowych, nadprzewodników, ferromagnetyków i ferroelektryków.

W programie są prace nad własnościami Fe_2O_3 , nad przewodnictwem ciepłym oraz nad ciepłem właściwym w polach magnetycznych metali i niemetalu, badania dielektryków, rozmagnesowania soli paramagnetycznych, zjawisko histerezy w solach, paramagnetyzm pojedynczych kryształów, mikroskopia w ciekłym helu, dyslokacje przy pomocy pomiaru przewodnictwa ciepłego, prace w podczerwieni w związku z wygasaniem szumów i inne.

Pragnąc nawiązać ścisłą współpracę z Zakładem Fizyki Uniwersytetu Wrocławskiego, zamierzamy z prof. Nikliborcem przeprowadzić badania w temperaturach helowych nad połową emisją elektronową, emisją połową jonową, zając się konstrukcją pomp kondensacyjnych. Razem z Zakładem Teorii Jądra Atomowego Instytutu Badań Jądrowych za-

mierzamy przeprowadzić badania nad reakcją rozpadów jąder spolaryzowanych; do tego celu konieczne są temperatury magnetyczne.

Reasumując stwierdzam, że aparatura helowa jest gotowa, metody pracy ustalone, kontakty naukowe z innymi placówkami niskich temperatur nawiązane. Wierzimy głęboko, że niedługo zaczną się ukazywać publikacje naszego zakładu. Oczekujemy również, że pracownicy naukowcy innych zakładów z całego kraju zechcą korzystać z naszych możliwości: chętnie będziemy im służyć radą i pomocą.

Otwierając uroczyście ten zakład w dniu dzisiejszym nawiązujemy do tradycji naszych wielkich poprzedników Wróblewskiego i Olszewskiego.

Jeżeli chodzi o pracę w temperaturach helowych, nie jesteśmy bynajmniej pierwsi wśród Polaków.

Maria Curie-Skłodowska za czasów K. Onnesa prowadziła w Lejdzie prace z zakresu promieniotwórczości, prof. Józef Wierusz Kowalski, pierwszy profesor fizyki odrodzonego Uniwersytetu Warszawskiego i były rektor uniwersytetu we Fryburgu, badał w Lejdzie zjawiska luminescencji w ciekłym helu (był wówczas posłem nadzwyczajnym i ministrem pełnomocnym w Hadze), prof. Mieczysław Wolfke, stosując metodę dudnień drgań elektrycznych o wysokiej częstotliwości, badał zmianę stałej dielektrycznej ciekłego helu w zależności od temperatury; odkrył przy tym dwie różne fazy ciekłego helu. Metoda pomiaru została wypracowana i aparatura przygotowana w Warszawie, w Zakładzie Fizyki Politechniki; dokonał tego inż. Walery Rogólski; z aparatury tej korzystaliśmy do r. 1939 w Warszawie. Na podstawie prac prof. Wolfkego w Lejdzie Ehrenfest wprowadził punkt Λ jako punkt granicznych dwóch ciekłych faz helu. Prócz prof. Wolfkego i autora tego referatu pracowali również w Lejdzie: dr Dobiesław Doborzyński z Krakowa, badając rozszerzalność szkła, prof. Aleksander Krupkowski, przeprowadzając badania nad metalami w ciekłym helu; prof. Henryk Niewodniczański wykonał cały szereg prac w ciekłym helu w Mond Laboratory, Cambridge.

Tu trzeba przypomnieć, że po raz pierwszy w kraju, w czerwcu 1939 r. została zmontowana w Zakładzie Fizyki Politechniki Warszawskiej skraplarka helowa typu Meissnera; hel w butlach nadszedł ze Stanów Zjednoczonych do Gdyni. Podczas wojny zarówno hel jak i skraplarka zostały zrabowane przez okupantów.

Podziękowanie

Kończąc, pragnę podziękować Władzom Instytutu Fizyki PAN za bardzo życzliwe ustosunkowanie się do naszej placówki, kierownikowi Zakładu Fizyki Uniwersytetu Wrocławskiego prof. Janowi Niklibor-

cowi za gotowość okazywania pomocy w najszerszym tego słowa znaczeniu, prof. dyrektorowi Cyryłowi Szulcowi, dyrektorowi inż. Czesławowi Nahorskiemu, dyrektorowi inż. Tadeuszowi Jaworskiemu za życzliwość, z jaką się odnosili do naszych potrzeb.

Kilka słów pro domo sua. Jeśli w stosunkowo krótkim czasie po nadejściu części aparatury do odzysku helu * można było hel skroplić, jeśli doświadczony specjalista firmy amerykańskiej znalazł przygotowania bez zarzutu, nie mała to zasługa mego bezpośredniego zastępcy doc. dra B. Makieja oraz wszystkich bez wyjątku moich współpracowników. Każdy z nich na wyznaczonym posterunku dobrze spełnił swoją powinność.

Sądzę, że największą dla nich nagrodą był fakt, że pierwsi w Polsce byli świadkami skroplenia helu.

* Reszta została wykonana w warsztacie mechanicznym zakładu.

Roman Stanisław Ingarden
Instytut Fizyki PAN
Wrocław

O pracach Pracowni Teoretycznej Zakładu Niskich Temperatur I. F. PAN *

Pracownia Teoretyczna Zakładu Niskich Temperatur istnieje dopiero

od roku, powstała bowiem w czerwcu 1959 r., równocześnie z przekształceniem Samodzielnej Pracowni Niskich Temperatur na Zakład. Poprzedniczką jej była Grupa Teoretyczna w ramach Samodzielnej Pracowni, istniejąca od powstania tej ostatniej, czyli od stycznia 1956 r., początkowo w jednoosobowym składzie (autora tych słów). Dzisiaj Pracownia Teoretyczna liczy trzy osoby, w tym dwóch pracowników etatowych (mgr Stachowiak i autor) oraz jednego stypendystę-doktoranta

(mgr Klamut). Faktycznie jednak Pracownia nasza skupia kolo siebie większą liczbę teoretyków. Dzieje się tak po pierwsze dlatego, że jej kierownik kieruje także kilkoma pracami doktorskimi i magisterskimi w ramach uniwersytetu, których przedmiot wiąże się z tematyką Pracowni (w chwili obecnej dwie prace doktorskie i cztery magisterskie). Po drugie zaś współpracujemy, bardziej lub mniej ściśle, z pracownikami Katedry Fizyki Teoretycznej i Grupy Teoretycznej I. F. PAN kierowanymi przez prof. Rzewuskiego. Jak to dokładniej opiszę za chwili,

współpraca teoretyków wrocławskich jest na tyle bliska i wzajemnie przepalająca się, że bardzo trudno jest tu przeprowadzić jakąś określoną „granice wpływów” i policzycь dokładnie, ile osób współpracuje z naszą Pracownią (jedną ze znaków zewnętrznych tej współpracy: wszystkie seminaria w dziedzinie dwóch lub trzech tygodniowo prowadzimy wspólnie). Tworzymy, chyba nawet w jeszcze silniejszym stopniu niż znanymi z tego matematycy wrocławscy, jedną rodzinę naukową — wrocławski ośrodek fizyki teoretycznej, którego jednym z elementów, lub może biegunów, jest nasza Pracownia.

Słowo „biegun” nasunęło mi się w samą porę, gdyż wydaje się dobrze pasować do sytuacji. Z teoretycznego punktu widzenia tematykę prac fizycznych wygodnie jest klasyfikować, że się tak wyrażę, w dwubiegun-

* Przemówienie wygłoszone na uroczystości otwarcia Zakładu w dniu 14 czerwca 1960 r.

nowym układzie współrzędnych. Przeciwstawne bieguny takiego „eliptycznego“ układu można wybierać na różne sposoby. Na jednym biegunie można sobie pomyśleć np. zagadnienie jednego ciała, a na przeciwnym zagadnienie wielu ciał. Albo: przeciwstawić teorię dynamiczną teorii statystycznej, mikroskopową makroskopowej itp. Najczęściej przeciwstawia się u nas teorię pola, jako współczesną teorię zjawisk elementarnych, teorii ciała stałego i cieczy jako teorii zjawisk bardzo złożonych. Klasyfikacje te krzyżują się wzajemnie, pod większymi lub mniejszymi kątami. Łatwo jednak zauważyć, że jeśli pierwsze z wymienionych przeciwieństw nazwać dla wygody wystowienia np. „biegunami białymi“, a drugie „biegunami czarnymi“, to bieguny białe nie mieszają się z czarnymi, a raczej grupują się oddzielnie. Jeśli więc całe „universum“ zagadnień fizyki wyobrazić sobie jako odwzorowane na powierzchni kuli, to otrzymalibyśmy jej podział na „półkulę białą“ i „czarną“. Mając taki obraz przed oczyma i rysując nań topografię wrocławskiej fizyki teoretycznej, musielibyśmy umieścić naszą Pracownię na „biegunie ciemności“, podczas gdy na biegunie przeciwnym, najczystszej bieli, znalazłaby się grupa kwantowej teorii pola prof. Rzewuskiego.

Mimo woli nasuwa się asocjacja: światło — to blask pierwszych zasad fizyki, najjaśniej widoczny w kwantowej teorii pola. My, mieszkańcy ciemności, możemy się pocieszyć, że pierwsze zasady fizyki to tylko księżyc świecący odbitym światłem, i że faktycznie właśnie my jesteśmy bliżsi rzeczywistego ognia przyrody, infernum teoretyków a raju doświadczalników, ognia niewidocznego jednak bezpośrednio dla śmiertelnych. Jeśli więc chcemy zobaczyć światło, musimy kierować oczy ku księżycowi, jak mieszkańcy platońskiej jaskini oglądający cienie na ścianie.

Związek naszej Pracowni z grupą teorii pola jest jednakże znacznie bardziej ścisły niż wynikałoby z powyższej alegorii. Współpraca nasza bowiem nie jest wcale przypadkowa, lecz była rozmyślnie planowana jeszcze wtedy, gdy dziewięć lat temu starałem się o przyjazd prof. Rzewuskiego do Wrocławia. Chodzi mianowicie w tym przypadku nie o wspólność przedmiotu badań, lecz o wspólność metod. Metody fizyki teoretycznej można także klasyfikować metodą biegunową i rzutować je na powierzchnię kuli. Ponieważ współczesna fizyka teoretyczna to przede wszystkim fizyka kwantowa, najważniejsze praktycznie jest chyba przeciwieństwo między tzw. metodami jednocząstkowymi a metodami wielocząstkowymi, blisko spokrewnione (choć nie identyczne) z przeciwieństwem metod pierwszego i drugiego kwantowania. Aby wyraźnie zrozumieć różnicę, jaka istnieje tu między przedmiotem a metodą badań, trzeba sobie uświadomić, że np. można badać zagadnienie jednego ciała metodą wielocząstkową, a zagadnienie wielu ciał metodą jednocząstkową (oraz na odwrót). Pierwszy przypadek mamy np. gdy badamy atom

wodoru metodą Bethego-Salpetera, gdzie uwzględnia się oddziaływania z nieskończoną ilością cząstek wirtualnych tworzących tzw. morze Diraca. Inny przykład to rozkład ruchu jednej cząstki na „wzbudzenia elementarne“, które traktujemy jako „quasi-cząstki“. Drugi przeciwny przypadek zrealizowany jest np. w pasmowej teorii metali i półprzewodników (a więc w zagadnieniu wielu ciał), gdzie rozważa się ruch tylko jednego elektronu, ale w tzw. „samouzgodnionym“ (self-consistent) polu wszystkich innych elektronów oraz jonów sieci krystalicznej. Może jeszcze bardziej paradoksalnie dla niefachowca brzmieć, że można na różne sposoby stosować metodę wielocząstkową do zagadnienia wielu ciał. Innymi słowy można jakby zamieniać dany układ cząstek na inny układ innych cząstek, przy czym nawet ilość cząstek może się zmienić (w tym przypadku jednak pojawiają się pewne ograniczenia ruchu w układzie o większej liczbie cząstek niż pierwotna). Przypomina to jakby zamianę pieniędzy na inną walutę. Metoda ta jest w fizyce właściwie bardzo stara, pochodzi bowiem od Lagrange’a jako metoda zmiennych uogólnionych mechaniki klasycznej. W mechanice kwantowej nabrała jednak jakby nowych barw i ogromnej skali zastosowań. Jej związek z metodą drugiej kwantyzacji polega na tym, że przeważnie quasi-cząstki, jakie się rozważa, mają charakter podobny do fotonów, to znaczy, że nie dadzą się zlokalizować przestrzennie, a wtedy metoda drugiej kwantyzacji jest znacznie wygodniejsza technicznie od pierwszej. Ogólnie biorąc postępowanie teoretyka polega na tym, aby dany układ fizyczny rozłożyć jakby na takie quasi-cząstki, między którymi zachodzą możliwie słabe oddziaływania, wtedy bowiem rachunek zaburzeń daje najlepsze rezultaty. Chodzi oczywiście o rachunek zaburzeń teorii pola posługujący się dziś piękną techniką tzw. grafów Feynmana. W ten sposób naszkicowałem drogę, po której grafy feynmanowskie wkroczyły do teorii ciała stałego, do teorii ferromagnetyzmu i do fizyki niskich temperatur (np. do teorii nadprzewodnictwa). Fizyka niskich temperatur jest specjalnie predysponowana do użycia metod wielocząstkowych czyli metod teorii pola, przed np. teorią metali i półprzewodników w temperaturach pokojowych i wyższych. Chodzi o to, że im niższa temperatura, tym mniejsza jest gęstość wzbudzeń elementarnych czyli quasi-cząstek, a więc tym mniejszą rolę odgrywa oddziaływanie między nimi. Ze wzrostem temperatury natomiast metoda komplikuje się stopniowo coraz bardziej, aż wreszcie nie daje już żadnego pożytku wobec metody wprost (tzn. takiej, przy której „cząstka“ = „quasi-cząstce“). Wtedy lepsze rezultaty daje na ogół przybliżenie jednocząstkowe z polem samouzgodnionym. Oto przyczyna, dla czego niskotemperaturowi „murzyni“ powinni i mogą współpracować z teoretykami „białymi“, mimo wszystkich różnic „rasowych“ wynikających z różnicy przedmiotu badań i może gustów estetycznych i filozoficznych.

Jak pierwszy wykazał Bloch, nawet zagadnienia statystyczne (np. obliczanie sumy stanów) dadzą się przetłumaczyć na zagadnienia teorii pola (jeśli odwrotność temperatury zamienić formalnie na czas pomnożony przez jednostkę urojoną), tak że metodyczne i formalne związki są niezwykle głębokie. Ostatnio wielkie perspektywy otwierają się dla fizyki niskich temperatur z zastosowania teoriopolewego formalizmu funkcji Greena (tzw. temperaturowe funkcje Greena). Współpraca obu dziedzin jest od dawna obustronna i tacy luminarze teorii pola, jak Feynman, Schwinger, Dyson, Bogolubow, Tomonaga i inni, mają już piękne i bardzo ważne wyniki w teorii ciała stałego, cieczy i niskich temperatur. Rozwój jest obecnie lawinowy i każdy rok przynosi nowe sensacje na tym polu.

We Wrocławiu mamy już także namacalne rezultaty tej współpracy. Osiągnąć je mogli szczególnie ci teoretycy, którzy byli mniej zaangażowani w bezpośredniej pracy organizacyjnej przy tworzeniu Zakładu Niskich Temperatur, oraz mieli możliwość dłuższego wyjazdu za granicę. Mam tu na myśli przede wszystkim piękne wyniki doc. Zygmunta Galasiewicza. Pracując prawie dwa lata pod kierownictwem akad. Bogolubowa w Dubnej i w Moskwie opublikował on trzy cenne prace z dziedziny teorii nadprzewodnictwa [1], [2], [3]. Jak wiadomo, Bogolubow stosując ideę quasi-cząstek i metody teorii pola rozwiązał problem nadprzewodnictwa w 37 lat po doświadczalnym odkryciu tego zjawiska (równolegle do podobnych prac amerykańskich, Bardeena, Coopera i Schrieffera). Galasiewicz pracując z Bogolubowem w roku jego wielkiego sukcesu rozwiązał jedno z dalszych zagadnień nasuwających się po pierwszym przełamaniu trudności. Wyjaśnił mianowicie rolę w nadprzewodniku par elektronowych o spinach równoległych. Jak wiadomo, zjawisko nadprzewodnictwa pojawia się dzięki sprzężeniu elektronów swobodnych metalu w pary o spinach antyrównoległych (pary Coopera), ciekawe więc było wyjaśnić czy i jaką rolę odgrywają pary o spinach równoległych. Okazało się, że pary te nie prowadzą do stanu nadprzewodzącego, lecz do stanu nazwanego „anomalnym“ (można go zdefiniować jako „kondensat“ par o spinach równoległych), którego energia jest jednak niższa niż energia stanu normalnego (nienadprzewodzącego, występującego powyżej temperatury przejścia). Ponieważ para o spinach równoległych posiada spin 1, stan anomalny wykazuje różną od zera podatność magnetyczną także w zerze absolutnym, podczas gdy stan nadprzewodzący (kondensat par Coopera posiadających spin 0) ma w 0°K podatność zero. Według pomiarów Reifa nadprzewodnik w okolicy 0°K posiada podatność magnetyczną różną od zera, wynika więc stąd, że rzeczywisty stan podstawowy nadprzewodnika jest pewną superpozycją stanu nadprzewodzącego Bogolubowa-Bardeena i stanu anomalnego Galasiewicza.

Jeśli mówię o pracach doc. Galasiewicza, to warto także wspomnieć o jego ciekawych wynikach z okresu wcześniejszego, tzn. sprzed wyjazdu do Dubnej. Rozwiązał on wówczas postawiony mu przez autora tych słów problem uogólnienia metody quasi-cząstek w ujęciu Zubariewa-Migdała-Galickiego na układ dwóch rodzajów cząstek pierwotnych (np. elektronów i jonów równocześnie) oraz pokazał równoważność metody Zubariewa-Migdała-Galickiego z metodą Bohma i Pinesa, p. [4]-[8].

Jeśli chodzi o pozostałe prace, to na razie było ich jeszcze niewiele, zbyt silnie bowiem absorbowały nas prace organizacyjne i techniczne w Zakładzie, prawdziwa „czarna robota“. Jednakże kilka wyników zostało już uzyskanych, a kilka dalszych prac jest na ukończeniu.

Najważniejszym problemem, jaki stanął przed nami na początku naszej pracy, był racjonalny wybór tematyki dla całego Zakładu i dla naszej Pracowni Teoretycznej w szczególności. Po dłuższych studiach wstępnych i wielu rozważaniach i dyskusjach, autor tych słów doszedł do wniosku, że główną specyfiką naszego Zakładu winny być tzw. temperatury magnetyczne, a więc najniższe z osiągalnych w ogóle. Tam kryją się bowiem największe jeszcze zagadki i tam prowadzi chyba linia rozwoju naszej nauki. Ten wybór zadecydował o lokalizacji Zakładu przy źródłach silnych prądów stałych, o budowie wielkiego elektromagnesu bezrdzeniowego i o zasadniczym wyposażeniu technicznym Zakładu. Nie bez wpływu był on także na szkolenie personelu i kontakty z zagranicą (w szczególności z Oxfordem i Lejdą). Przez cztery lata prowadziłem wykład monograficzny z zakresu teorii magnetyzmu jako przygotowanie do teoretycznego opanowania problematyki temperatur magnetycznych. Równocześnie wykonaliśmy kilka prac teoretycznych na temat optymalnych konstrukcji magnesów bezrdzeniowych (jedna z tych prac ukazała się [9], dwie dalsze są w przygotowaniu do druku). Pozwoli to nam w przyszłości na mniej lub bardziej zasadnicze ulepszenia konstrukcji tradycyjnej, którą z niewielkimi zmianami przyjęliśmy w naszym pierwszym magnesie.

W zakresie tematyki magnetycznej w niskich temperaturach zainteresowały nas przede wszystkim dwie kwestie. Pierwszą sprawą było zachowanie się stałych anizotropii ferromagnetyków w najniższych temperaturach. Aparatura do tych pomiarów została już w zasadzie zmontowana i pomiary zaczną się w najbliższym czasie. Pierwszym krokiem do teoretycznego zbadania tego zagadnienia były dokładne studia nad stanem podstawowym anizotropowych ferromagnetyków (temat pracy doktorskiej mgra Ziętka). Praca ta jest poważnie zaawansowana. Drugim problemem były zjawiska galwanomagnetyczne w niskich temperaturach w nitkowych monokryształach metalicznych (whiskers). Za-

gadnienie to zbadał teoretycznie mgr Klamut [10], praca doświadczalna mgra Rafałowicza jest w przygotowaniu.

Zagadnienia magnetyczne, mimo że oczywiście stanowią tematykę samą w sobie (w tym zakresie byłaby bardzo wskazana bliższa współpraca z Zakładem Ferromagnetyków, której pewne początki już zrobiliśmy), są u nas jednak bardziej środkiem niż celem. Jako cel zasadniczy widzimy przede wszystkim badania nadprzewodnictwa i nadciekłości (w przyszłości głównie w temperaturach magnetycznych). Nadprzewodnictwo stoi w pierwszej kolejności w badaniach doświadczalnych, nadciekłość w badaniach teoretycznych (potem obie drogi mają się zejść razem). Chodzi o to, że po ostatnich fantastycznych sukcesach teorii nadprzewodnictwa nastąpił w tej dziedzinie pewien zastój związany z niedostatecznością obecnych środków matematycznych dla pełnego opanowania ilościowego tego bardzo skomplikowanego problemu. W dziedzinie doświadczenia największe odchylenia od teorii obserwuje się w spektroskopii mikrofalowej i w zakresie własności dielektrycznych nadprzewodników (na ten temat pewna przygotowawcza praca teoretyczna została wykonana przez autora tych słów [11]), tu więc chyba należy atakować, aby zebrać możliwie bogaty materiał doświadczalny. Warto podkreślić, że właśnie w tym zakresie warunek możliwie niskiej temperatury jest bardzo istotny, co dobrze pasuje do naszej planowanej specyfiki.

W teorii jednak trzeba się chyba naprzód przeszkolić na prostszych modelach fizycznych niż nadprzewodnik. Takim interesującym i możliwie prostym modelem jest ciekły hel. Autor doszedł do wniosku, że dziś nie wystarczą już tutaj raczej bardzo grube przybliżenia dotychczas używane, ignorujące niemal zupełnie faktyczne własności atomów helu. Na drodze jednak do wykorzystania tych własności stała wielka nieprzejrzystość i komplikacja znanych przybliżonych rozwiązań dla atomu helu. Autor postanowił więc przebadać sytuację od nowa. Wynikiem było znalezienie nowych, analitycznie dosyć prostych, a równocześnie dostatecznie dokładnych, rozwiązań dla stanu podstawowego atomu helu. Praca na ten temat znajduje się w przygotowaniu do druku (część jej była referowana na zjeździe w Lipsku w marcu br.). Niezależnie od tego w dwóch pracach magisterskich (mgra Wojtali [12] i mgra Wachowicza [13]) zostało wyjaśnione, że zarówno dla wodoru jak dla helu w stanie skondensowanym występuje dosyć silna nieaddytywność sił Van der Waalsa (docho-dząca do 30%), to znaczy, że oddziaływanie między dwoma atomami zostaje silnie zmienione, jeśli w ich okolicy znajduje się trzeci atom. Wszystkie te już osiągnięte wyniki wskazują na to, że teoria ciekłego helu winna być budowana inaczej niż to robiono dotychczas, zdajemy sobie jednak sprawę z wielkich trudności, jakie przed nami stoją. Mamy nadzieję, że rozwój metodyki funkcji Greena da nam właściwe narzędzie

do pokonania tych trudności. Wydaje się, że byłby w tej dziedzinie wskazany dłuższy wyjazd za granicę do ośrodka przodującego w tych raczej skomplikowanych metodach (np. Princeton, Utrecht).

Na zakończenie tego przeglądu pragnę wspomnieć jeszcze o ciekawej pracy wykonanej przez mgra Stachowiaka [14]. Praca ta wiąże się z pewnymi oryginalnymi pracami doświadczalnymi doc. Makieja i mgra Freuda (jeszcze nie zakończonymi) stanowiącymi etap przygotowawczy do badań nad stanem pośrednim nadprzewodników. Tematem pracy Stachowiaka było rozszerzenie formalizmu matematycznego termodynamiki procesów nieodwracalnych na przypadek niejednorodnych pól magnetycznych i temperaturowych. Udało mu się skonstruować nieznanne dotychczas równania różniczkowe tego problemu oraz zbadać kilka ważnych szczególnych przypadków. Niezależnie od tej pracy Stachowiak uzyskał również pewne interesujące wyniki w zakresie modelu ciekłego helu, początkowo dla przypadku jednowymiarowego [15], potem trójwymiarowego (w przygotowaniu do druku).

Urywam jakgdyby bez kropki, bo praca nasza nie została zakończona, ale przeciwnie dopiero właściwie się zaczyna: przecież dopiero otwieramy nasz Zakład, a to, co było dotychczas, to tylko jego stan embrionalny. Mam nadzieję, że nasz noworodek dozna ze strony władz Instytutu i PAN nie mniejszej, a chyba jeszcze większej opieki niż dotychczas. Zanim jednak odejdę z tego miejsca, muszę podziękować serdecznie wszystkim tym, dzięki którym narodziny naszego Zakładu odbyły się szczęśliwie. Tu obok władz naczelnych Polskiej Akademii Nauk muszę wymienić przede wszystkim nazwiska profesorów Sosnowskiego i Rubinowicza, dyrektora Instytutu Fizyki i przewodniczącego jego Rady Naukowej. Dzięki ich decyzji i stałemu poparciu i życzliwości, moja skromna inicjatywa sprzed siedmiu lat została ostatecznie zrealizowana. Dziękuję też za życzliwość i poparcie członkom Kolegium, Rady Naukowej oraz Dyrekcji Instytutu. Także lokalne władze i instytucje we Wrocławiu, przede wszystkim Komitet Wojewódzki PZPR, Zarząd Energetyczny Okręgu Dolnośląskiego oraz Zakład Materiałoznawstwa Instytutu Elektrotechniki przyczyniły się wydatnie do budowy Zakładu i jego instalacji, za co również składamy im serdeczne podziękowanie. Osobne podziękowanie należy się wszystkim moim współpracownikom z „pionierskiego“ okresu naszego Zakładu, a w szczególności niestrudżonym doc. Makiejowi i drowi Sujakowi. Nowemu kierownikowi Zakładu, który zdjął ze mnie ciężar ponad moje siły kierowania pracownią doświadczalną, prof. Mazurowi, życzę jak najserdeczniej najlepszych sukcesów naukowych oraz maksymalnego powodzenia w walce o pieniądze, przyrzady i etaty dla naszego noworodka.

Literatura

- [1] Z. Galasiewicz, *Progr. theor. Phys.* **23**, 197 (1960) oraz J. I. N. R. Dubna, Preprint P 359 (1959).
- [2] Z. Galasiewicz, *On the State of a Fermi-System I*, J. I. N. R. Dubna, Preprint (1959).
- [3] Z. Galasiewicz, J. I. N. R. Dubna, Preprint E 495 (1960).
- [4] Z. Galasiewicz, *Acta phys. Polon.* **14**, 373 (1955).
- [5] Z. Galasiewicz, *Acta phys. Polon.* **15**, 49 (1956).
- [6] Z. Galasiewicz, *Acta phys. Polon.* **15**, 295 (1956).
- [7] Z. Galasiewicz, *Acta phys. Polon.* **17**, 63 (1958).
- [8] Z. Galasiewicz, *Progr. theor. Phys.* **17**, 613 (1957).
- [9] R. S. Ingarden i J. Michalczyk, *Bull. Acad. Polon. Sci., Sér. math. astr. phys.*, **8**, 319 (1960).
- [10] J. Klamut, *Zesz. Nauk. Uniw. Wrocł., Mat. Fiz. Astr. IV*, w druku.
- [11] R. S. Ingarden, *Zesz. Nauk. Uniw. Wrocł., Mat. Fiz. Astr. IV*, w druku.
- [12] J. Wojtala, *Zesz. Nauk. Uniw. Wrocł., Mat. Fiz. Astr. IV*, w druku.
- [13] J. Wachowicz, *Zesz. Nauk. Uniw. Wrocł., Mat. Fiz. Astr. IV*, w druku.
- [14] H. Stachowiak, *Bull. Acad. Polon. Sci., Sér. math. astr. phys.*, **8**, 399 (1960), oraz: praca doktorska, Zakł. Nisk. Temp. IF PAN, Wrocław, 1960.
- [15] H. Stachowiak, *Zesz. Nauk. Uniw. Wrocł., Mat. Fiz. Astr. III*, w druku.

L. Rosenfeld

Wykłady o podstawach modelu optycznego i oddziaływaniach bezpośrednich

Część III

5. Model optyczny

Teraz już wreszcie znaleźliśmy się w tej sytuacji, że potrafimy przedyskutować podstawy modelu optycznego i sposób dojścia do niego. Jak już zaznaczyliśmy poprzednio, będziemy porównywać opis jądra dany przez hamiltonian

$$H = T + V, \quad (122)$$

gdzie V jest energią potencjalną wszystkich oddziaływań pomiędzy nukleonami, z uproszczonym opisem przy pomocy hamiltonianu

$$\hat{H} = T + \hat{V}, \quad (123)$$

gdzie energia potencjalna \hat{V} określona jest w każdym kanale jako suma

$$\hat{V} = \overset{0}{V}_\lambda + \hat{V}_\lambda(r_\lambda) \quad (\text{w kanale } \lambda) \quad (124)$$

energii potencjalnej $\overset{0}{V}_\lambda$ dwóch cząstek b i B , charakteryzujących kanał, i potencjału $\hat{V}_\lambda(r_\lambda)$, zależnego tylko od odpowiedniej współrzędnej radialnej r_λ , opisującego w przybliżeniu oddziaływanie pomiędzy cząstką b , biorącą udział w reakcji w tym kanale λ , i powstałym jądrem B . Każde $\hat{V}_\lambda(r_\lambda)$ jest potencjałem statycznym określającym pewien zbiór stanów związanych, wirtualnych i rezonansowych o funkcjach własnych radialnych $\hat{\chi}_{\lambda n}(r_\lambda)/r_\lambda$. Rozwiniętą przedtem teorię, zupełnie niezależną od postaci hamiltonianu, można od razu zastosować do modelu określonego przy pomocy hamiltonianu \hat{H} .

Dotychczas jest to takie samo przybliżenie, jak w modelu warstwowym, w którym \hat{V} interpretuje się jako średnią wziętą po wszystkich rzeczy-

wistych oddziaływaniach w rozważanym stanie modelu warstwowego. Jeżeli jednak chcemy przedyskutować procesy reakcji, a nie prawdziwe stany związane jądra, jak w modelu warstwowym, to okaże się, jak zobaczymy, że ta identyfikacja nie jest wystarczająca. To wiadano już od początków teorii jądra. Gdy okazało się, że w reakcjach absorpcji powolnych neutronów występuje zjawisko rezonansu, podsuwano najpierw sugestię, aby interpretować zjawisko rezonansu przy pomocy takiego prostego potencjału rzeczywistego, przedstawiającego współdziałanie neutronu z jądrem. Ten sposób zawiódł jednak od razu, ponieważ odległości między poziomami rezonansowymi, wynikające z założenia takiego prostego potencjału (dołu potencjalnego) są dużo większe niż obserwowane. Co więcej, dla tych poziomów rezonansowych oczekiwano dużych przekrojów czynnych na rozpraszanie, co było sprzeczne z doświadczeniem. To pobudziło Bohra, aby przejść, że się tak wyrazimy, do innego przypadku skrajnego i wprowadzić model statystyczny, mający jako punkt wyjścia inny interesujący fakt doświadczalny, polegający na tym, że neutron o niezbyt małej energii dosięgający jądra jest bezpośrednio schwytyany. To doprowadziło do pojęcia jądra złożonego, które można było z powodzeniem rozszerzyć i do przypadku absorpcji rezonansowej dla niskich energii. Do zmodyfikowanego opisu reakcji przy pomocy prostego dołu potencjalnego powrócił pierwszy Serber, dyskutując reakcje dla wysokich energii: Serber zauważył mianowicie, że można zdać sobie sprawę z charakterystycznych własności takich reakcji uwzględniając zjawisko absorpcji przez wprowadzenie potencjału zespolonego. Wtedy Weisskopf wraz ze współpracownikami rozciągnęli pojęcie zespolonego dołu potencjalnego do reakcji odbywających się przy niższych energiach, uzyskując powszechnie znany sukces. Taki sposób opisu nazywa się „modelem optycznym“, dla tej oczywistej przyczyny, że potencjał zespolony gra rolę analogiczną do zespolonego współczynnika załamania w optyce. Można uważać, że urojony potencjał dopuszczający możliwość schwywania cząstki padającej uwzględnia ideę jądra złożonego; w tym znaczeniu wydaje się, że model optyczny przedstawia syntezę modelu warstwowego i modelu statystycznego. Oczekujemy więc, że potencjały \hat{V}_2 , których dotąd nie znamy, są wielkościami zespolonymi, nie możemy tego jednak założyć od początku, musimy to otrzymać jako wynik analizy.

Sukcesy, jakie odnosi model optyczny, mają jednak granice, musimy mianowicie zrezygnować ze szczegółowej analizy rzeczywistych poziomów rezonansowych. Model optyczny daje nam najwyżej wygładzony przekrój czynny, przy czym bierzemy średnie po przedziale energetycznym obejmującym wiele rzeczywistych poziomów rezonansowych. Aby zrozumieć, dlaczego w modelu optycznym tkwi konieczność brania średnich,

rozważmy pakiet falowy rozciągnięty w czasie, którego nieoznaczoność energii jest dana przez relację kwantową

$$\tau \approx \frac{\hbar}{2I}, \quad (125)$$

gdzie τ jest czasem przebiegu pakietu, a $2I$ odpowiednią nieoznaczonością energii. Jeżeli $2I$ jest większe niż szerokości Γ poszczególnych poziomów rezonansowych, to przekrój czynny wygładzony po przedziale $2I$ wskaże, co dzieje się w procesie zderzenia trwającym przez czas τ , zbyt krótki na to, aby utworzyło się jądro złożone i powstały poziomy rezonansowe, bo warunkiem na to jest, aby

$$\tau \geq \hbar/\Gamma. \quad (126)$$

Widzimy więc, że branie średniej po przedziale czasowym jest wprost związane z ograniczeniem możliwości utworzenia się jądra złożonego, co jest charakterystyczne dla modelu optycznego. Widzimy też, że model ten musi zawierać opis oddziaływań bezpośrednich, w których tkwi takie branie średnich po bardzo dużych przedziałach energii.

Zbadajmy wpływ brania średniej po przedziale energii $2I$ na amplitudę rozpraszania S_{aa} , która jak wiemy jest istotną wielkością wyznaczającą całkowy przekrój czynny. Możemy podzielić ją na dwa wyrazy, z których jeden jest średnią amplitudą po przedziale energii $2I$, a drugi różnicą pomiędzy prawdziwą amplitudą rozpraszania a tą amplitudą średnią:

$$S_{aa} = \langle R_{aa} \rangle_I + \{S_{aa} - \langle R_{aa} \rangle_I\}. \quad (127)$$

Zastosowaliśmy tu proces brania średniej tylko do części rezonansowej R_{aa} amplitudy rozpraszania,¹ ponieważ oczywiście nie ma potrzeby brania średniej po powoli zmieniających się funkcjach energii, takich jak dla rozpraszania potencjalnego. Pierwszy wyraz w (127) odpowiada zjawisku krótkotrwałych oddziaływań między cząstką padającą i innymi nukleonami; odpowiada on tej części oddziaływania, którą będziemy przedstawiać za pomocą równoważnego dołu potencjału \hat{V} , i dlatego Weisskopf nazwał ten typ „rozpraszaniem sprężystym kształtu“ (*shape-elastic scattering*). Drugi wyraz (w nawiasach) odpowiada procesom o nieograniczonym czasie trwania, obejmującym w szczególności czas tworzenia się jądra złożonego; nazywa się je „rozpraszaniem sprężystym poprzez jądro złożone“ (*compound elastic scattering*), zawierają one efekt fluktuacji rzeczywistego oddziaływania V wokół oddziaływania średniego \hat{V} .

Ten rozkład rozpraszania sprężystego na dwa przyczynki odnośnie do brania średniej po przedziale energii posłuży nam do tego, aby określić

¹ Przez R_{aa} będziemy odtąd rozumieć część rezonansową macierzy reakcji bez „tła“.

całkiem ściśle to, co będziemy rozumieć jako model optyczny: fundamentalnym warunkiem, określającym ten model jest ²:

$$\hat{R}_{aa} = \langle R_{aa} \rangle_I. \quad (128)$$

Znaczy to, że rezonansową amplitudą rozpraszania daną przez model optyczny powinna być właśnie R_{aa} , przy czym średnią należy wziąć po dostatecznie dużym przedziale energii $2I$. Potencjał \hat{V} odpowiadający modelowi optycznemu powinien być wyznaczony właśnie przez ten warunek (128); okaże się, że jest on wielkością zespoloną.

Warunek (128) musimy doprowadzić do możliwie prostej postaci, abyśmy mogli przeprowadzić dyskusję, gdyż obecnie definiuje on wielkość \hat{V} w bardzo skomplikowany sposób. Pomocny jest tu fakt, że struktura macierzy reakcji jest taka sama, jakikolwiek bierzemy hamiltonian. Musimy jednak wziąć średnią po przedziale energetycznym w taki sposób, aby nie naruszyć tej struktury macierzy reakcji. Gdybyśmy po prostu wykonali całkowanie pomiędzy $E-I$ i $E+I$, otrzymalibyśmy bardzo niezgrabne wyrażenie, wykluczające dalszą dyskusję w postaci analitycznej. Istnieje jednak pewien sposób brania średniej, zachowujący strukturę wzoru dyspersyjnego.

Ten sposób brania średniej możemy wyrazić za pomocą ogólnego wzoru

$$\langle F \rangle_I = \bar{F}(E) = \int \varrho_I(E-E') F(E') dE', \quad (129)$$

gdzie rozkład energii ϱ_I jest pewną funkcją energii, posiadającą maksimum o szerokości połówkowej I ; w ten sposób funkcja energii $F(E')$ zostaje przekształcona w inną funkcję $\bar{F}(E)$, zmieniającą się bardziej gładko z energią niż funkcja pierwotna. Będą nas interesować wartości średnie funkcji $F(E')$ takiego typu, jaki pojawia się w macierzy reakcji, a mianowicie $(E' - \mathcal{E}_n)^{-1}$, gdzie \mathcal{E}_n jest wielkością zespoloną o ujemnej części urojonej. Ten typ funkcji określa całą rodzinę rozkładów gęstości, mającą znamienne własność reprodukcji się przez konwolucję, tzn. spełniającą równanie

$$\int \varrho_I(E-E') \varrho_{I_1}(E') dE' = \varrho_{I+I_1}(E). \quad (130)$$

Istotnie, łatwo jest wykazać, że kładąc

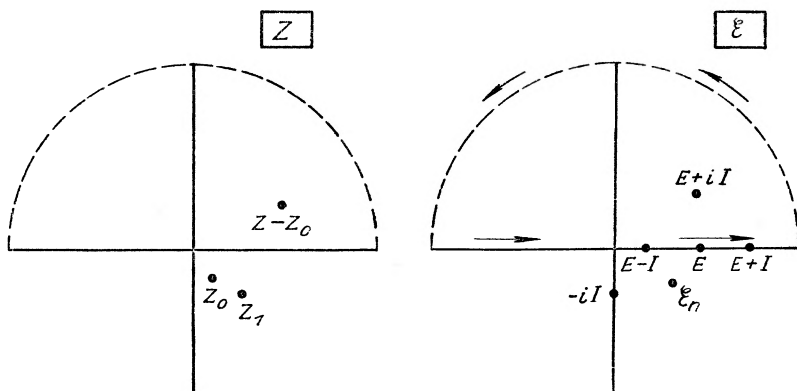
$$f_{Z_0}(Z) = \frac{1}{2\pi i} \frac{1}{Z_0 - Z}, \quad (131)$$

gdzie Z_0 znajduje się w dolnej półpłaszczyźnie zmiennej Z , otrzymamy

$$\int_{-\infty}^{+\infty} f_{Z_0}(Z-Z') f_{Z_1}(Z') dZ' = f_{Z_0+Z_1}(Z), \quad (132)$$

² Będziemy się teraz zasadniczo wzorować na przedstawieniu G. Browna [6].

dla każdego Z takiego, że $Z - Z_1$ nie leży w dolnej półpłaszczyźnie, w szczególności dla każdego Z rzeczywistego. Całkowanie odbywa się po osi rzeczywistej; można je rozciągnąć (rys. 5) do konturu zamkniętego,



Rys. 5

utworzonego przez oś rzeczywistą i półkole o nieskończenie dużym promieniu w (na przykład) górnej półpłaszczyźnie, co umożliwi proste całkowanie przy pomocy metody residuów. To samo równanie (132) pozostaje słuszne, gdy zastąpimy funkcje przez podwójne ich części rzeczywiste, co można łatwo sprawdzić tą samą metodą: oznacza to (kładąc $Z \equiv E$, $Z_0 \equiv -iI$), że równanie (130) jest spełnione przez rozkłady postaci zwanej lorentzowską

$$\varrho_I(E - E') = \frac{I}{\pi} \frac{1}{(E - E')^2 + I^2}. \quad (133)$$

Łatwo można teraz zobaczyć, jak wpływa wzięcie średniej (129) przy założeniu gęstości rozkładu Lorentza (133) na wyrazy rezonansowe w równaniach (116) lub (121), będących równaniami na elementy macierzy reakcji. Rzeczywiście, jeżeli $\varphi(Z)$ jest funkcją nie mającą osobliwości w górnej półpłaszczyźnie, otrzymujemy od razu z równania (132)

$$\int_{-\infty}^{+\infty} [2\text{Re}f_{Z_0}(Z - Z')] f_{Z_1}(Z') \varphi(Z') dZ' = f_{Z_0+Z_1}(Z) \varphi(Z - Z_0). \quad (134)$$

Widzimy stąd najpierw, że mianownik rezonansowy $(E' - \bar{c}_n)^{-1}$ przekształca się w podobny mianownik $(E - \bar{c}_n)^{-1}$, w którym szerokość półłukowa $\frac{1}{2}\Gamma_n$ zastąpiona jest przez szerokość półłukową dużo większą. Co więcej, licznik należy zastąpić przez jego wartość dla zespolonej energii $\bar{E} = E + iI$, co zapiszemy w postaci $\bar{F} \equiv F(E + iI)$. Stosując te rezultaty do fundamentalnego warunku (128), będzie może nieco łatwiej

stosować formalizm Kapura-Peierlsa. W wyrażeniu (116) czynniki fazowe, należące do rozpraszania potencjalnego na kuli nieprzenikalnej, są takie same w obu opisach i znoszą się w równaniu (128). Równanie to przyjmuje postać

$$\sum_n \frac{\bar{G}_{an}^2}{E - \bar{E}_n} = \sum_m \frac{\hat{G}_{am}^2}{E - \hat{E}_m}. \quad (135)$$

Drugi krok ku naszemu celowi, który polega na wydobyciu z warunku (135) wyrażen na parametry potencjału modelu optycznego w zależności od rzeczywistej energii współdziałania, będzie polegał na ustaleniu odpowiedniości między poziomami rezonansowymi modelu optycznego, za pomocą których wyrażona jest prawa strona, a rzeczywistymi poziomami rezonansowymi występującymi po lewej stronie. Formalizm Kapura-Peierlsa stawia do naszej dyspozycji zupełny układ funkcji wzajemnie ortogonalnych $\hat{\psi}_m$, opisujących stany rezonansowe modelu optycznego, za pomocą których możemy rozwijać funkcje falowe ψ_n rzeczywistych stanów rezonansowych

$$\psi_n = \sum_m C_m^{(n)} \hat{\psi}_m. \quad (136)$$

Dla uproszczenia możemy (poza możliwymi wspomnianymi wyżej przypadkami wyjątkowymi) znormalizować ψ_n i $\hat{\psi}_m$ kładąc

$$\int_{\Omega} \psi_n^2 d\omega = \int_{\Omega} \hat{\psi}_m^2 d\omega = 1 \quad (137)$$

wtedy macierz $C_m^{(n)}$ jest ortogonalna, tzn.

$$\sum_m C_m^{(n)} C_m^{(n')} = \delta_{nn'}, \quad \sum_n C_m^{(n)} C_{m'}^{(n)} = \delta_{mm'}. \quad (138)$$

Dla składowych radialnych w różnych kanałach można wyprowadzić z równania (136) ten sam związek

$$\chi_{\lambda n} = \sum_m C_m^{(n)} \hat{\chi}_{\lambda m}, \quad (139)$$

Uwzględniając (155) i (137) mamy

$$G_{\lambda n} = \sum_m C_m^{(n)} \hat{G}_{\lambda m}. \quad (140)$$

Są to wszystkie wzory potrzebne do tego, aby doprowadzić warunki fundamentalne (135) do postaci prowadzącej dożądanego wyniku.

6. Szerokości częściowe i funkcja natężenia

Zanim jednak postąpimy dalej w tym kierunku, przedyskutujemy znaczenie fizyczne odpowiedniości, ustalonej przez warunek (135) i rozwiniecie (136), pomiędzy rzeczywistymi poziomami rezonansowymi a modelem optycznym. W tym celu ograniczymy się do obszaru niskich energii, gdzie poziomy rezonansowe są wąskie i wyraźnie rozdzielone. Obszar ten możemy określić warunkiem $k_a R_a \ll 1$; dla R_a rzędu wymiarów jądra oznacza to energie poniżej 1 MeV w kanale wejściowym. W obszarze tym można zaniedbać rozpraszanie potencjalne w porównaniu z przyczynkami pochodzącymi od rezonansu³, tzn. $\xi_a \approx 0$. Wtedy dzięki (82) średni przekrój czynny wynosi

$$\begin{aligned} \langle \sigma_{\text{tot}}^I \rangle_I &= -\frac{2\pi}{k_a^2} (2l+1) \text{Re} \langle R_{aa} \rangle_I \\ &\approx -\frac{2\pi}{k_a^2} (2l+1) I_m \left\langle \sum_m \frac{\Gamma_{am}}{E - \mathcal{E}_m} \right\rangle_I, \end{aligned} \quad (141)$$

gdzie $\Gamma_{am} = |G_{am}|^2$ jest częściową szerokością kanału a . Dla poziomów rezonansowych, grających rolę w tym wzorze dla niskich E , różnicę pomiędzy szerokością częściową Γ_{am} i wielkością G_{am}^2 występującą w równaniu (135) możemy zaniedbać. Wtedy widać, że w tym przybliżeniu lewa strona równania (135), lub raczej jej część urojona jest bezpośrednio związana z wygładzonym przekrojem czynnym.

Prostsze wyrażenie na tę część urojoną możemy otrzymać, zakładając, że sumę po indywidualnych poziomach rezonansowych \mathcal{E}_n możemy zastąpić przez całkowanie po rozkładzie praktycznie ciągłym. Jeżeli $D(\varepsilon)$ przedstawia średnią odległość pomiędzy poziomami rezonansowymi w otoczeniu o szerokości $d\varepsilon$ dokoła energii ε , gęstość tego rozkładu jest równa $1/D(\varepsilon)$. Możemy wtedy wprowadzić średnią szerokość $\Gamma_a(\varepsilon)$ częściową przy pomocy wzoru

$$\Gamma_a(\varepsilon) = \frac{\sum' \Gamma_{an}}{D(\varepsilon) d\varepsilon}, \quad (142)$$

gdzie sumowanie jest rozciągnięte po wszystkich poziomach rezonansowych w przedziale energii $d\varepsilon$ dokoła ε . Możemy więc napisać

$$\sum_n \frac{\bar{\Gamma}_{an}}{E - \bar{\mathcal{E}}_n} = \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{d\varepsilon}{D(\varepsilon)} \frac{\Gamma_a(\varepsilon)}{E + iI - \varepsilon}; \quad (143)$$

³ Stosunek przekroju czynnego dla maksimum rezonansu S do przekroju czynnego na rozpraszanie potencjalne jest równy $(k_a R_a)^{-2}$.

we wzorze tym wzięliśmy wartość funkcji $\Gamma_a(\varepsilon)$ dla argumentu ε , a nie dla $\varepsilon + iI$, ponieważ jest to funkcja powoli zmieniająca się z energią; w mianowniku zaniedbaliśmy indywidualne szerokości połówkowe $\frac{1}{2}\Gamma_n$ w porównaniu z I . Część urojona tej całki można obliczyć, rozciągając ją na taki sam kontur jak przedtem (rys. 5); ponieważ całka po półkolu znika (gdyż $\text{Im}(E + iI - \varepsilon)^{-1} = I/[(E - \varepsilon)^2 + I^2] \sim \varepsilon^{-2}$, otrzymujemy $-\frac{1}{2}2\pi i(\Gamma_a/D)_{E+iI}$ lub w przybliżeniu $-i(\pi\Gamma_a/D)_E$. Wielkość

$$s_a(E) = \frac{\pi\Gamma_a(E)}{D(E)} \quad (144)$$

nazywa się funkcją natężenia (*strength function*) dla kanału; dzięki (141) jest ona związana ze średnim całkowitym przekrojem czynnym wzorem

$$\langle \sigma_{\text{tot}}^{(l)} \rangle_I \approx \frac{2\pi}{k_a^2} (2l+1) s_a(E). \quad (145)$$

Na podstawie tego ostatniego wzoru można by oczekiwać, że całkowity przekrój czynny, gdy liczne rzeczywiste poziomy rezonansowe zostały wygładzone przez wzięcie średniej, wykaże istnienie szerokich falowań odpowiadającym poziomom rezonansowym modelu optycznego. Jednak różnice energii pomiędzy tymi ostatnimi poziomami rezonansowymi są znacznie za duże, aby pozwolić na bezpośrednie sprawdzenie tego faktu, lecz ponieważ funkcja natężenia zależy w istotny sposób od parametru $k_a R_a$, oczekiwane falowania pojawiają się, gdy dla danej energii badamy zależność od liczby masowej (zob. np. [6] str. 906, rys. 7). Postać tych falowań (w skali energii) dana jest wprost równaniem (146), które dla energii E cząstek padających wewnątrz szerokości rezonansowej \hat{E}_m redukuje się do pojedynczego wyrazu typu Breita-Wignera

$$s_a(E) \approx \text{Im} \frac{\hat{\Gamma}_{am}}{\hat{C}_m - E} = \frac{\frac{1}{2}\hat{\Gamma}_m \hat{\Gamma}_{am}}{(\hat{E} - E)^2 + \frac{1}{4}\hat{\Gamma}_m^2}. \quad (147)$$

Można łatwo zrozumieć, jak taki „olbrzymi“ poziom rezonansowy jest zbudowany z rzeczywistych poziomów rezonansowych, gdy przyjmiemy według Lane'a, Thomasa i Wignera, że dla wszystkich rzeczywistych poziomów rezonansowych, których energie E_n leżą wewnątrz szerokości poszczególnego poziomu rezonansowego \hat{C}_m modelu optycznego, tylko odpowiednia funkcja własna $\hat{\psi}_m$ wchodzi do superpozycji rzeczywistych funkcji własnych ψ_n , tak że właściwie mamy

$$\psi_n \approx c_m^{(n)2} \hat{\Gamma}_{am} \quad \text{dla} \quad E_n \approx \hat{E}_m, \quad (148)$$

i przeto zachodzi

$$\Gamma_{an} \approx c_m^{(n)2} \hat{\Gamma}_{am}. \quad (149)$$

Ponieważ suma $\sum_n' c_m^{(n)2}$ rozciągnięta po wszystkich poziomach rezonansowych rozważanej grupy nie różni się bardzo od jedności (byłaby równa jedności, gdyby była rozciągnięta na wszystkie poziomy rezonansowe), możemy w przybliżeniu napisać

$$\hat{\Gamma}_{am} \approx \sum_n' \Gamma_{an}. \quad (150)$$

Jak wskazuje równanie (149), każde Γ_{an} jest dużo mniejsze niż szerokość $\hat{\Gamma}_{am}$ poziomu rezonansowego modelu optycznego, a dzięki równaniu (150) ta ostatnia jest równa sumie wszystkich Γ_{an} grupy tworzącej „olbrzymi“ poziom rezonansowy.

Rozważmy teraz energię E cząstki padającej, odległą od poziomu rezonansowego modelu optycznego, tak że można się spodziewać, że macierz rozpraszania będzie zawierać przyczynki o porównywalnych rzędach wielkości z różnych poziomów rezonansowych. Zbadajmy jeden z nich, na przykład pochodzący od poziomu rezonansowego \hat{C}_m . Będzie on zbudowany z przyczynków pochodzących od wszystkich rzeczywistych poziomów rezonansowych odpowiedniej grupy

$$\sum_n' \frac{\hat{\Gamma}_{an}}{E - \hat{C}_n};$$

jednak w tym wyrażeniu wszystkie mianowniki są w przybliżeniu równe $E - \hat{C}_m$, podczas gdy suma liczników, odpowiednio do (150) jest rzędu $\hat{\Gamma}_{am}$; w ten sposób dochodzimy do wyrazu $\hat{\Gamma}_{am}/(E - \hat{C}_m)$ modelu optycznego. Tak widzimy, przez grube, lecz proste oszacowanie, w jaki sposób można otrzymać równość mającą postać (135).

7. Parametry modelu optycznego

Powracamy do równania (135). Przetransformujemy je teraz z pomocą rozwinięcia (136) w ten sposób, aby obie strony wyrazić przy pomocy funkcji własnych $\hat{\psi}_m$ modelu optycznego. W tym celu wygodnie będzie wprowadzić znakowanie zwykle używane w algebrze macierzowej: funkcje te napiszemy jako $|m\rangle$ lub $\langle\tilde{m}|$, w zależności od ich roli w algorytmie (zob. notę przy równaniu (105)). Zatem czynnik $(E - \hat{C}_m)^{-1}$ będzie związany z reprezentacją macierzową operatora $(E - \hat{H})^{-1}$ z pomocą funkcji $\hat{\psi}_m$ jak następuje

$$\langle\tilde{m}'| \frac{1}{E - \hat{H}} |m\rangle = \frac{\delta_{m'm}}{E - \hat{C}_m}. \quad (151)$$

Wtedy prawa strona równania (135) przyjmuje postać

$$\sum_{mm'} \hat{G}_{am'} \langle m' | \frac{1}{E - \hat{H}} | m \rangle \hat{G}_{am}. \quad (152)$$

Podobny związek dla czynnika $(E - \bar{E}_n)^{-1}$ lub $(\bar{E} - \mathcal{E}_n)^{-1}$ wraz z równaniem (140) transformuje lewą stronę do postaci

$$\sum_{mm'} \hat{G}_{am'} \sum_{nn'} c_m^{(n')} \langle \tilde{n}' | \frac{1}{\bar{E} - H} | n \rangle C_m^{(n)} \hat{G}_{am}.$$

Przy pomocy rozwinięcia (136) podwójna suma po n, n' redukuje się bezpośrednio do $\langle \tilde{m}' | (\bar{E} - H)^{-1} | m \rangle$, co doprowadza lewą stronę do postaci zupełnie podobnej do (152), z wyjątkiem tego, że występuje tu operator H zamiast \hat{H} i że wszystkie wielkości należy wziąć dla $\bar{E} = E + iI$ zamiast dla E . Uwzględniając fakt, że amplitudy nie są zbyt czułe na wartości E , różnica ta nie ma dużego znaczenia i odtąd będziemy ją zaniedbywać, biorąc wszystkie \hat{G}_{am} dla wartości E . Co więcej, zastąpienie E przez \bar{E} w operatorze $E - \hat{H}$ wychodzi na to samo, co dodanie I do szerokości połówkowej wszystkich stanów rezonansowych, co znowu nie zmienia wiele, ponieważ przedział I powinien być obrany raczej mniejszy niż te szerokości połówkowe. Napiszemy przeto warunek (135) w postaci

$$\sum_{mm'} \hat{G}_{am'} \langle \tilde{m}' | \frac{1}{\bar{E} - H} - \frac{1}{\bar{E} - \hat{H}} | m \rangle \hat{G}_{am} = 0. \quad (153)$$

Następny krok będzie polegał na zbadaniu efektu oddziaływania „szczętkowego“, tj. różnicy

$$\mathcal{V} = V - \hat{V} \quad (154)$$

między rzeczywistą energią potencjalną V a energią potencjalną modelu optycznego. Ponieważ \mathcal{V} jest też równe różnicy operatorów $E - \hat{H}$ i $\bar{E} - H$, zastosujemy znaną tożsamość

$$\frac{1}{\bar{E} - H} - \frac{1}{\bar{E} - \hat{H}} = \frac{1}{\bar{E} - H} \mathcal{V} \frac{1}{\bar{E} - \hat{H}} + \frac{1}{\bar{E} - \hat{H}} \mathcal{V} \frac{1}{\bar{E} - H} \mathcal{V} \frac{1}{\bar{E} - \hat{H}}, \quad (155)$$

której możemy użyć jako punktu wyjścia dla otrzymania przez iterację formalnego rozwinięcia tego typu, jaki powstaje w teorii perturbacji. Identyczność ta po podstawieniu do (153) doprowadzi do dalszych uproszczeń.

Rozważmy wyraz

$$\sum_{mm'} \hat{G}_{am'} \langle \tilde{m}' | \frac{1}{\bar{E} - \hat{H}} \mathcal{V} \frac{1}{\bar{E} - \hat{H}} | m \rangle \hat{G}_{am},$$

który na podstawie (151) możemy napisać w postaci

$$\sum_{mm'} \frac{\hat{G}_{am'}}{\bar{E} - \hat{E}_{m'}} \langle \tilde{m}' | \mathcal{V} | m \rangle \frac{\hat{G}_{am}}{\bar{E} - \hat{E}_m}. \quad (156)$$

Ale aż do czynnika niezależnego od m współczynnik $\hat{G}_{am}/(\bar{E} - \hat{E}_m)$ jest właśnie tym, który pojawia się w rozwinięciu na funkcje $|m\rangle$ funkcji falowej ψ_a (lub $|\alpha\rangle$) stanu o energii E dla kanału wejściowego a . Rzeczywiście współczynnik \hat{E}_m dany jest wzorem podobnym do wzoru (108), w którym ostatni wyraz można zaniedbać

$$\hat{e}_m = ia_a^- \hbar v_a \frac{\hat{\chi}_{am}(R_a)/\varphi_a^+(k_a R_a)}{E - \hat{E}_m} \left[\int_{\Omega} \hat{\psi}_m^2 d\omega \right]^{-1/2};$$

skąd dzięki (111) mamy

$$\hat{e}_m = ia_a^- \hbar v_a \frac{\hat{G}'_{am}}{E - \hat{E}_m}. \quad (157)$$

Z tego samego powodu co przedtem, możemy pozwolić sobie na zastąpienie \bar{E} przez E w czynnikach $(\bar{E} - \hat{E}_m)^{-1}$ i $(\bar{E} - \hat{E}_{m'})^{-1}$ w (156) i dzięki równaniu (157) wyrażenie to staje się proporcjonalne do $\sum_{mm'} \hat{e}_{m'} \langle \tilde{m}' | \mathcal{V} | m \rangle \hat{e}_m = \langle \tilde{\alpha} | \mathcal{V} | \alpha \rangle$, tzn. do elementu macierzowego wielkości \mathcal{V} dla stanu z przychodzącą cząstką o energii E w kanale a . W ten sposób nasz warunek (153) przyjmuje postać

$$\langle \tilde{\alpha} | \mathcal{V} + \mathcal{V} \frac{1}{\bar{E} - H} \mathcal{V} | \alpha \rangle = 0; \quad (158)$$

odnosi się on teraz do stanu ψ_a ; odpowiednio do tego oczekujemy, że da ono potencjał modelu optycznego dla każdego kanału osobno.

Jednak równanie (158) nie wyznaczy wprost potencjału jako współrzędnej radialnej $\hat{V}_a(r_a)$ odnośnego kanału, gdyż wymaga ono całkowania po wszystkich współrzędnych w wewnętrznym obszarze Ω . Lecz dla modelu optycznego można rozkład (53) lub (57) funkcji falowej ψ_a na funkcję radialną $\hat{\chi}_a(r_a)/r_a$ i czynnik Θ_a zależący od wszystkich innych współrzędnych przedłużyć do obszaru wewnętrznego. Zatem element macierzowy $\langle \tilde{\alpha} | F | \alpha \rangle$, tj. $\int_{\Omega} \psi_a F \psi_a d\omega$ można napisać w postaci

$$\langle \tilde{\alpha} | F | \alpha \rangle = \int_0^{R_a} \hat{\chi}_a^2(r_a) (\tilde{\alpha} | F | \alpha) dr_a, \quad (159)$$

gdzie zastosowaliśmy do funkcji falowych typu Θ_a znakowanie $|\alpha\rangle$ lub $(\tilde{\alpha}|$, tak że

$$(\tilde{\alpha} | F | \alpha) = \int \Theta_a F \Theta_a dS_a \quad (160)$$

(gdzie całkuje się po wszystkich współrzędnych z wyjątkiem r_a) przedstawia element macierzowy operatora F należący do liczb kwantowych, odnoszących się do stanu wzbudzenia dwóch partnerów reakcji i całkowitego momentu pędu układu; taki element macierzowy jest jeszcze funkcją współrzędnej radialnej r_a .

Ponieważ $\hat{\chi}_a^2$ nie jest na ogół wielkością rzeczywistą, nie możemy na podstawie (159) wnioskować ze znikania $\langle \tilde{\alpha} | F | \alpha \rangle$ o konieczności znikania $(\tilde{\alpha} | F | \alpha)$, lecz przynajmniej ten ostatni warunek jest dostateczny dla ważności pierwszego i nadaje się dobrze do wyznaczenia potencjału modelu optycznego jako funkcji zmiennej r_a . Zmodyfikujemy przeto w ten sposób warunek (158) i określimy potencjał \hat{V} modelu optycznego równaniem:

$$(\tilde{\alpha} | \mathcal{V} + \mathcal{V} \frac{1}{\bar{E} - H} \mathcal{V} | \alpha) = 0. \quad (161)$$

W pierwszym przybliżeniu należałoby wziąć $(\tilde{\alpha} | \mathcal{V} | \alpha) = 0$, co daje wprost wartość rzeczywistą $(\tilde{\alpha} | V | \alpha)$ na $\hat{V}(r_a)$; odpowiadałoby to koncepcji modelu warstwowego i byłoby właściwe jako punkt wyjścia dla wyznaczenia stanów związanych jądra złożonego. Jednak dla badania reakcji jądrowych potrzebujemy lepszego przybliżenia: kładziemy

$$\hat{V}(r_a) = (\tilde{\alpha} | V | \alpha) + \mathcal{W}_a(r_a) \quad (162)$$

i wprowadzamy operator

$$\mathcal{V}_a = V - (\tilde{\alpha} | \mathcal{V} | \alpha), \quad (163)$$

przedstawiający to, co zwykle nazywa się „szczątkowym” współdziałaniem w układzie opisanym jako kanał α . Dla wyznaczenia $\mathcal{W}_a(r_a)$ mamy z równania (161)

$$\mathcal{W}_a = (\tilde{\alpha} | \mathcal{V} \frac{1}{\bar{E} - H} \mathcal{V} | \alpha), \quad (164)$$

$$\mathcal{V} = \mathcal{V}_a - \mathcal{W}_a.$$

Aby otrzymać explicite \mathcal{W}_a , zauważmy najpierw, że

$$(\tilde{\alpha} | \frac{1}{\bar{E} - H} \mathcal{V} | \alpha) = 0. \quad (165)$$

Wynika to z równania (161), które również możemy napisać w postaci

$$(\tilde{\alpha} | (\bar{E} - \hat{H}) \frac{1}{\bar{E} - H} \mathcal{V} | \alpha) = 0,$$

i z faktu, że

$$(\tilde{\alpha} | (\bar{E} - \hat{H}) = (\bar{E} - E_a - \hat{V}_a) (\tilde{\alpha} |$$

(ponieważ w znakowaniu (124) E_a jest wartością własną hamiltonianu $T + \overset{0}{V}_a$). Dzięki (165) zbiór (164) daje wartości

$$\mathcal{W}_a = (\tilde{\alpha} | \mathcal{V}_a \frac{1}{\bar{E} - H} \mathcal{V}_a | a) \left[1 + (\tilde{\alpha} | \mathcal{V}_a \frac{1}{\bar{E} - H} | a) \right]^{-1}. \quad (166)$$

Dla praktycznego obliczenia tego wyrażenia korzystnie jest mieć w operatorze $(\bar{E} - H)^{-1}$ prostszy hamiltonian niż H . Wprowadźmy operator rzutowy

$$\Pi_a = |a\rangle \langle \tilde{\alpha}| \quad (167)$$

i hamiltoniany

$$H_a = T + (\tilde{\alpha} | V | a) \quad (168)$$

$$H_1 = H - \Pi_a \mathcal{V}_a = H_a + (1 - \Pi_a) \mathcal{V}_a. \quad (169)$$

Tożsamość

$$\frac{1}{\bar{E} - H} = \frac{1}{\bar{E} - H_1} + \frac{1}{\bar{E} - H} \Pi_a \mathcal{V}_a \frac{1}{\bar{E} - H_1}$$

daje

$$(\tilde{\alpha} | \mathcal{V}_a \frac{1}{\bar{E} - H} \mathcal{V}_a | a) = (\tilde{\alpha} | \mathcal{V}_a \frac{1}{\bar{E} - H_1} \mathcal{V}_a | a) \left[1 + (\tilde{\alpha} | \mathcal{V}_a \frac{1}{\bar{E} - H} | a) \right],$$

i wtedy równanie (166) przyjmuje równoważną postać

$$\mathcal{W}_a = (\tilde{\alpha} | \mathcal{V}_a \frac{1}{\bar{E} - H_1} \mathcal{V}_a | a). \quad (170)$$

Oznaczając przez $|\tilde{n}_1\rangle$ i \mathcal{E}_{n_1} funkcje własne i wartości własne operatora H_1 możemy napisać

$$\mathcal{W}_a = \sum_{n_1} \frac{(\tilde{\alpha} | \mathcal{V}_a | n_1\rangle \langle \tilde{n}_1 | \mathcal{V}_a | a)}{E - \mathcal{E}_{n_1} + iI}, \quad (171)$$

skąd jasno widać zespolony charakter potencjału modelu optycznego. Wyrażenie (169) na hamiltonian H_1 jest dobrze dostosowane do obliczenia \mathcal{W}_a przy pomocy rozwinięcia operatora $(\bar{E} - H_1)^{-1}$ na szereg potęg $(1 - \Pi_a) \mathcal{V}_a (\bar{E} - H_a)^{-1}$ i rozwiązania prostszego zagadnienia wartości własnej dla hamiltonianu H_a (modelu warstwowego). Działanie operatora rzutowego $1 - \Pi_a$ w takim rozwinięciu polega na wykluczeniu z sumowania po stanach pośrednich stanu własnego hamiltonianu H_a zawierającego czynnik $|a\rangle$. Musimy jednak podkreślić, że w zagadnieniu zbieżności takiego rozwinięcia tkwią pewne delikatne punkty: ani argumentacja Browna [6] ani metoda Blocha [5] obejścia tych trudności nie są zadowalające. Nie będziemy się jednak zatrzymywać nad tą kwestią sporną: naszym celem było tylko podanie w grubych zarysach rozumowania prowadzącego do sformułowania modelu optycznego i zilustrowanie jego znaczenia fizycznego.

8. Oddziaływania bezpośrednie

Badanie procesów oddziaływania bezpośredniego na podstawie modelu optycznego jest sprawą całkiem prostą. Stosowny element macierzy reakcji dany jest wzorem (110), a jego wartość średnia po przedziale energii $2I$ jest równa

$$\langle R_{\lambda a} \rangle_I = i \sum_n \frac{\bar{G}'_{\lambda n} \bar{G}'_{cn}}{\bar{E} - \mathcal{E}_n}.$$

Zupełnie podobnie jak przedtem, wyrażenie to można przekształcić w następujące

$$\langle R_{\lambda a} \rangle_I = i \sum_{mm'} \hat{G}'_{\lambda m'} \langle \tilde{m}' | \frac{1}{\bar{E} - H} | m \rangle \hat{G}'_{cm},$$

i dalej, przez zastosowanie tożsamości (155)

$$\begin{aligned} -i \langle R_{\lambda a} \rangle_I &= \sum_m \frac{\hat{G}'_{\lambda m} \hat{G}'_{cm}}{\bar{E} - \hat{\mathcal{E}}_m} + \\ &+ \sum_{mm'} \frac{\hat{G}'_{\lambda m'}}{\bar{E} - \hat{\mathcal{E}}_{m'}} \langle \tilde{m}' | \mathcal{V} + \mathcal{V} \frac{1}{\bar{E} - H} \mathcal{V} | m \rangle \frac{\hat{G}'_{cm}}{\bar{E} - \hat{\mathcal{E}}_m}. \end{aligned} \quad (172)$$

Drugi wyraz można zredukować przy pomocy przekształceń zastosowanych do wyrażenia (156); otrzymujemy wtedy⁴

$$(ia_{\lambda}^{-} \sqrt{\hbar v_{\lambda}})^{-1} \langle \tilde{\lambda} | \mathcal{V} + \mathcal{V} \frac{1}{\bar{E} - H} \mathcal{V} | a \rangle (ia_{\alpha}^{-} \sqrt{\hbar v_{\alpha}})^{-1}. \quad (173)$$

Pierwszy wyraz można poddać takiej samej redukcji, gdy zauważymy, że zgodnie z definicjami (111) i (114) współczynnik $\hat{G}'_{\lambda m}$ można w naszych obecnych znakowaniach napisać w postaci

$$\hat{G}'_{\lambda m} = ie^{i\epsilon_{\lambda}} \sqrt{\hbar v_{\lambda} P_{\lambda} R_{\lambda}^2} R_{\lambda}(\tilde{\lambda} | m \rangle, \quad (174)$$

gdzie wskaźnik R_{λ} przypomina nam, że składową radialną $\hat{\chi}_{\lambda m}$ lub (zob. równania (58) i (59)) $R_{\lambda}(\tilde{\lambda} | m \rangle$ należy wziąć dla $r_{\lambda} = R_{\lambda}$. W ten sposób otrzymujemy pierwszy wyraz (172)

$$ie^{i\epsilon_{\lambda}} \sqrt{\hbar v_{\lambda} P_{\lambda} R_{\lambda}^2} R_{\lambda}(\tilde{\lambda} | a \rangle (ia_{\alpha}^{-} \sqrt{\hbar v_{\alpha}})^{-1}. \quad (175)$$

⁴ W równaniu (73) amplituda a_{λ}^{-} jest amplitudą fali przychodzącej w kanale λ , gdy jest on kanałem wejściowym. Wygodnie jest znormalizować ją do przepływu jednostkowego, tj.

$$a_{\lambda}^{-} = i^l \sqrt{\pi(2l+1)/k_{\lambda}}.$$

Jeżeli dwa kanały α i λ należą do tego samego typu τ podziału jądra złożonego, tzn. gdy mamy do czynienia z procesem rozpraszania niesprężystego, to wielkość $\langle \tilde{\lambda} | \alpha \rangle$ znika dzięki ortogonalności funkcji własnych $(\lambda |$ lub $| \alpha \rangle$ różnych wzbudzeń jądra końcowego. Jeżeli oba kanały należą do różnych typów, łatwo można zobaczyć, że przyczynek pochodzący od wyrazu (175) będzie dużo mniejszy niż przyczynek pochodzący od drugiego wyrazu (173).

Zbadamy teraz strukturę tego ostatniego wyrazu, lub raczej jego wyrażenia przybliżonego, otrzymanego przez zastąpienie elementu macierzowego przez $\langle \tilde{\lambda} | \mathcal{V} | \alpha \rangle$. Odpowiedni przyczynek do całkowitego przekroju czynnego jest, jak to zostało wyjaśnione w rozdziale 3, równy

$$\sigma_{\lambda\alpha} = |a_{\alpha}^{-}|^2 |\langle R_{\lambda\alpha} \rangle_I|^2 = \frac{1}{\hbar v_{\alpha}} |\langle \tilde{\lambda} | \mathcal{V} | \alpha \rangle|^2 \frac{1}{|a_{\lambda}^{-}|^2 \hbar v_{\lambda}}, \quad (176)$$

gdzie amplitudy fal przychodzących są znormalizowane do jednostkowego przepływu, tzn. $|a_{\lambda}^{-}|^2 = \pi(2l+1)/k_{\lambda}^2$. Widać więc, że ostatni czynnik w równaniu (176) przedstawia $2\pi\rho(k_{\lambda})/(2l+1)$, gdzie $\rho(k_{\lambda}) = (2\pi)^{-3} 4\pi k_{\lambda}^2 (dk_{\lambda}/d\varepsilon_{\lambda})$ oznacza gęstość stanów w kanale λ na jednostkę energii kinetycznej ε_{λ} . Równanie (176) daje więc następujące wyrażenie na iloczyn $v_{\alpha}\sigma_{\lambda\alpha}$, tzn. na prawdopodobieństwo reakcji $\alpha \rightarrow \lambda$ na jednostkę czasu

$$\frac{2\pi}{\hbar} |\langle \tilde{\lambda} | \mathcal{V} | \alpha \rangle|^2 \frac{\rho(k_{\lambda})}{2l+1},$$

które można by otrzymać rozważając tę reakcję jako przejście ze stanu $|\alpha\rangle$ do stanu $|\lambda\rangle$ pod wpływem współdziałania \mathcal{V} . Funkcje falowe $|\alpha\rangle$, $|\lambda\rangle$ przedstawiają fale de Broglie'a fal cząstek przychodzących i emitowanych, „zakłóconych“ przez potencjały modelu optycznego dla odnośnych kanałów. Badając rozpraszanie niesprężyste musimy zachować szczególną ostrożność przy obliczaniu zakłócenia fali wychodzącej przez potencjał odpowiadający stanowi wzbudzenia jądra końcowego, który może być znacznie płytszy niż potencjał stanu podstawowego.

Literatura

- [1] F. L. Friedman and V. F. Weisskopf, w zbiorze: *Niels Bohr and the Development of Physics*, Pergamon Press, 1955.
- [2] J. Humblet, Mémoires in-8° Soc. Roy. Sc. Liège **12**, no. 4 (1952).
- [3] P. L. Kapur and R. Peierls, Proc. Roy. Soc. A **166**, 277 (1938).
- [4] R. Peierls, Proc. Cambridge Phil. Soc. **44**, 242 (1948).
- [5] C. Bloch, Nuclear Physics **4**, 503 (1957).
- [6] G. E. Brown, Rev. mod. Phys. **31**, 893 (1959).
- [7] L. C. Biedernharn, Nuclear Physics **10**, 620 (1959).

Tłumaczył Bronisław Średniawa

Ryszard Bauer i Mikołaj Rozwadowski

Katedra Fizyki Doświadczalnej
Uniwersytetu Mikołaja Kopernika
w Toruniu

Technika pomiarów czasów gaśnięcia fluorescencji

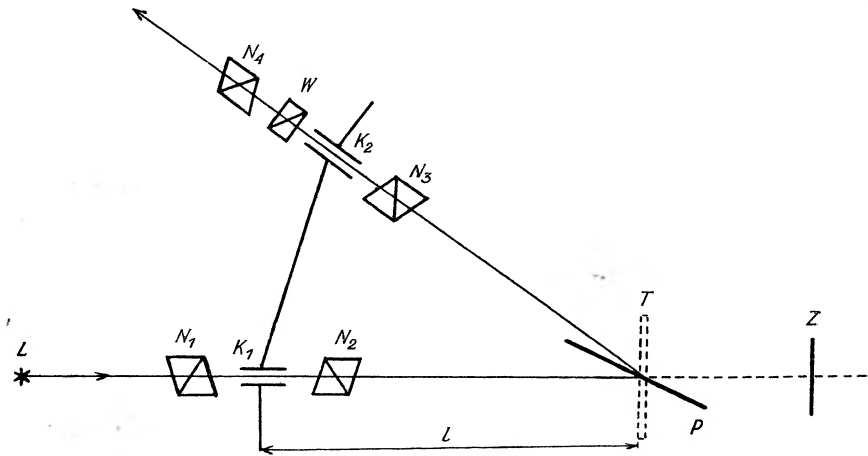
Badania luminescencji roztworów barwników dostarczają wiadomości o mechanizmie procesów zachodzących w drobinach podczas absorpcji i emisji kwantów światła. Bezpośrednie przejście drobin z stanu wzbudzonego do stanu podstawowego nazywamy fluorescencją, to samo zaś przejście poprzez stan pośredni, metatrwały, nazywamy fosforescencją [1]. Czasy gaśnięcia światła fosforescencji i fluorescencji znacznie się różnią. Zakres czasów gaśnięcia światła fluorescencji rozciąga się od 10^{-7} — 10^{-10} sek, ten sam zakres dla światła fosforescencji leży poniżej 10^{-7} sek. Wskutek trudności bezpośredniego zmierzenia czasów gaśnięcia światła fluorescencji początkowo wykonano szereg prac, w których wynik uzyskiwano drogą pośrednią. Do takich metod należy badanie wygaszania fluorescencji obcymi drobinami i pomiar stopni polaryzacji fluorescencji. Czas gaśnięcia fluorescencji może być bezpośrednio wyznaczony przy pomocy metod impulsowych lub metodą wzbudzania światłem harmonicznym zmodulowanym o okresie kilkakrotnie większym od tego czasu.

Fluorometry z wzbudzeniem harmonicznym

Pierwszym przyrządem umożliwiającym bezpośrednio pomiar czasów gaśnięcia fluorescencji przez wzbudzanie harmonicznym zmodulowanym światłem był fluorometr Gavioli [2]. W fluorometrze Gavioli wykorzystano elektrooptyczny efekt Kerra do modulacji światła o wysokiej częstotliwości. Dwa układy skrzyżowanych pryzmatów Nicola z umieszczoną między nimi komórką Kerra (rys. 1) przepuszczały maksymalne natężenie światła tylko wtedy, gdy: a) przyłożono współfazowe napięcie zmienne do komórek Kerra, b) istniała zgodność faz między zmodulowanym przez pierwszy układ światłem po przejściu przez komórkę Kerra K_1 a światłem dochodzącym do komórki Kerra K_2 .

Wobec tego, że światło przebywa drogą optyczną $K_1 P Z P K_2$ (od pierwszej komórki Kerra przez półprzepuszczalną płytkę P na zwierciadło Z , a stamtąd z powrotem na płytkę P i drugą komórkę Kerra) następuje

przesunięcie fazy i po przejściu przez komórkę K_2 światło zostaje eliptycznie spolaryzowane. Tę eliptyczność polaryzacji światła mierzy się za pomocą pryzmatu Wollastona i obracającego się pryzmatu Nicola. Pomiar polegał na wyznaczeniu eliptyczności światła jako funkcji zmiennej drogi optycznej $P-Z-P$, przy czym zmianę tę uzyskiwano prze-



Rys. 1. Schemat fluorometru Gavioli. L — źródło światła, N_1, N_2, N_3, N_4 — nikole, K_1, K_2 — komórki Kerra, Z — zwierciadło, T — naczynie, P — płytka półprzezroczysta

suwając zwierciadło Z (stąd nazwa tej krzywej: *krzywa zwierciadlana*). Jeżeli natomiast w miejsce płytki P umieścić naczynie T z substancją fluoryzującą, nastąpi zmiana eliptyczności światła na skutek określonego czasu gaśnięcia fluorescencji. Zmierzona wartość eliptyczności polaryzacji światła fluorescencji odpowiada pewnej eliptyczności polaryzacji światła odbitego od zwierciadła przesuniętego o wartość L , którą odczytujemy z krzywej zwierciadlanej. Średni czas gaśnięcia τ równa się więc czasowi potrzebnemu światłu na przejście drogi $2L$

$$\tau = \frac{2L}{c} \quad (1)$$

c — prędkość światła.

Fluorometr Gavioli był obarczony systematycznym błędem, który teoretycznie wykazał Duschinsky [3], jednak zasada tego fluorometru stosowana jest do dnia dzisiejszego w prawie wszystkich fluorometrach.

Duschinsky wykazał, zakładając sinusoidalną funkcję natężenia światła wzbudzającego

$$S(t) = 1 + \cos \Omega t \quad (2)$$

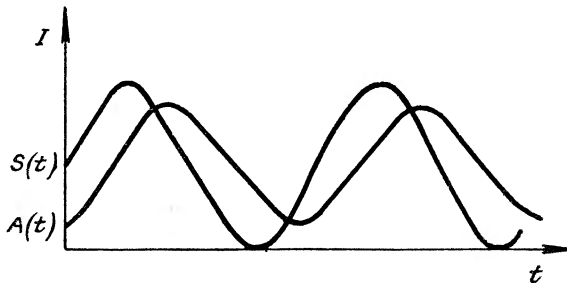
oraz rozpatrując fluorescencję klasycznego liniowego oscylatora, że funkcja natężenia fluorescencji ma następującą postać

$$A(t) = 1 + \frac{1}{\sqrt{1 + \Omega t^2}} \cos(\Omega t + \arctg \Omega t), \quad (3)$$

gdzie: t — czas, $\Omega = 2\pi\nu$ — częstość kołowa modulacji, τ — średni czas gaśnięcia.

Wzór (3) daje nam wyrażenie na przesunięcie fazowe $\text{tg} \varphi = \Omega \tau$, stąd

$$\tau = \frac{\text{tg} \varphi}{\Omega}. \quad (4)$$

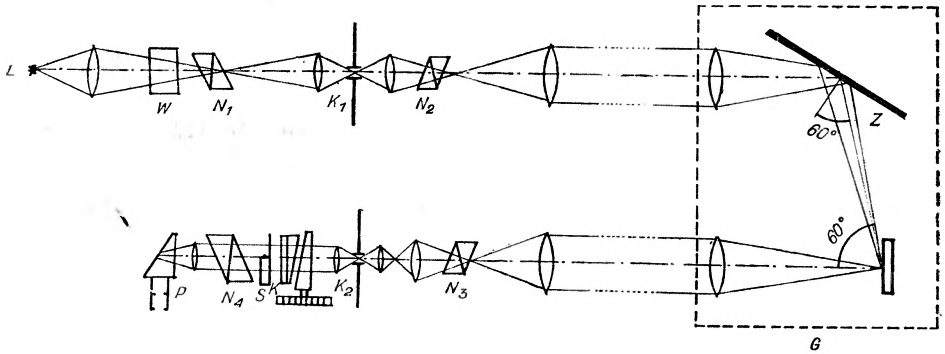


Rys. 2. Teoretyczne krzywe: zwierciadlana ($S(t)$) i fluorescencyjna ($A(t)$)

Wykresy funkcji (2) i (3) są podane na rys. 2. Widać, że kształt krzywej natężenia światła fluorescencji jest inny niż kształt krzywej zwierciadlanej, następuje spłaszczenie krzywej fluorescencyjnej i to tym bardziej, im większe jest przesunięcie fazowe, tzn. stosunek średniego czasu gaśnięcia fluorescencji do okresu modulacji światła wzbudzającego. Gaviola mierzył eliptyczność polaryzacji światła, to jest stosunek \bar{J}^+/\bar{J}^- (\bar{J}^+ jest średnią wartością natężenia składowej prostopadłej do płaszczyzny polaryzacji nikola N_3 , a \bar{J}^- średnią wartością składowej równoległej do płaszczyzny polaryzacji nikola N_3). Wykres zależności tego stosunku od długości drogi optycznej dla światła odbitego i fluorescencji wykazuje także charakterystyczne spłaszczenie, stąd systematyczny błąd w ocenie czasu gaśnięcia fluorescencji popełniany przez Gaviolę.

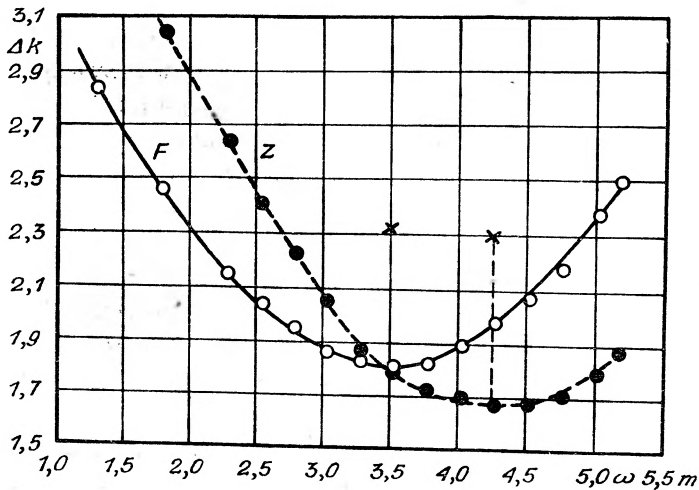
Szymanowski [4] skonstruował fluorometr, w którym przez zastosowanie kompensatora Babinet-Soleila i płytki Szivessiego oraz poprawionych komórek Kerra udało się zwiększyć świetlną układ optyczny i dokładność pomiaru eliptyczności polaryzacji światła. Aby uniknąć błędów Gavioli w aparaturze Szymanowskiego, można było przesuwając nie tylko substancję rozpraszającą ale także substancję fluoryzującą. Zmieniając długość drogi optycznej wyznaczano krzywą zwierciadlaną (zależność eliptyczności polaryzacji światła rozproszonego od długości

drogi optycznej) oraz krzywą fluorescencyjną (zależność eliptyczności polaryzacji światła fluorescencji od długości drogi optycznej). Z przesunięcia tych dwóch krzywych względem siebie można było wyznaczyć



Rys. 3. Schemat fluorometru Szymanowskiego. *W* – filtr wodny, *G* – wózek, *K* – kompensator Babinet-Soleila, *S* – płytka Schivessiego, *P* – pryzmat całkowicie odbijający

średni czas gaśnięcia $\tau = 2L/c$. Schemat aparatury Szymanowskiego przedstawiony jest na rysunku 3. Światło łuku *L* po przejściu przez filtr wodny *W*, modulator (dwa nikole *N*₁ i *N*₂ oraz komórka Kerra *K*₁) i od-



Rys. 4. Krzywe: zwierciadlana (*Z*) i fluorescencyjna (*F*)

powiedni układ soczewek pada na wózek ze zwierciadłem *Z* i naczyniem *T*. Światło rozproszone lub fluorescencji z naczynia *T* przez odpowiedni układ soczewek pada na nikol *N*₃, komórkę Kerra *K*₂ oraz układ mierzący eliptyczność polaryzacji światła. Układ ten składa się z nikola *N*₄,

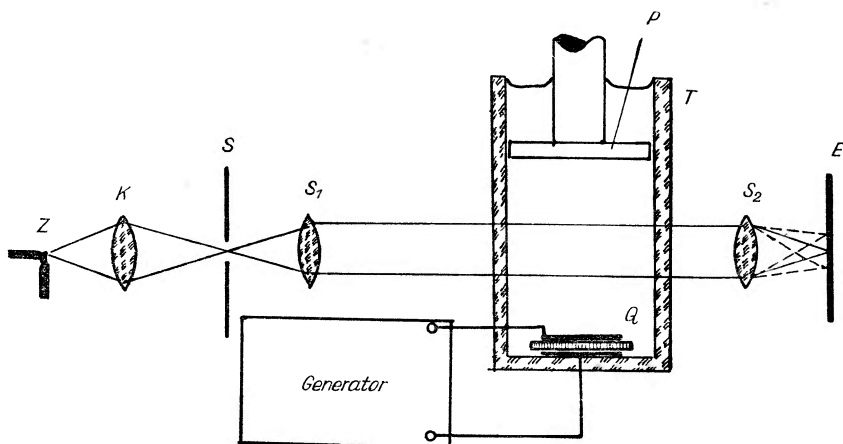
kompensatora Babinet-Soleila i płytki Shivessiego. Pomiary dokonywano wizualnie za pomocą lunetki, na którą światło skierowane zostało całkowicie odbijającym pryzmatem. Osie obu komórek Kerra nachylone były o 45° w stosunku do poziomu i do kierunku drgań wektora elektrycznego światła wychodzącego z nikola N_2 . Nikol N_2 był obracany, tak że wektor elektryczny światła wzbudzającego mógł być poziomy lub pionowy (równoległy lub prostopadły do płaszczyzny padania $N_2 ZT'$). Pomiary wykonywane fluorometrem Szymanowskiego były bardzo żmudne. Wystarczy powiedzieć, że czas jednego pomiaru eliptyczności polaryzacji światła mógł trwać co najwyżej 7 sek. Powodem tego było nagrzewanie się nitrobenzenu w komórkach Kerra, do których trzeba było przykładać duże napięcie wysokiej częstości o mocy dochodzącej do 100 W. Mimo to dokładność pomiaru była duża i nawet dziś jeszcze niełatwo osiągalna, wynosiła bowiem $2 \cdot 10^{-10}$ sek. Wykres na rys. 4 pokazuje krzywą zwierciadlaną i fluorescencyjną dla roztworu wodnego fluoresceiny. Dalszymi zaletami fluorometru Szymanowskiego w stosunku do dziś stosowanych to: 1) niezależność wyniku pomiaru od natężenia światła wzbudzającego, 2) brak wpływu światła rozproszonego na wynik pomiaru, 3) łatwa zmiana częstości modulacji, 4) możliwość wyznaczenia wiernej krzywej zwierciadlanej i fluorescencyjnej. Dwie ostatnie zalety istotne są zwłaszcza wtedy, gdy za pomocą fluorometru badać chcemy kształt krzywej gaśnięcia fluorescencji.

Modulatory

Komórka Kerra, służąca w fluorometrach Gavioli i Szymanowskiego jako modulator i analizator, posiada szereg wad, które komplikują technikę pomiaru. Najważniejszymi z nich to wpływ temperatury na pomiar i stosunkowo mała świetlność. Przy budowie nowych fluorometrów w latach 1936—1938 w Niemczech Maercks [5], [6], a w Związku Radzieckim Szymanowski i Tumerman [7] zastosowali modulatory wykorzystujące zjawisko ugięcia światła na stojącej fali ultradźwiękowej. Zmiany natężenia wiązek ugiętych z częstością dwa razy większą od częstości fali ultradźwiękowej po raz pierwszy zaobserwował i opisał Bachem [8].

Schemat modulatora używanego przez Maercksa przedstawia rys. 5. Światło wysyłane ze źródła Z skupione zostaje przez kondensator K na szczeliny S . Soczewka S_1 ustawiona jest tak, że po przejściu przez nią wiązka światła staje się równoległa. Przy pomocy soczewki S_2 na ekranie E otrzymuje się obraz szczeliny S . Między soczewkami S_1 i S_2 umieszczone jest naczynie wypełnione cieczą, w której piezokwarc Q wzbudza płaską falę ultradźwiękową. Fala ta, odbijając się od ustawionej dokładnie

równoległe do piezokwarcu płytki P , daje falę stojącą. Przy zgęszczeniach i rozrzedzeniach cieczy, zmienia się jej współczynnik załamania i pole fali wywołuje efekt ugięcia światła, podobnie jak siatka dyfrakcyjna. Zjawisko to nazywa się efektem Debye'a-Searse'a. Ponieważ różnice współczynników załamania pojawiają się i znikają z częstością dwa razy większą niż częstość fali ultradźwiękowej, wiązki ugięte też pojawiają się i znikają z tą samą częstością 2ν . Jeżeli więc umieści się zamiast ekranu szczelinę, która wydzieli wiązkę nieugiętą, natężenie tej wiązki będzie zmodulowane z częstością 2ν , a głębokość modulacji 20—30%. Można też zasłonić wiązkę nieugiętą, a wykorzystać wiązki ugięte.



Rys. 5. Schemat modulatora ultradźwiękowego dyfrakcyjnego. Z — źródło światła, K — kondensator, S — szczelina, S_1 , S_2 — soczewki, E — ekran, T — komórka ultradźwiękowa, P — płytka odbijająca, Q — piezokwarc

W tym wypadku otrzymuje się mniejsze natężenie zmodulowanego światła, ale głębokość modulacji jest 100%. W swoim fluorometrze Szymonowski i Tumerman wykorzystali falę stojącą w kostce piezokwarcowej, która była wzbudzana na wyższej harmonicznej. Prawie wszystkie późniejsze fluorometry posiadały już modulatory dyfrakcyjne.

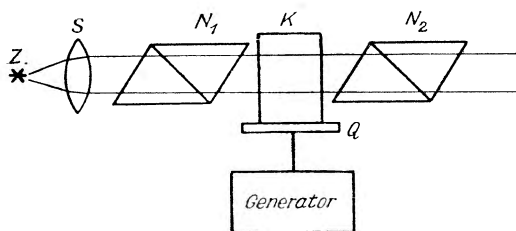
Bardziej świetlnym okazał się jednak modulator ultradźwiękowy zbudowany przez Hiedemanna i Hoescha [9], którzy wykorzystali dwójłomność wymuszoną kostki szklanej umieszczonej między skrzyżowanymi nikolami. Falę stojącą wzbudza przyklejona do niej płytka piezokwarcowa. Schemat takiego modulatora pokazany jest na rys. 6. Według Bergmanna [10] jeszcze większą jasność można uzyskać, jeżeli zamiast kostki użyje się walec szklany przyklejony tworzącą do piezokwarcu. Modulatory dwójłomnościowe pozwalają uzyskać modulację o częstości

nawet bardzo niskiej, co jest niemożliwe przy dyfrakcyjnych ze względu na dużą długość fali (stałą siatki). Modulatory ultradźwiękowe, w porównaniu z komórkami Kerra, wymagają znacznie niższych napięć i mocy. Drgania piezokwareu można wzbudzić już przy napięciu 20 V, a moc dostarczana płytce zawarta jest w granicach od 0,05 W do 0,2 W. Modulatory ultradźwiękowe, a szczególnie dwójłomnościowe, posiadają znacznie większą świetlność niż modulatory Kerra. W użyciu wygodniejsze są modulatory z falą stojącą wzbudzoną w ciele stałym, gdyż w cieczach ogrzewających się powstają prądy konwekcyjne. Przy użyciu optyki kwarcowej można też uzyskać modulację ultrafioletu, co jest niemożliwe przy zastosowaniu komórek Kerra. Wadą natomiast modulatorów ultradźwiękowych jest niemożliwość zmiany częstości modulacji, co przy bardziej wnikliwych badaniach staje się bardzo ważne.

Inne sposoby modulacji natężenia światła przy pomocy ultradźwięków, które dotychczas nie znalazły zastosowania przy budowie fluorometrów, omówione są szczegółowo w monografii Bergmanna [11].

Najświetlniejszym ze znanych modulatorów światła jest komórka Billingsa [12]. Stanowi ona płytkę z kryształu typu XH_2PO_4 wyciętą prostopadle do osi optycznej i umieszczoną między dwoma skrzyżowanymi nikolami. W odpowiednio silnym podłużnym polu elektrycznym oś optyczna skręca się o 45° i wówczas światło spolaryzowane liniowo staje się spolaryzowane eliptycznie. Wskutek tego nie będzie wygaszone przez drugi nikol. Stosując zmienne pole elektryczne otrzymuje się modulację wiązki świetlnej. Komórka Billingsa pozwala otrzymać wierną zamianę drgań elektrycznych na drgania natężenia światła. Można uzyskiwać modulację z częstością odpowiadającą częstości drgań elektrycznych, albo też z częstością dwa razy większą. Cenną zaletą komórek Billingsa jest możliwość zmiany częstości modulacji w sposób ciągły. Zastosowanie komórek Billingsa w fluorometrach jest jednak do tej pory niemożliwe, gdyż górna granica częstości modulacji wynosi tylko 5 MHz.

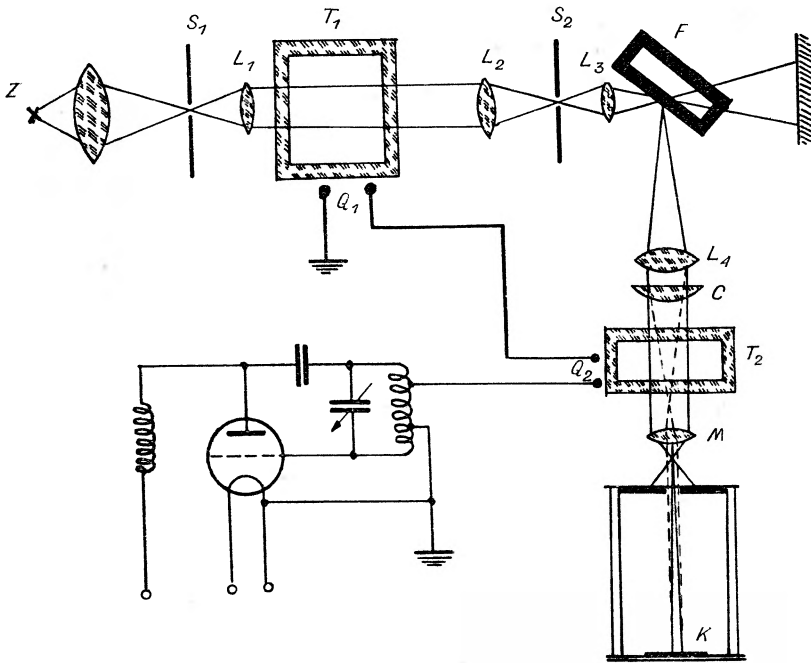
Wszystkie fluorometry, prócz Birksa i Littla [13], budowane po roku 1935 posiadały modulatory ultradźwiękowe dyfrakcyjne, zasadniczo nie różniące się między sobą. Rozwijała się jedynie metoda wykonywania pomiarów. Do chwili obecnej zbudowano już kilkanaście typów fluorometrów. Omówimy tutaj bardziej ciekawe przykłady fluorometrów z ultradźwiękową modulacją.



Rys. 6. Schemat modulatora dwójłomnościowego. N_1 , N_2 — nikole, K — kostka szklana, Q — piezokwarc, S — soczewka, Z — źródło światła

Fluorometry z ultradźwiękową modulacją światła

Kilka fluorometrów z modulatorami ultradźwiękowymi zbudował Maercks. W naszym artykule ograniczymy się tylko do jednego. Wydaje się on ciekawy ze względu na szczególnie pomysłowy sposób pomiaru przesunięcia fazy. Schemat fluorometru Maercksa [6] przedstawia rys. 7. Układ B , S_1 , L_1 , T_1 , L_2 stanowi dyfrakcyjny modulator. Badany roztwór znajduje się w naczyniu F . Światło fluorescencji skupione przez soczewkę L_4



Rys. 7. Schemat fluorometru Maercksa. T_1 – kuweta ze stojącą falą ultradźwiękową. T_2 – kuweta z bieżącą falą ultradźwiękową, F – fluorofor albo rozpraszacz, C – soczewka cylindryczna, M – mikrooptyka, K – klisza fotograficzna

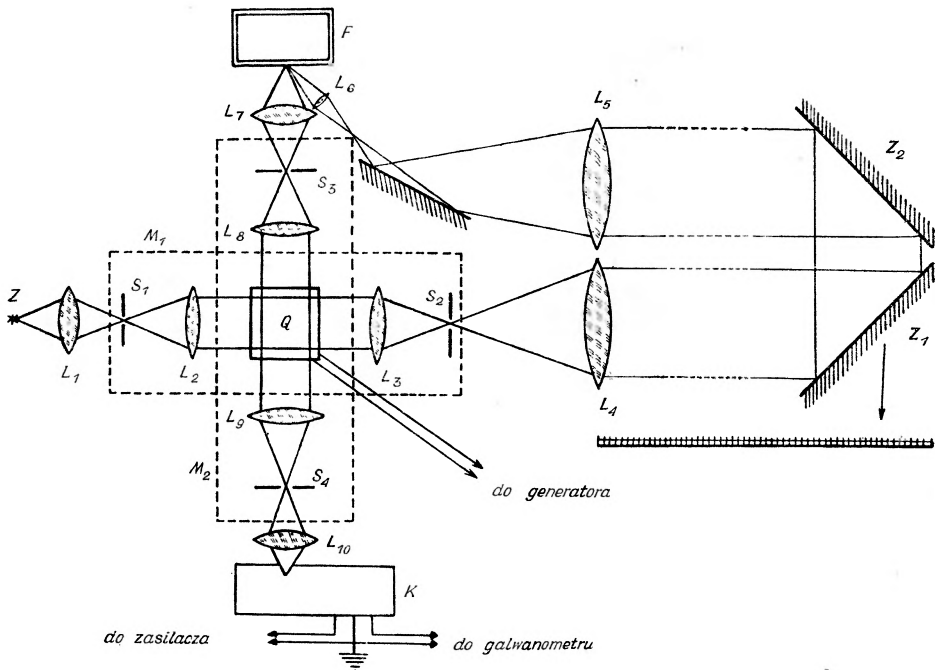
w wiązkę równoległą, przechodzi przez naczynie T_2 , w którym kwarc Q_2 wzbudza falę bieżącą. Kwarcy Q_1 i Q_2 zasilane są z tego samego generatora. Przy pomocy mikrooptyki M na kliszy K powstaje obraz składający się z kolejnych ciemnych i jasnych prążków. Powstają one wskutek oświetlenia fali bieżącej zmodulowanym światłem, o częstości będącej całkowitą wielokrotnością częstości fali ultradźwiękowej. Soczewkę cylindryczną C zastosowano jedynie dla zwiększenia jasności obrazu. Skupia ona światło w płaszczyźnie prostopadłej do kierunku rozchodzenia się fali ultradźwiękowej. Pomiar czasu świecenia wykonywano następująco. Fotografowano na połowie kliszy (druga część była zasłonięta) prążki przy umieszczonej zamiast naczynia F , substancji rozpraszającej. Następnie zamieniano

substancję tę na roztwór badany i fotografowano na drugiej połowie kliszy. Po sfotometrowaniu kliszy wyznaczano przesunięcie prążków względem siebie ΔL , a następnie obliczano τ ze wzoru

$$\tau = \frac{\Delta L}{2\nu L}, \quad (6)$$

gdzie ν – częstość fali ultradźwiękowej, L – odległość między sąsiednimi prążkami na kliszy.

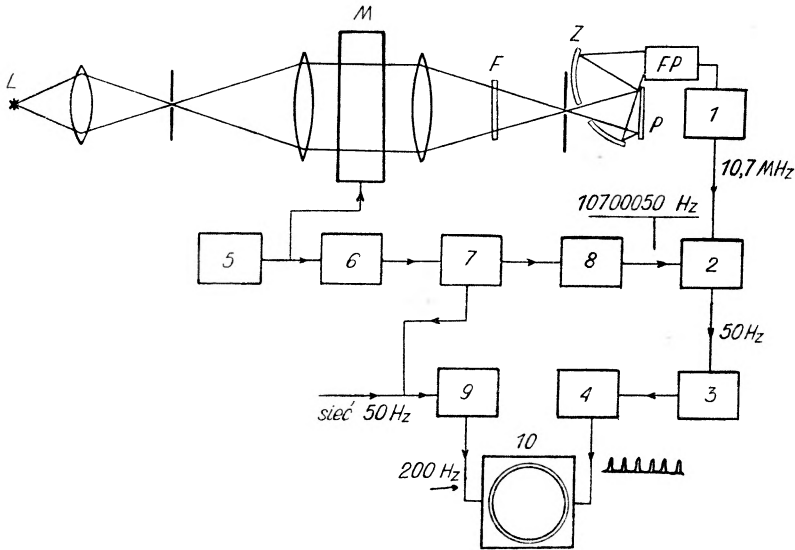
Gałańin [14], podobnie jak w jednym ze swoich fluorometrów Maercks, dwukrotnie wykorzystał tę samą komórkę ultradźwiękową. Fala stojąca wzbudzana tutaj była w piezokwarcu o wymiarach $4 \times 3 \times 2$ cm, a nie w cieczy jak u Maerksa. Schemat tego fluorometru wi-



Rys. 8. Schemat fluorometru Gałańina. Q – piezokwarc, M_1, M_2 – modulatory, K – fotopowielacz, F – substancja fluoryzująca albo rozpraszająca, Z_1, Z_2 – zwierciadła na wózku

dzimy na rys. 8. Światło wysyłane ze źródła Z zostaje zmodulowane przez modulator M_1 i dalej pada na zmienną drogę optyczną. Następnie światło kierowane jest na naczynie F , na miejsce którego można wstawić rozpraszacz. Światło fluorescencji albo rozproszone przechodzi przez modulator M_2 i natężenie jego mierzone jest przy pomocy fotopowielacza z galvanometrem. Jeżeli zamiast naczynia F umieścić substancję rozpraszającą i przesuwając zwierciadłami umocowanymi na wózku, zmianie

ulegać będzie natężeniu światła padającego na fotopowielacz. Przy pewnym położeniu wózka otrzyma się minimum natężenia fotoprądu. Wstawiając na miejsce substancji rozpraszającej roztwór fluoryzujący można wykreślić znowu zależność natężenia fotoprądu od położenia wózka, minimum wypadnie w innym miejscu. Z przesunięcia minimum Gałanin obliczał zmianę fazy, a stąd przy pomocy wzoru (4) otrzymał τ . Natomiast dla $\Omega\tau$ znacznie większego od jedności, kiedy krzywa fluorescencyjna posiada minimum silnie rozmyte, τ wyznaczone było ze stosunku amplitud krzywej fluorescencyjnej i krzywej zwierciadlanej.



Rys. 9. Schemat fluorometru Schmillena. *M* – komórka ultradźwiękowa, *F* – filtr, *P* – badany fluorofor albo rozpraszacz, *FP* – fotopowielacz, *1* – wzmacniacz rezonansowy, *2* – układ mieszający, *3* – wzmacniacz wąskostęgowy, *4* – układ zamieniający sygnał na impulsy, *5* – generator, *6* – podwajacz częstości, *7* – elektro-mechaniczny modulator sygnału, *8* – wzmacniacz, *9* – powielacz częstości, *10* – oscylograf

Późniejsze fluorometry miały możliwość bezpośredniego pomiaru przesunięcia fazy między światłem wzbudzającym a światłem fluorescencji. Do tego typu należy fluorometr Schmillena [15] (rys. 9). Światło wzbudzające jest w nim zmodulowane z częstością 10,7 MHz przy pomocy modulatora ultradźwiękowego. Na drodze wiązki zmodulowanego światła umieszczono roztwór badany *P*. Światło fluorescencji, skupione przez zwierciadło wklęsłe *Z* pada na katodę fotopowielacza. Wzmocniony sygnał z fotopowielacza przekazany jest do układu mieszającego, na którego drugie wejście przyłożony jest sygnał różniący się o 50 Hz od częstości fotoprądu. Częstość taką uzyskuje się przy pomocy specjalnego elektro-

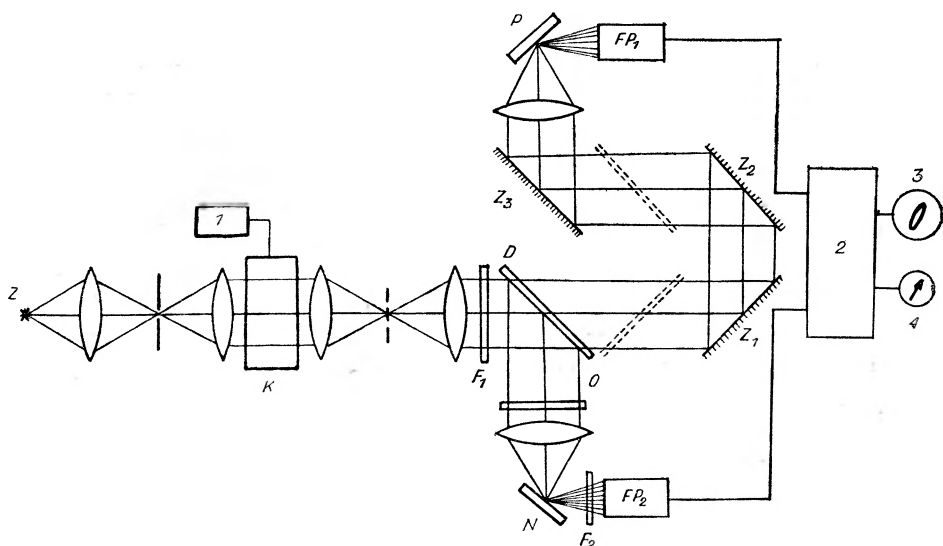
mechanicznego mieszacza częstości, który do podwojonej częstości generatora ultradźwiękowego dodaje częstość sieci. Otrzymaną różnicę częstości (50 Hz) wzmacnia się i zamienia na impulsy krótkotrwałe, przekazywane do oscylografu z kołową podstawą czasu o częstości 200 Hz. Wstawiając w P rozpraszacz, a następnie fluorofor, na ekranie lampy oscylograficznej można wyznaczyć przesunięcie fazy, a τ obliczyć ze znanego już wzoru. Nowością wprowadzoną przez Schmillena jest możliwość zastosowania wąskostęgowego wzmacniacza niskiej częstości. Spowodowało to obniżenie poziomu szumów i pozwoliło na dokonanie pomiarów τ dla słabo świecących roztworów. Boncz-Brujewicz [16] zwraca uwagę, że Schmillen nie uwzględnił niestabilności różnicy faz między światłem zmodulowanym a napięciem zasilającym piezokwarc. Nie wprowadził też kontroli amplitudy sygnału, zmiany której w układach nieliniowych mogą wprowadzić przesunięcie fazy. Boncz-Brujewicz w artykule [16] i swoich poprzednich pracach podał dokładną analizę źródeł błędów i możliwości zwiększenia dokładności pomiarów fluorometrycznych. Wymienimy tutaj tylko ważniejsze z nich. Prosta dyskusja błędu wykazuje, że najbardziej dokładny jest pomiar, jeżeli zostaje spełniony warunek $\omega\tau = 1$. Bardzo znacznie zależy też dokładność pomiaru od stosunku napięcia szumów do napięcia sygnału. Przy zastosowaniu lampy oscyloskopowej jako wskaźnika różnicy faz, maksymalna dokładność odczytu różnicy faz wynosi 1° . Zależność różnicy faz od stosunku szumu do sygnału podaje tabela

u_{sz}/u_s	0	0,25	1	2,5
$\Delta\varphi$	1°	4°	15°	30°

Widać więc, że przy szumach porównywalnych z sygnałem pomiar już nie ma sensu. W celu zlikwidowania wpływu szumów można iść różnymi drogami. Skuteczny efekt daje zastąpienie lampy oscylograficznej wskaźnikiem przesunięcia fazy posiadającym większą bezwładność. Działa on wówczas jako układ całkujący, dzięki czemu zmniejsza wpływ szumów. Można też zwięźić wstęgę wzmacniania, lecz przy bardzo wąskiej wstędze zaczynają ujawniać się fluktuacje częstości. Błąd wprowadzić może też fakt, że wycinki wiązki światła wzbudzającego, zmodulowane przez różne obszary pola ultradźwiękowego, mogą być przesunięte względem siebie w fazie. Przesunięcie to nie jest stałe w czasie. Należy też dbać o jednokowe warunki oświetlenia fotokatody przy zamianie rozpraszacza na fluorofor. Od tego często zależą czasy przelotów elektronów przez fotopowielacz. Zjawisko to może też spowodować dodatkowe przesunięcie fazy. Dalej, faza modulacji może zależeć od długości fali światła wzbud-

dzającego. Przy zastosowaniu dwu fotopowielaczy w fluorometrze konieczne więc jest umieszczenie filtra świetlnego przed płytką dzielącą wiązkę światła zmodulowanego. Oprócz tego błędy mogą być spowodowane przez elementy układu elektronowego.

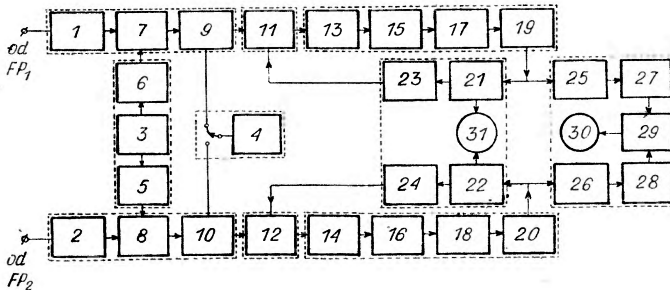
Schemat fluorometru Bonez-Brujewicza przedstawia rys. 10. Źródłem światła jest tutaj lampa rtęciowa wysokociśnieniowa o mocy 250 W. Światło wzbudzające jest zmodulowane przez dyfrakcję na stojącej fali ultradźwiękowej w ksylie. Częstość modulacji wynosi około 12 MHz. W celu uzyskania większej głębokości modulacji wykorzystano tylko wiązki ugięte. Płytką D dzieli wiązkę światła zmodulowanego na



Rys. 10. Schemat fluorometru Bonez-Brujewicza. K – komórka ultradźwiękowa, F_1, F_2 – filtry, D – płytka dzieląca wiązkę światła, O – osłabiacz, N – fluoroфор albo rozpraszacz, FP_1, FP_2 – fotopowielacz, Z_1, Z_2, Z_3 – zwierciadła, P – rozpraszacz, 1 – generator, 2 – układ fazometryczny, 3 – oscylograf, 4 – miernik układu fazometrycznego

dwie części, jedna pada na fluoroфор lub rozpraszacz N , a druga odbija się od zwierciadeł Z_1, Z_2 i Z_3 , pada na rozpraszacz P i oświetla katodę fotopowielacza. Zwierciadła Z_1 i Z_2 można przesuwac w granicach 30 cm. Część optyczna aparatu wykonana jest tak, aby uniknac systematycznych błędów pomiaru, o których była mowa wyżej. Schemat blokowy aparatury fazometrycznej podany jest na rysunku 11. Mamy tutaj dwa symetryczne kanały, zawierające niecechowane i cechowane elektryczne przesuwacze fazy sygnału. Cechowane przesuwacze pozwalają zmieniać fazę skokowo co $4,3^\circ$ w sumie o 90° . Ciagle przesuwac fazy uzyskuje się zmieniając drogę optyczną zwierciadłami Z_1 i Z_2 . Przesunięcie zwier-

ciadeł o 30 cm zmienia fazę o $4,3^\circ$. Odczyty dokonywane są metodą zerową. Wskaźnikiem różnicy fazy był wskazówkowy przyrząd pomiarowy, a prócz tego dla kontroli lampa oscylograficzna. Pomiar przebiega w sposób następujący. Przed fotopowielaczem FP_1 (rys. 10) ustawia się rozpraszacz N i przy pomocy niecechowanych przesuwaczy fazy doprowadza się do zgodnych faz sygnałów, co wskazuje przyrząd 4. Zastępując rozpraszacz fluoroforem doprowadzą się drugi raz do jednakowych faz



Rys. 11. Blokowy schemat układu fazometrycznego. 1, 2 – wzmacniacze wysokiej częstości, 3 – heterodyna, 4 – woltomierz lampowy, 7, 8 – układy mieszające, 9, 10 – cechowane przesuwacze fazy, 11, 12 – wzmacniacz z ARW, 13, 14, 17, 18 – wzmacniacze częstości pośredniej, 15, 16 – niecechowane przesuwacze fazy, 19, 20 – wtórniki katodowe, 21, 22, 27, 28 – układy wyjściowe, 23, 24 – detektory ARW, 29 – mostek fazowy, 30 – miernik w układzie mostka fazowego, 31 – oscyloskop

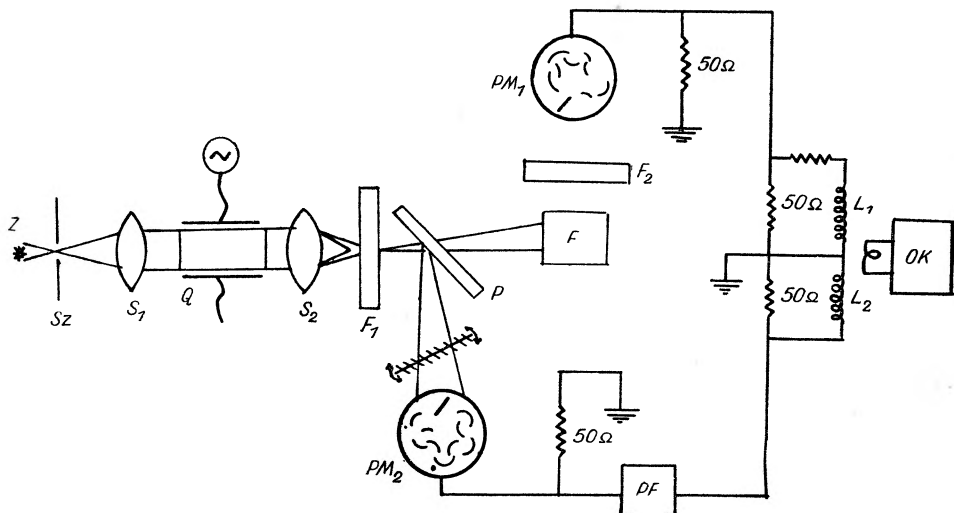
na wyjściu przy pomocy cechowanych przesuwaczy fazy i ruchomych zwierciadeł. Do obliczenia średniego czasu gaśnięcia stosuje się wzór (4).

W roku 1959 Boncz-Brujewicz [17] zbudował nowy model fluorometru, który w części optycznej zasadniczo nie różni się od wyżej opisanego. Wprowadzono natomiast zmianę w części elektronicznej. Zastosowano podwójne mieszanie częstości, co pozwoliło dobierać częstość generatora modulującego w pewnych granicach bez zmian w układzie fazometrycznym. Umożliwia to dobranie najkorzystniejszych warunków pracy modulatora. Najmniejszy błąd jednokrotnego pomiaru przy dużym natężeniu światła i stosunkowo małym poziomie szumów według autora opisanego fluorometru, wynosi mniej niż 2% i nie jest większy od:

$$\begin{aligned} 5\% & \text{ przy } \tau = 10^{-9} \div 10^{-8} \text{ sek} \\ 10\% & \text{ przy } \tau = 5 \cdot 10^{-10} \div 5 \cdot 10^{-8} \text{ sek} \\ 20\% & \text{ przy } \tau = 2,5 \cdot 10^{-10} \div 10^{-7} \text{ sek} \end{aligned}$$

Błąd zależy więc od zakresu możliwych do zmierzenia średnich czasów gaśnięcia. Fluorometr ten jest niewątpliwie doskonalszy niż poprzedni tych samych autorów, ale rozbudowano w nim i tak skomplikowaną aparaturę elektronową, co pociąga za sobą możliwość wprowadzenia nowych źródeł błędów. Szczególnie dużym źródłem błędów jest możliwość

choć niewielkiego rozstrojenia wielkiej liczby obwodów rezonansowych LC umieszczonych między fotopowielaczami a układem mierzącym różnicę fazy. Jak wiadomo bowiem, obwód LC już przy bardzo nieznacznym rozstrojeniu silnie przesuwają fazę sygnału. Wydaje się więc słuszne dążyć w nowo budowanych fluorometrach do możliwie krótkiej drogi sygnału między fotopowielaczem a fazometrem. Tego typu cechy ma fluorometr zbudowany przez Ravilliousa, Farrara i Liebsona [18] (rys. 12). Do modulacji światła wzbudzającego wykorzystana jest, po-

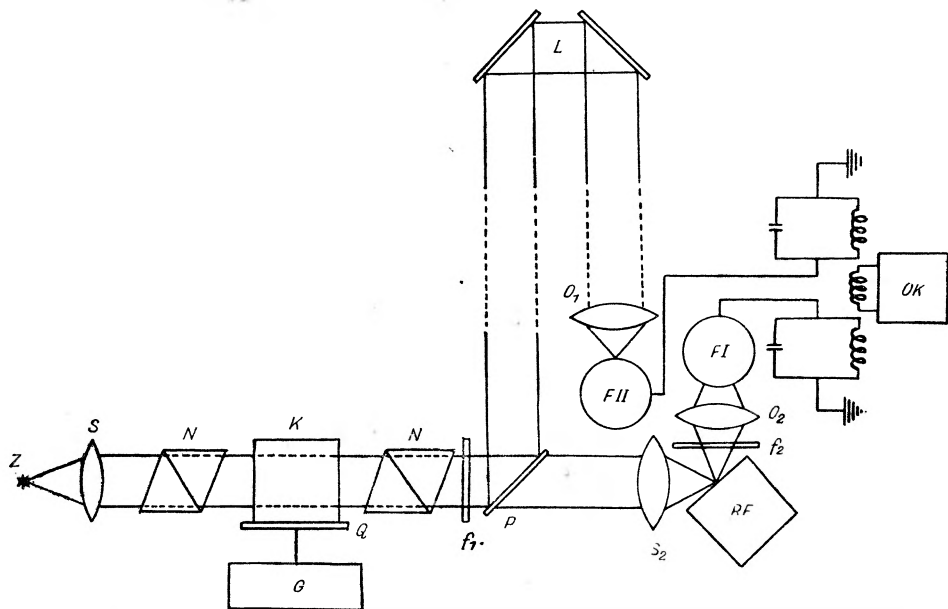


Rys. 12. Schemat fluorometru Ravilliousa. Z, SZ, S_1, Q, S_2 – elementy modulatora ultradźwiękowego dyfrakcyjnego, F_1, F_2 – filtry skrzyżowane, P – płytka dzieląca, PM_1, PM_2 – fotopowielacze, F – fluorofor albo rozpraszacz, PF – przesuwacz fazy, OK – odbiornik komunikacyjny

dobnie jak u Tumermana, fala stojąca w płytce piezokwarcowej. Cechowane przesuwanie fazy umieszczono tylko w jednym kanale. Wskaźnikiem zgodności faz napięć zmiennych w cewkach L_1 i L_2 jest cewka L połączona z odbiornikiem komunikacyjnym. Dokładność pomiarów Ravilliousa wynosi $2 \cdot 10^{-10}$ sek. Jest ona co prawda mniejsza niż podaje Boncz-Brujewicz, ale aparatura jest znacznie prostsza, co gwarantuje lepszą powtarzalność wyników. Odbiornik komunikacyjny użyty tu jako wzmacniacz wysokiej częstotliwości wzmacnia jedynie amplitudę, ewentualne przesunięcie fazy sygnału nie jest w tym układzie istotne.

Autorzy tego artykułu zbudowali fluorometr [19] (rys. 13), w którym zostały wykorzystane zarówno uwagi Boncz-Brujewicza, jak i sposób detekcji fazy Ravilliousa. Zastąpiono także dotychczas wyłącznie stosowany modulator dyfrakcyjny na dwójłomnościowy, który okazał się

znacznie świetlniejszym. Płytką P dzieli zmodulowaną wiązkę na dwie części. Filtr F_1 umieszczono tak, aby pozbyć się wpływu długości fali światła wzbudzającego na fazę. Użyto jednak optyczno-mechanicznego przesuwania fazy, które wprowadza mniej błędów w porównaniu z elektrycznym. Amplitudy sygnałów fotoprądów reguluje się natężeniem światła padającego na fotopowielacze. W tym celu użyto obiektywów fotograficznych O_1 i O_2 z przesłonami irysowymi, które zmieniając natężenie



Rys. 13. Schemat fluorometru Bauera i Rozwadowskiego. Z, S, N, K, Q, G — elementy modulatora ultradźwiękowego dwójłomnościowego, P — płytka dzieląca, L — zwierciadła na wózku, f_1, f_2 — filtry skrzyżowane, O_1, O_2 — obiektywy z przesłonami irysowymi, FI, FII — fotopowielacze, RF — rozpraszacz lub fluorofor, OK — odbiornik komunikacyjny

światła padającego na fotokatodę, nie zmieniają jego miejsca padania. Droga przesuwu zwierciadeł jest tak ustawiona, że przy ich przesuwaniu amplituda sygnału z fotopowielacza FII waha się nie więcej niż o 2%.

Światło zmodulowane zostaje zogniskowane na substancji fluoryzującej lub rozpraszającej, część zaś wiązki skierowana jest poprzez zmienną drogę optyczną na fotopowielacz FII . Światło rozproszone lub fluorescencji pada na fotopowielacz FI . Fotopowielacze zasilane są napięciem stałym. Ponadto na napięcie stałe między katodą i I dynodą nakłada się napięcie zmienne, o amplitudzie równej napięciu stałemu między dynodami. Dzięki temu następuje mieszanie częstości fotoprądu z częstością pomocniczego generatora i sygnał z fotopowielacza ma częstość różniącą

się od harmonicznego generatora ultradźwiękowego. Obwody LC w anodach fotopowielaczy nastrojone są na częstość wypadkową i są indukcyjnie sprzężone ze sobą tak, że przy zgodnych fazach i jednakowych amplitudach sygnały w cewce sprzęgającej z odbiornikiem komunikacyjnym nawzajem się znoszą. Odbiornik komunikacyjny służy w ten sposób jako wskaźnik różnicy faz.

Przebieg pomiaru odbywa się podobnie jak u Szymanowskiego lub Gałanina. Wskazania galwanometru, mierzącego amplitudę wzmoconego i wyprostowanego sygnału, odczytuje się zmieniając położenie wózka co 5 cm. Wykreśla się następnie krzywą zwierciadlaną i fluorescencyjną. Z różnicy położenia minimów obu krzywych ΔL oblicza się τ ze wzoru

$$\tau = \frac{2\Delta L}{c}.$$

Dokładność pomiarów wynosi około 10^{-10} sek. Wprowadzając pewne udoskonalenia będzie można tę dokładność jeszcze polepszyć.

Wszystkie wyżej opisane fluorometry, oprócz fluorometru Szymanowskiego i ostatniego, wykorzystują założenia sinusoidalnej modulacji światła oraz wykładniczego prawa gaśnięcia fluorescencji. W rzeczywistości pierwszy warunek jest spełniony w przybliżeniu, a drugi też nie dla wszystkich fluoroforów jest spełniony. Niektóre doświadczenia przemawiają za niewykładniczym prawem gaśnięcia, zwłaszcza jeżeli zachodzą procesy wygaszające fluorescencję. Okazuje się, między innymi, że mierzony średni czas gaśnięcia zależy od częstości modulacji światła wzbudzającego, co nie powinno mieć miejsca przy wykładniczym zaniku świecenia [20]. Ponieważ przy pomocy fluorometrów ze stałą częstością modulacji nie można wnioskować o prawie gaśnięcia fluorescencji, dalszym kierunkiem rozwoju techniki pomiarów fluorometrycznych jest budowanie przyrządów pozwalających mierzyć τ przy różnych częstościach modulacji. Sprawdzić prawo gaśnięcia można także fluorometrem nie zawierającym w układach fazometrycznych obwodów rezonansowych, pozwalającym otrzymać niezniekształconą krzywą zwierciadlaną i fluorescencyjną i z ich analizy zbadać charakter gaśnięcia.

Borysow i Tumerman [21] zbudowali fluorometr, w którym częstość modulacji stosunkowo łatwo można zmieniać. Część optyczna jego jest podobna do fluorometru Boncz-Brujewicza. W części elektronicznej wykorzystano mieszanie na dynodach fotopowielaczy. Przejście na niską częstość dokonano według wzoru Schmillena [15].

Dalszym przykładem poszukiwania sposobu pomiarów przy różnych częstościach jest zbudowany przez S. F. Kilina, G. P. Prosina i I. M. Rozmana [22] układ pozwalający mierzyć przesunięcia fazy przy częstościach wzbudzania równych 8, 12, 15, 18 i 20 MHz. Oprócz

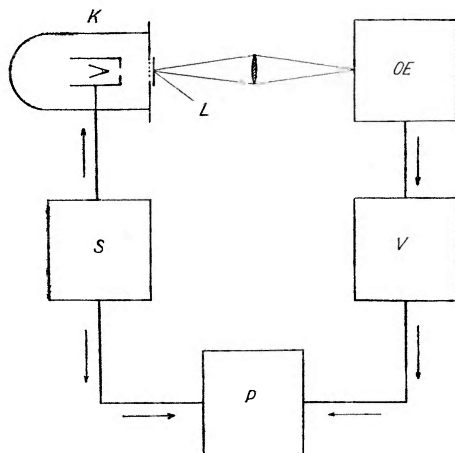
wprowadzenia możliwości pomiarów fluorometrycznych przy różnych częstościach modulacji, bardzo istotne dla badania słabo fluoryzujących roztworów jest użycie możliwie świetlnych modulatorów. Postępem było zastosowanie modulatora ultradźwiękowego, jednak gdyby udało się zbudować elektrooptyczny modulator Billingsa dla częstości zawartych między 10 a 20 MHz, względnie odpowiednio świetlny innego typu, technika pomiarów fluorometrycznych posunęłaby się szybko naprzód.

Przy pomocy fluorometrów z modulacją harmoniczną zmierzono średnie czasy świecenia dla bardzo wielu fluoryzujących roztworów. Badano też zależność τ od stężenia, temperatury roztworu, stopnia polaryzacji fluorescencji, wydajności i innych czynników. Dokładniejsze omówienie tego bardzo bogatego materiału przekracza ramy tego artykułu.

Fluorometry impulsowe

Wraz z udoskonalaniem fotopowielaczy i wzmacniaczy o ekstremalnie szerokiej wstędze wzmacniania pojawiły się nowe drogi pomiarów krótkich czasów gaśnięcia, opracowano szereg metod, za pomocą których można wyznaczyć czas gaśnięcia pojedynczych scyntylacji wywołanych cząstkami lub kwantami o dużych energiach [23], [24], [25], [26], [27]. Metod tych jednak nie można stosować przy wzbudzaniu promieniowaniem o małej energii jak np. promieniami Röntgena lub niskoenergetycznymi elektronami. Porównawcze pomiary przy wzbudzaniu najpierw ultrafioletem i promieniami Röntgena, a następnie promieniami gamma wykazały [28], że czas gaśnięcia tych samych substancji zależy od energii wzbudzającej. Wskazuje to na różnice w mechanizmie wzbudzania. Jedną z metod pomiaru czasu gaśnięcia fluorescencji przy wzbudzaniu elektronami o małej energii opracował Rhode [29]. Metoda Rhodiego polega na pomiarze różnicy fazy między zmodulowaną wiązką elektronów a wywołaną przez nią fluorescencją. Zaletą tej metody polega na bardzo krótkim czasie pomiaru, gdyż okazało się że długie naświetlanie elektronami zmienia właściwości luminoforów. Rysunek 14 pokazuje schemat blokowy urządzenia. Kwarem sterowany generator S , którego częstość wynosi 10,7 MHz, daje napięcie wysokiej częstości potrzebne do modulacji wiązki elektronów. Modulację wiązki elektronów dokonuje się przez przyłożenie napięcia wysokiej częstości do cylindra Wehnelta lampy oscylograficznej K zaopatrzonej w okienko Lenarda L . Zmodulowana wiązka elektronów pobudza substancję fluoryzującą do periodycznej emisji światła. To zmodulowane światło fluorescencji zostaje przez system optyczny skierowane na katodę fotopowielacza OE . Zmienny fotoprąd wywołuje napięcie wysokiej częstości w obwodzie drgań połączonym

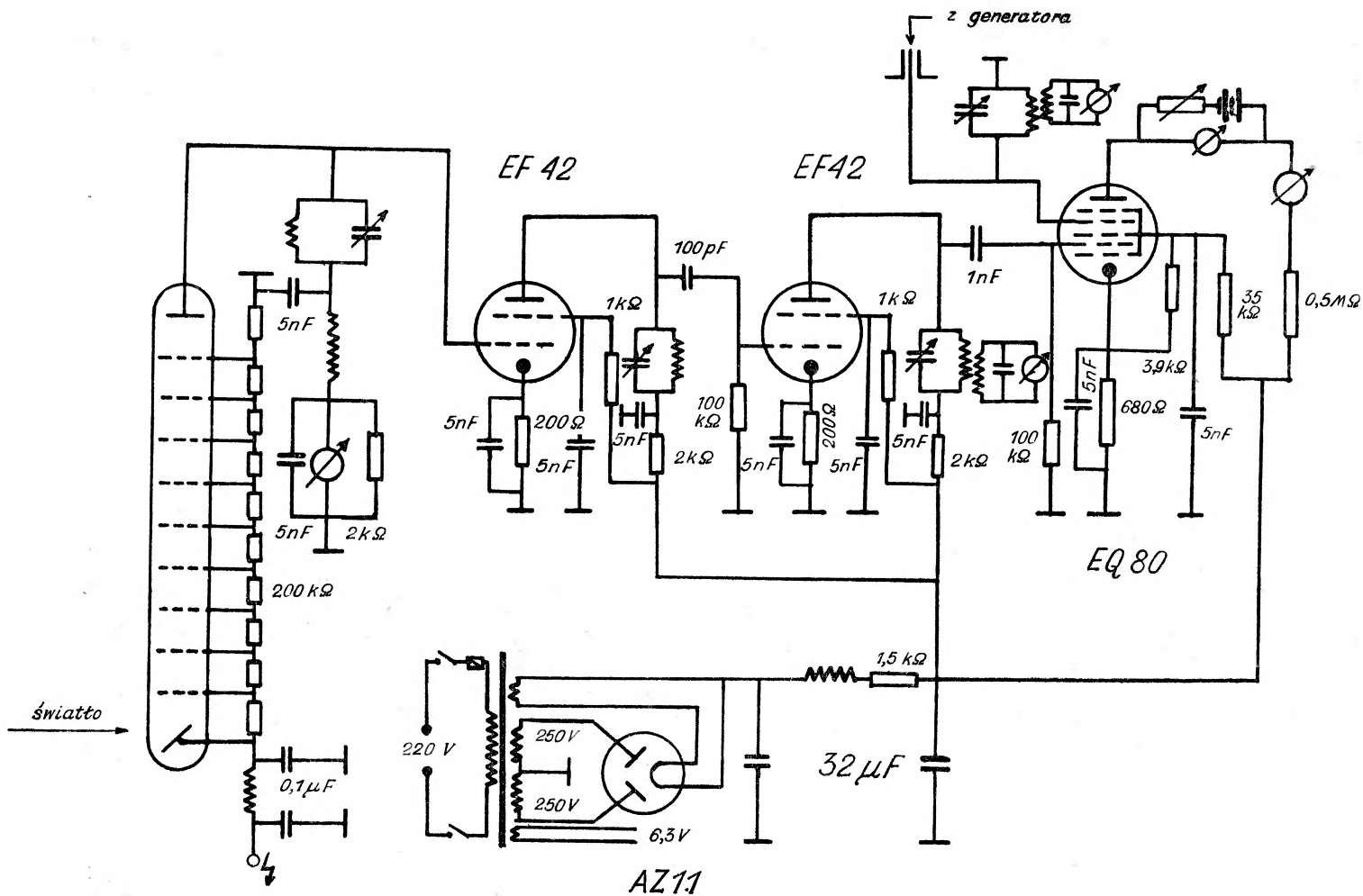
z anodą. To napięcie zostaje wzmacnione wzmacniaczem V i doprowadzone do siatki sterującej lampy fazometrycznej EQ 80. Do drugiej siatki lampy EQ 80 doprowadzono zmienne napięcie z generatora S . Prąd anodowy lampy fazometrycznej zależy od różnicy fazy między doprowadzonymi do jej siatek napięciami. Układ elektryczny przedstawia rys. 15. Jako substancję wzorcową Rhode stosował powietrze. Czas gaśnięcia fluorescencji powietrza jest tak mały, że leży w granicach dokładności pomiaru. Z przesunięcia fazy między zmodulowanym światłem fluorescencji



Rys. 14. Schemat blokowy fluorometru Rhodego. K — lampa oscyloskopowa, S — generator, L — okienko Lenarda, OE — fotopowielacz, V — wzmacniacz, P — fazometr

cji powietrza i badanej substancji Rhode obliczał czas gaśnięcia z wzoru (4). Korzystając z tego wzoru Rhode mógł wyznaczyć tylko średni czas gaśnięcia. Aby można było wyznaczyć także kształt krzywej gaśnięcia, szereg autorów skonstruowało fluorometry [30], [31], które są rozwinięciem cytowanych już fluorometrów Posta, Elliota i Liebsona lub też przyrządami zupełnie oryginalnymi [32], [33]. Stosowane aparatury można ogólnie podzielić na dwie grupy: 1) aparatury, w których krzywa gaśnięcia zostaje odtworzona bezpośrednio na wysokiej klasy oscylografach, a pobudzanie następuje impulsami światła lub elektronów, 2) aparatury, w których wytwarza się krótkie impulsy elektronów lub promieni Röntgena wzbudzających fluorescencję. Krzywą gaśnięcia zdejmuje się punkt za punktem przesuwając fazę napięcia sterującego detektor światła.

W pierwszej grupie najciekawsza jest praca S. Brody [30], który jednak powołuje się na wcześniejsze prace [25], [26]. Brody zastosował do wzbudzania badanej substancji specjalną wodorową lampę błyskową [36] o czasie błysku 10^{-9} sek. Fluorescencję rejestruje fotopowielacz zasilany impulsowo skrajnie wysokim napięciem. Schemat blokowy aparatury

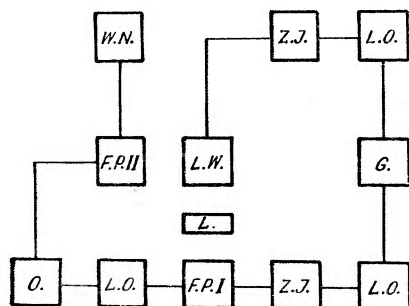


Rys. 15. Schemat układu fotopowielacza, wzmacniacza i fazometru wg Rhodego

widoczny jest na rys. 16. Impulsowe włączenie aparatury wywołuje wspólny generator niskiej częstotliwości w następującej kolejności:

- 1) zasila wysokim napięciem fotopowielacz *FP I* na 10^{-6} sek,
- 2) po $5 \cdot 10^{-7}$ sek zapala lampę wodorową,
- 3) błysk lampy wodorowej wywołując impuls prądowy w fotopowielaczu *FP II* wyzwała podstawę czasu oscylografu,
- 4) narastanie i gaśnięcie światła fluorescencji poprzez fotopowielacz *FP I* i linię opóźniającą rejestruje oscylograf.

Z oscylogramu (za pomocą kalibrowanej podstawy czasu) można wyznaczyć czas i krzywą gaśnięcia. Szkoda tylko, że autor nie wyko-

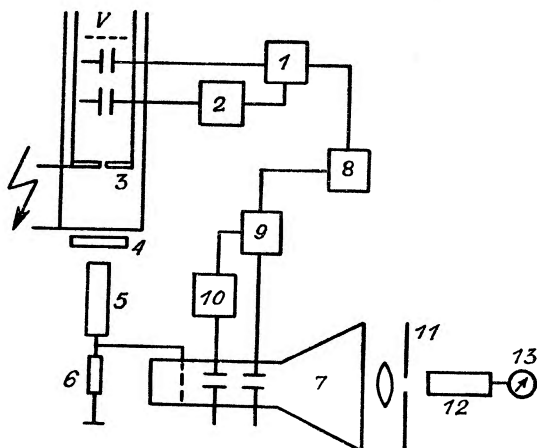


Rys. 16. Schemat blokowy fluorometru Brody'ego. *G* – generator 60 Hz, *L. O.* – linie opóźniające, *Z. I.* – zasilacze impulsowe, *F. P.* – fotopowielacze, *L. W.* – lampa wodorowa, *L* – luminofor, *W. N.* – zasilacz wysokiego napięcia, *O* – oscylograf

rzystał tak skomplikowanej aparatury do analizy krzywej gaśnięcia, zadowalając się jedynie pomiarami średniego czasu gaśnięcia chlorofilu w różnych rozpuszczalnikach oraz w żywych komórkach. Stwierdził przy tym, że czas gaśnięcia chlorofilu w komórkach żywych jest znacznie krótszy. Bardzo podobną do aparatury Brody jest aparatura Swanka [31]. Swank jednak wzbudza modulowaną wiązką promieni Röntgena i stwierdza tylko, że niektóre krzywe zaniku są eksponencjalne, niektóre zaś wykazują znaczne odchylenia od eksponenty.

Modulację wiązki elektronów i promieni Röntgena stosuje się głównie dlatego, że jest ona łatwiejsza niż modulacja światła oraz ze względu na zbliżony do radioluminescencji mechanizm wzbudzenia. Tak więc i Gläser [32], którego aparaturę zaliczyć należy już do drugiej grupy fluorometrów impulsowych, stosuje impulsy elektronów i bardzo pomysłową aparaturę odbiorczą (rys. 17). Modulacja elektronów następuje w lampie oscylograficznej przez przyłożenie napięcia o częstotliwości 1 MHz i 11 MHz odpowiednio do obu par płytek odchylających. Napięcia sterującego o częstotliwości 1 MHz dostarcza generator 1, częstotliwość ta zostaje powielona w układzie 2 do 11 MHz. W płaszczyźnie 3 wiązka elektronów kreśli figurę Lissajous, z której mała szczelina wydziela impuls o okresie 10^{-6} sek i czasie trwania 10^{-9} sek. Substancja 4 bombardowana elektronami przez

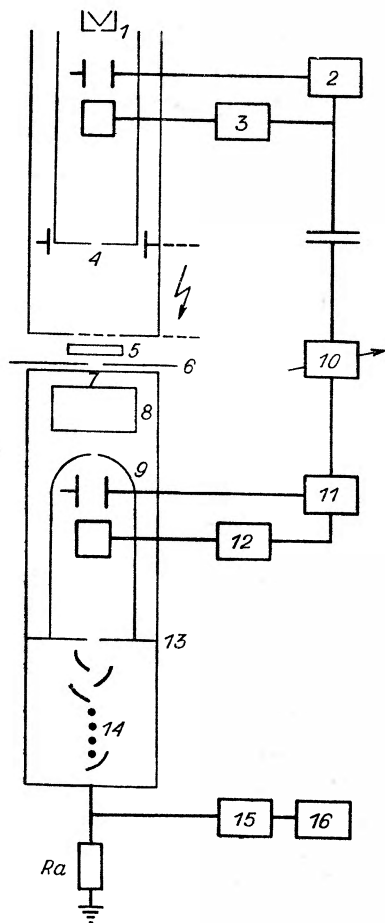
okienko Lenarda oświetla fotopowielacz 5, który steruje cylinder Wehnelta drugiej lampy oscylograficznej 7. Natężenie wiązki elektronów (jasność plamki na ekranie) w lampie oscylograficznej 7 zależne jest od wielkości spadku napięcia na oporze anodowym 6 fotopowielacza 5, jednocześnie wiązkę tę odchylają napięcia wysokiej częstotliwości przyłożone



Rys. 17. Schemat blokowy fluorometru Gläsera. 1 – oscylograf, 2 – powielacz częstotliwości, 3 – szczelina, 4 – luminofor, 5 – fotopowielacz, 6 – opór pracy, 7 – lampka oscylograficzna, 8 – linia opóźniająca, 9 – wzmacniacz, 10 – powielacz częstotliwości, 11 – szczelina, 12 – fotopowielacz, 13 – galwanometr

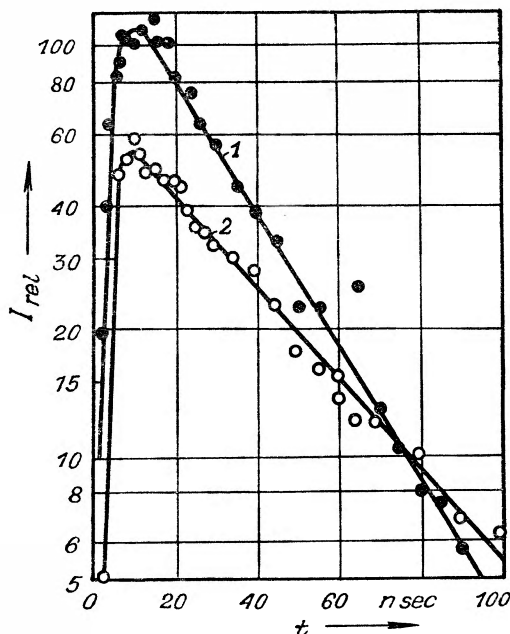
do obu par płytek odchylających. Napięcie odchylające pobierane zostaje z generatora 1 przez linię opóźniającą 8 o regulowanym czasie opóźnienia i wzmacniacz 9. Powielacz częstotliwości 10 wytwarza napięcie odchylające o częstotliwości 11 MHz. Wobec tego że wiązka elektronów w lampie oscylograficznej 7 zostaje w identyczny sposób odchylana jak w źródle elektronów wzbudzających, na ekranie tej lampy powstaje także figura Lissajous, jednak rozjaśniona w pewnym odcinku na skutek świecenia luminoforu. W zależności od przesunięcia fazy natężenie światła różnych części tego rozjaśnionego odcinka krzywej Lissajous zostaje rejestrowane przez galwanometr 13 poprzez fotopowielacz 12, szczelinę 11 i soczewkę skupiającą. W ten sposób przesuując stopniowo fazę za pomocą układu 8 wyznacza się kolejno krzywą gaśnięcia punkt za punktem. Gläser po raz pierwszy stwierdza, że krzywa gaśnięcia fluorescencji kryształu antracenu w pierwszej swej fazie narasta i może być rozłożona na dwie krzywe eksponencjalne o czasie narastania τ_1 i czasie gaśnięcia τ_2 .

Rozwinięciem pracy Gläsera jest praca Schütza [33], wykonana także jak przez Gläsera w Uniwersytecie Giesen pod kierownictwem prof. Hanlego. Ze schematu aparatury na rys. 18 widać, że różnica polega na zastosowaniu, w miejsce dwóch fotopowielaczy i lampy oscylograficznej, jednego specjalnie skonstruowanego przyrządu, w którym elektrony emitowane przez fotokatodę 7 ograniczoną szczeliną 6 zostają zogniskowane przez soczewkę elektrostatyczną 8 na poziomie szczeliny 13.



Rys. 18. Schemat blokowy fluorometru Schütza. 1 – katoda tlenkowa, 2 – oscylator (1 MHz), 3 – powielacz częstości (11 MHz), 4 – przesłona, 5 – preparat, 6 – przesłona, 7 – fotokatoda, 8 – elektroda, 9 – anoda, 10 – przesuwacz fazy, 11 – wzmacniacz (1 MHz), 12 – powielacz częstości (11 MHz), 13 – przesłona, 14 – powielacz, 15, 16 – układy odbiorcze

na szczelinie przed powielaczem, szerokość tej szczeliny i amplitudę odchylenia. Zdolność rozdzielcza całego układu wynosiła $0,4 \cdot 10^{-9}$ sek, czas trwania impulsu wzbudzającego natomiast wynosił $1,5 \cdot 10^{-9}$ sek. Schütz mierzył czasy gaśnięcia fluorescencji czystych kryształów antracenu i kryształów mieszanych takich jak chryzen-tetracen oraz naftalen-antracenu. Dla czystego antracenu otrzymał autor eksponencjalną



Rys. 19. Krzywe wyświecania fluorescencji kryształu antracenu. 1 – grubość kryształu 1 mm, 2 – grubość kryształu 3 mm

Strumień elektronów zostaje odchylany napięciem o częstości 1 i 11 MHz przyłożonym odpowiednio do dwóch par płytek odchyłających. Napięcie odchyłające opóźniane jest względem napięcia generatorów 1 i 2, tak że przez szczelinę 13 przechodzą fotoelektrony wyzwalane światłem fluorescencji w różnych momentach po pobudzeniu. W ten sposób i tu punkt po punkcie zdejmujemy się krzywą gaśnięcia. Natężenie światła w różnych punktach krzywej gaśnięcia mierzy się jako spadek napięcia na oporze R_a . Zdolność rozdzielcza układu dana jest przez szerokość wiązki elektronów

krzywą gaśnięcia podaną na rys. 19. Krzywa z początku szybko narasta, potem dopiero maleje. Taką krzywą można przedstawić za pomocą dwóch krzywych eksponencjalnych

$$I(t) = A(e^{-t/\tau_{\text{gaś}}} - e^{-t/\tau_{\text{nar}}}),$$

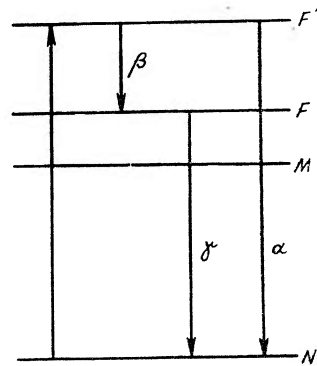
gdzie: A — stała, $\tau_{\text{gaś}}$ = stała gaśnięcia, τ_{nar} = stała narastania. Takiego przebiegu krzywej wyświecania można się spodziewać przy założeniu, że wzbudzenie następuje poprzez dodatkowy wysoki poziom elektronowy (rys. 20) F' . Oznaczając przez: n_a — ilość elektronów na poziomie F' , n_b — ilość elektronów na poziomie F , α — prawdopodobieństwo przejścia elektronów z poziomu wzbudzonego F' do poziomu normalnego N , β — prawdopodobieństwo przejścia elektronów z poziomu wzbudzonego F' na poziom wzbudzony F , γ — prawdopodobieństwo przejścia elektronów z poziomu F na poziom N , można napisać

$$\frac{dn_a}{dt} = -(a + \beta)n_a \quad \frac{dn_b}{dt} = \beta n_a - \gamma n_b.$$

Rozwiązaniem tego układu równań przy warunkach brzegowych $n_a(0) = N_0$ i $n_b(0) = 0$ jest

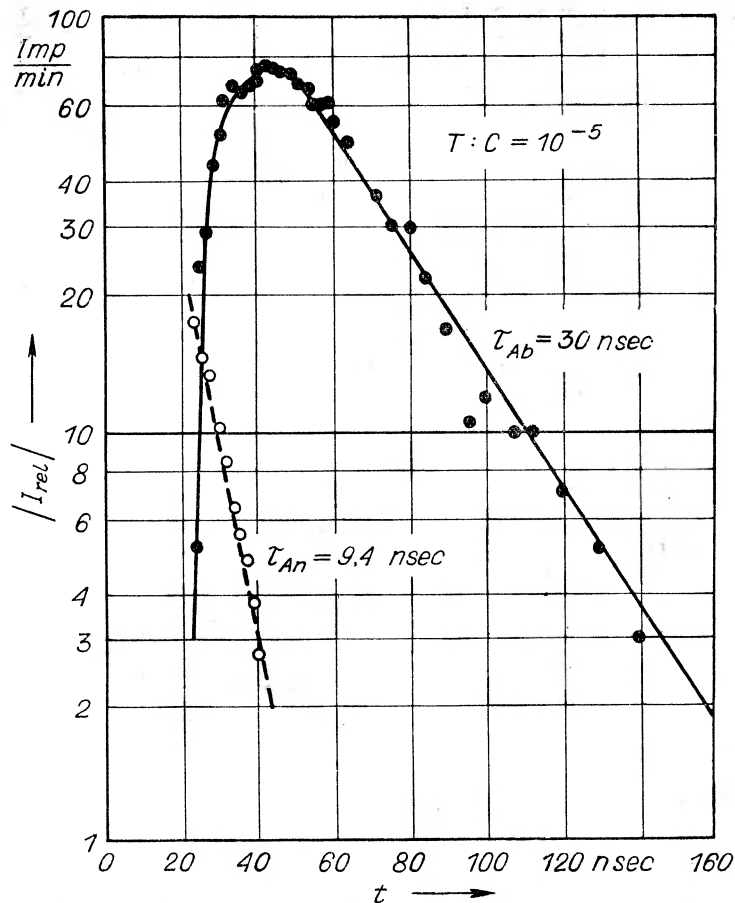
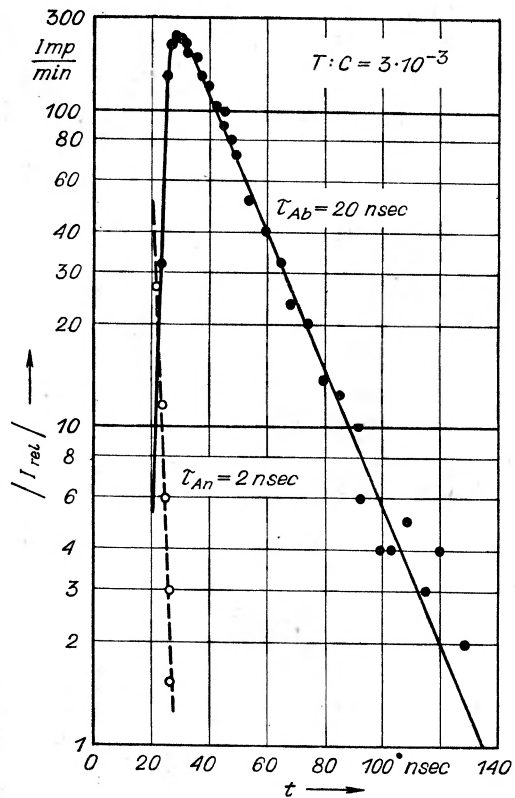
$$n_a(t) = N_0 e^{-(a+\beta)t}$$

$$n_b(t) = \frac{\beta}{a + \beta + \gamma} N_0 (e^{-\gamma t} - e^{-(a+\beta)t}).$$



Rys. 20. Schemat poziomów wzbudzenia

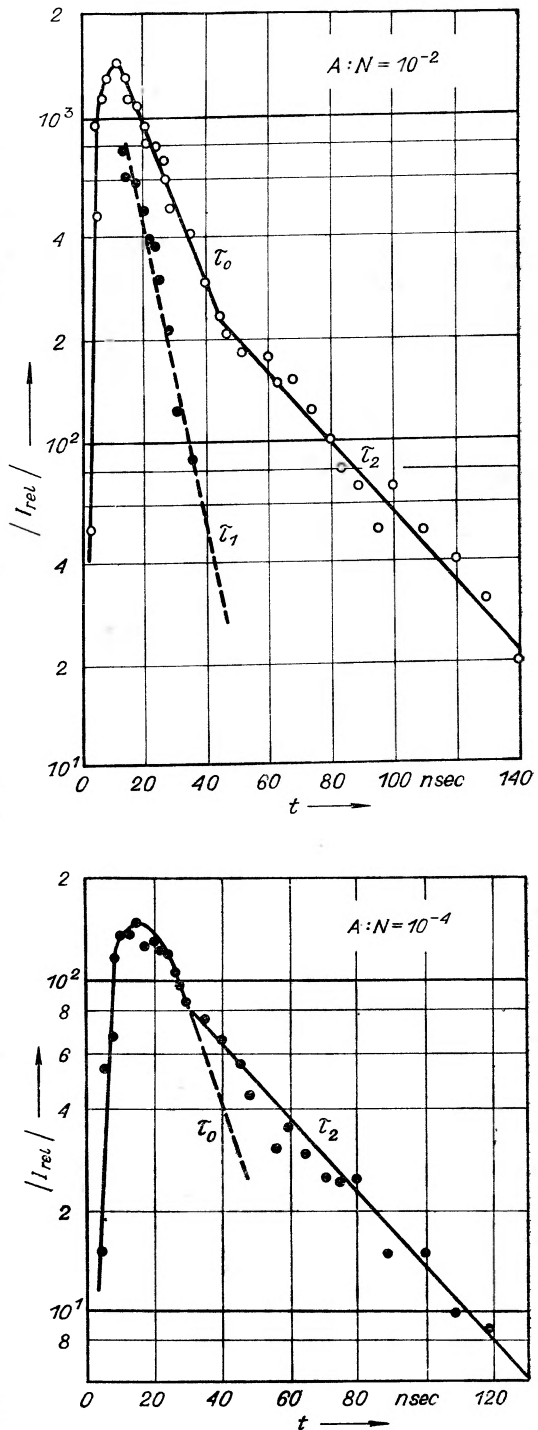
Z rozwiązania tego widać, że rzeczywiście przy powyższych założeniach należy spodziewać się dwu składowych eksponencjalnych dla krzywej wyświecania. Założenie $n_b(0) = 0$ jest o tyle słuszne, że czas narastania jest dłuższy od czasu trwania impulsu wzbudzającego. Podobne pomiary robił H. Dreeskamp [34] dla barwników organicznych w plastikach i nie otrzymał wzrostu krzywej wyświecania, co jednak może być spowodowane zbyt długim czasem wzbudzenia (10^{-8} sek). Schütz mierzył także czasy gaśnięcia fluorescencji kryształów chryzenu zanieczyszczonych tetracenenem w granicach stężenia 10^{-3} — 10^{-5} . Taki zanieczyszczony kryształ emituje dwa pasma: niebiesko-fioletowe pasmo chryzenu i zielono-żółte tetracenu. Krzywe gaśnięcia dla emisji pasma tetracenu przedstawia rys. 21. Zmiany czasów narastania i zaniku oraz przesunięcia maksimum przy zmianie stężenia tetracenu są wyraźne. Zestawione wyniki pomiarów czasów narastania i zaniku wskazują na ich wzrost przy zmniejszaniu się stężenia tetracenu. Jednocześnie jednak, gdy wzbudzać tetracenen bezpośrednio odpowiednio dobraną długością światła, to czas gaśnięcia okazuje się niezależny od stężenia tetracenu. Zjawiska te Schütz tłumaczy tym,



Rys. 21. Krzywe wyswiececia fluorescencji tetracenu w chryzynie. Lewa krzywa – stężenie tetracenu 3×10^{-3} , prawa krzywa – stężenie tetracenu 10^{-5}

że tetracen nie zostaje pobudzany bezpośrednio elektronami, lecz za pośrednictwem chryzenu. Podobne wyniki pomiarów otrzymał także Schmillen [35] przy wzbudzaniu wymienionych układów kryształów różnymi długościami światła i interpretował wzrost czasu gaśnięcia jako czas potrzebny na migrację energii. Kształt krzywej gaśnięcia tetracenu był jednak w granicach dokładności pomiaru eksponencjalny. Dla pasma emitowanego przez antracenen w kryształach naftalenu zanieczyszczonego antracenenem zauważono nieeksponencjalny zanik świecenia, zależny od stężenia, co przedstawiają wykresy (rys. 22). Widoczne załamania się krzywej gaśnięcia polega na tym, że antracenen wbudowuje się do sieci krystalicznej naftalenu tylko do stosunku 10^{-5} . Dla większych stężeń powstaje już mieszanina, której składowe mogą mieć różne czasy gaśnięcia. Autor stwierdza, że za krótszą składową krzywej gaśnięcia odpowiedzialna jest właśnie ta nie wbudowana część antracenu, wchodząca w skład układu naftalen-antracenen. Dłuższa zaś składowa pochodzi od świecenia antracenu wbudowanego w sieć krystaliczną naftalenu i pobierającego energię wzbudzenia pośrednio przez naftalen.

Rys. 22. Krzywe wyświecania fluorescencji antracenu w naftalenie. Górna krzywa – stężenie antracenu 10^{-2} , dolna krzywa – stężenie antracenu 10^{-4}



Literatura

- [1] A. Jabłoński, Z. Phys. **94**, 38 (1935).
- [2] E. Gaviola, Ann. Phys. (Leipzig) **81**, 681 (1926).
- [3] F. Duschinsky, Z. Phys. **81**, 7 (1933); **81**, 23 (1933).
- [4] W. Szymanowski, Z. Phys. **95**, 440 (1935).
- [5] O. Maercks, V. deutsch. phys. Ges. (3), **18**, 62 (1937).
- [6] O. Maercks, Z. Phys. **109**, 685 (1938).
- [7] W. Szymanowski i Ł. A. Tumerman, Dokł. AN SSSR **15**, 325 (1937).
- [8] Ch. Bachem, Z. Phys. **87**, 738 (1934); **101**, 541 (1936).
- [9] E. Hiedemann, K. Hoesch, Z. Phys. **96**, 268 (1935); **102**, 253 (1936).
- [10] L. Bergmann, Z. Phys. **125**, 405 (1949).
- [11] L. Bergmann, *Der Ultraschall und seine Anwendung in Wissenschaft und Technik*, Zürich 1954.
- [12] B. H. Billings, J.O.S.A. **39**, 797 (1949); **39**, 802 (1949); **42**, 12 (1952); *Elektronische Rundschau* **2** (1957).
- [13] J. Birks i W. Little, Proc. Phys. Soc. **66**, 921 (1953).
- [14] M. D. Gałanin, Dokł. AN SSSR **57**, 883 (1947); *Trudy Fiz. Inst.* **5**, 339 (1950).
- [15] A. Schmillen, Z. Phys. **135**, 294 (1953).
- [16] A. M. Boncz-Brujewicz, U.F.N. **58**, 85 (1956).
- [17] A. M. Boncz-Brujewicz, I. W. Karazin, A. W. Mołczanow i I. W. Szirokow, Prib. i Tech. Eksper. Nr. 2, 53 (1959).
- [18] C. F. Ravilious, R. T. Farrar i S. H. Liebson, J.O.S.A. **44**, 238 (1954).
- [19] R. Bauer i M. Rozwadowski, Biul. PAN **7**, 365 (1959).
- [20] Ł. A. Kuzniecowa, B. J. Swiesznirow i W. I. Szirokow, *Opt. i Spekt.* **2**, 578 (1957).
- [21] A. J. Borisow i Ł. A. Tumerman, *Izw. AN SSSR Ser. fiz.* **23**, 97 (1958).
- [22] S. F. Kilin, G. P. Prosin i I. M. Rozman, Prib. i Tech. Eksp. Nr 2, 57 (1959).
- [23] G. B. Collins, *Phys. Rev.* **74**, 1543 (1948).
- [24] O. P. Martinson, *Phys. Rev.* **79**, 178 (1950).
- [25] R. F. Post i N. S. Shiren, *Phys. Rev.* **78**, 80 (1950).
- [26] J. O. Elliot, *Phys. Rev.* **79**, 393 (1950); **79**, 907 (1950).
- [27] S. Liebson, *Phys. Rev.* **78**, 65 (1950).
- [28] S. Liebson, *Phys. Rev.* **80**, 907 (1950).
- [29] F. Rhode, *Z. Naturforsch.* **8a**, 156 (1953).
- [30] S. Brody, *Rev. sci. Instrum.* **28**, 1021 (1957).
- [31] R. Swank, *Rev. sci. Instrum.* **26**, 15 (1954).
- [32] F. Gläser, *Z. Naturforsch.* **11a**, 1030 (1956).
- [33] H. Schütz, *Z. Phys.* **156**, 27 (1959).
- [34] H. Dreeskamp, *Phys. Rev. Letters* **2**, 45 (1959).
- [35] A. Schmillen, *Z. Phys.* **150**, 123 (1958).
- [36] J. M. Malmberg, *Rev. sci. Instrum.* **28**, 1027 (1957).

Janusz Zakrzewski

Instytut Fizyki Doświadczalnej
Uniwersytetu Warszawskiego
Warszawa

Wielonukleonowe wychwyty mezonów K^-

§ 1. Wstęp

Zagadnienia związane z oddziaływaniami mezonów K^- znajdują się od kilku lat w centrum zainteresowania fizyków pracujących w dziedzinie cząstek elementarnych. Prace nad badaniem tych oddziaływań prowadzone są w wielu laboratoriach fizycznych na całym świecie przy użyciu komór pęcherzykowych i emulsji jądrowych. Badania z zastosowaniem komór wodorowych i deuterowych doprowadziły do poznania szeregu własności oddziaływań $K^- - H$ i $K^- - D$ [1–2]. Stosunkowo mniej wiadomo o wychwytach mezonów K^- przez ciężkie jądra. Badania w tej dziedzinie prowadzone są metodą emulsyjną [3]. Analiza zachodzących zjawisk jest w tym przypadku bardziej skomplikowana. Badania takie mogą stanowić źródło informacji o strukturze ciężkich jąder, z którymi zachodzą oddziaływania.

Istnieją pewne dane doświadczalne świadczące o tym, że wychwyty mezonów K^- w spoczynku przez ciężkie jądra często zachodzą poprzez procesy, w których bierze udział więcej niż jeden nukleon. Wiadomo od dawna, że mezony K^- mogą oddziaływać albo z jednym nukleonem, produkując hiperon i mezon π , albo z dwoma (lub więcej) nukleonami, przypuszczano jednakże, że procesy wielonukleonowe nie odgrywają większej roli. Stosując zasadę zachowania ładunku, liczby barionów oraz „dziwności“ (*strangeness*) można oczekiwać następujących możliwych oddziaływań mezonów K^- w spoczynku z jednym i z dwoma nukleonami:

Reakcje jednonukleonowe	Q reakcji	
$K^- + p \rightarrow \pi^+ + \Sigma^-$	96 MeV	(1)
$\pi^- + \Sigma^+$	103 „	(2)

Reakcje jednonukleonowe	Q reakcji	
$\pi^0 + \Sigma^0$	110 MeV	(3)
$\pi^0 + \Lambda^0$	182 „	(4)
$K^- + n \rightarrow \pi^0 + \Sigma^-$	101 „	(5)
$\pi^- + \Sigma^0$	106 „	(6)
$\pi^- + \Lambda^0$	179 „	(7)
Reakcje dwunukleonowe	Q reakcji	
$K^- + p + p \rightarrow \Sigma^+ + n$	241 MeV	(8)
$\Sigma^0 + p$	245 „	(9)
$\Lambda^0 + p$	317 „	(10)
$K^- + p + n \rightarrow \Sigma^- + p$	237 „	(11)
$\Sigma^0 + n$	245 „	(12)
$\Lambda^0 + n$	317 „	(13)
$K^- + n + n \rightarrow \Sigma^- + n$	237 „	(14)

Ostatnio zostały opublikowane wyniki systematycznych badań wychwyków mezonów K^- w spoczynku przez jądra emulsji, prowadzonych od kilku lat przez *K-Collaboration* [1], [4-8] i grupę z Berna [1], [9-14]. Autorzy tych prac doszli do wniosku, że wielonukleonowe wychwyty mezonów K^- w spoczynku stanowią od 30-40% wszystkich oddziaływań mezonów K^- z jądrami emulsji. Kilku autorów [15-18] wysunęło pewne modele teoretyczne wielonukleonowych oddziaływań mezonów K^- interpretujące obserwowane fakty doświadczalne.

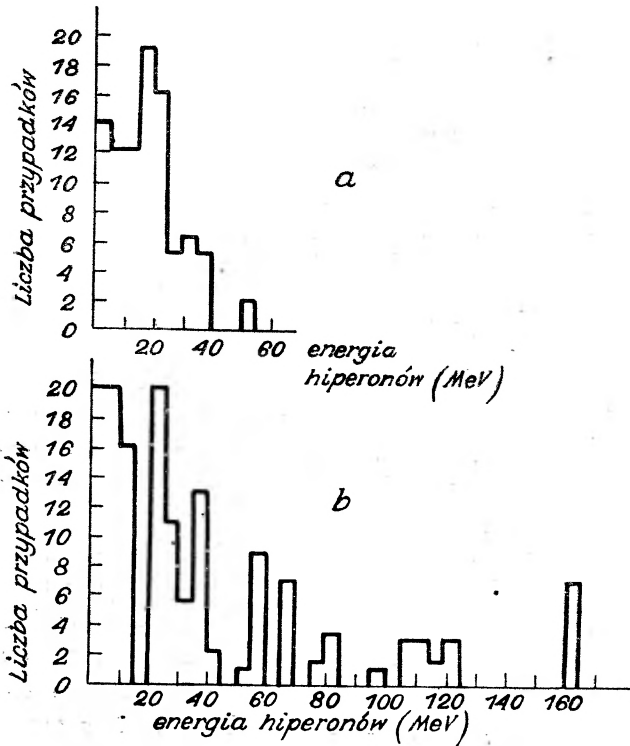
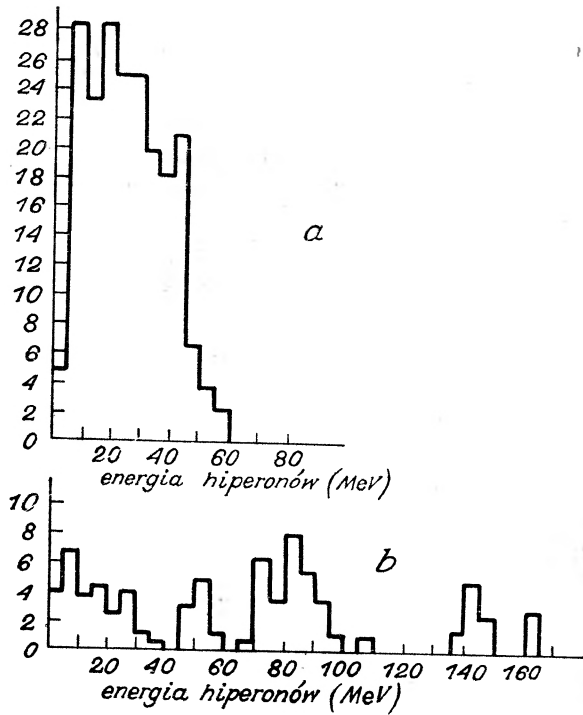
W niniejszym artykule przeglądowym podamy podstawowe dane doświadczalne oraz krótko omówimy wysuwane ostatnio modele teoretyczne. Czytelników zainteresowanych szczegółami doświadczalnymi lub teoretycznymi odsyłamy do cytowanych prac źródłowych.

§ 2. Niektóre rezultaty doświadczalne

Dane doświadczalne, o których będzie mowa poniżej, zostały uzyskane przy pomocy emulsji jądrowych. Duże bloki emulsji warstwowych *Ilford G5* i *K5* były naświetlane wiązką mezonów K^- o energii około 80 MeV z *Bevatronu* w Berkeley. Wychwyty mezonów K^- w spoczynku (czyli tak zwane gwiazdy σ_K) znajdowano przez przegląd wzdłuż torów¹. Każdą gwiazdę σ_K szczegółowo analizowano badając liczbę torów cząstek naładowanych emitowanych z σ_K , stwierdzając ich tożsamość i mierząc energię.

¹ Przegląd wzdłuż torów polega na tym, że wybiera się tory mezonów K^- przy wejściu do emulsji i śledzi aż do oddziaływania. Otrzymuje się w ten sposób próbki oddziaływań nie obciążonych żadną dyskryminacją obserwacyjną.

Rys. 1. Rozkład energii hiperonów Σ^+ emitowanych:
 a) z towarzyszeniem mezonu π , b) bez mezonu π (z pracy [5])

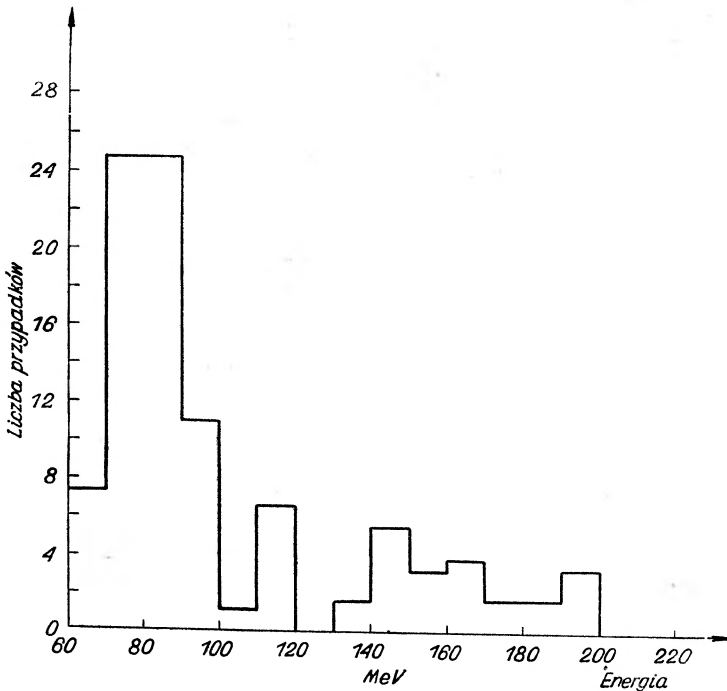


Rys. 2. Rozkład energii hiperonów Σ^- emitowanych:
 a) z towarzyszeniem mezonu π , b) bez mezonu π (z pracy [5])

Hiperony Σ^\pm były identyfikowane poprzez ich rozpad lub oddziaływania wtórne.

W ten sposób w pracach *K-Collaboration*, grupy z Berna oraz z Cambridge i Oxfordu [19] przeanalizowano systematycznie około 14000 oddziaływań mezonów K^- w spoczynku.

Bezpośredni dowód doświadczalny na istnieniu wielonukleonowych wychwyków mezonów K^- pochodzi z analizy rozkładów energii emitowanych hiperonów Σ^\pm (por. np. [5]).

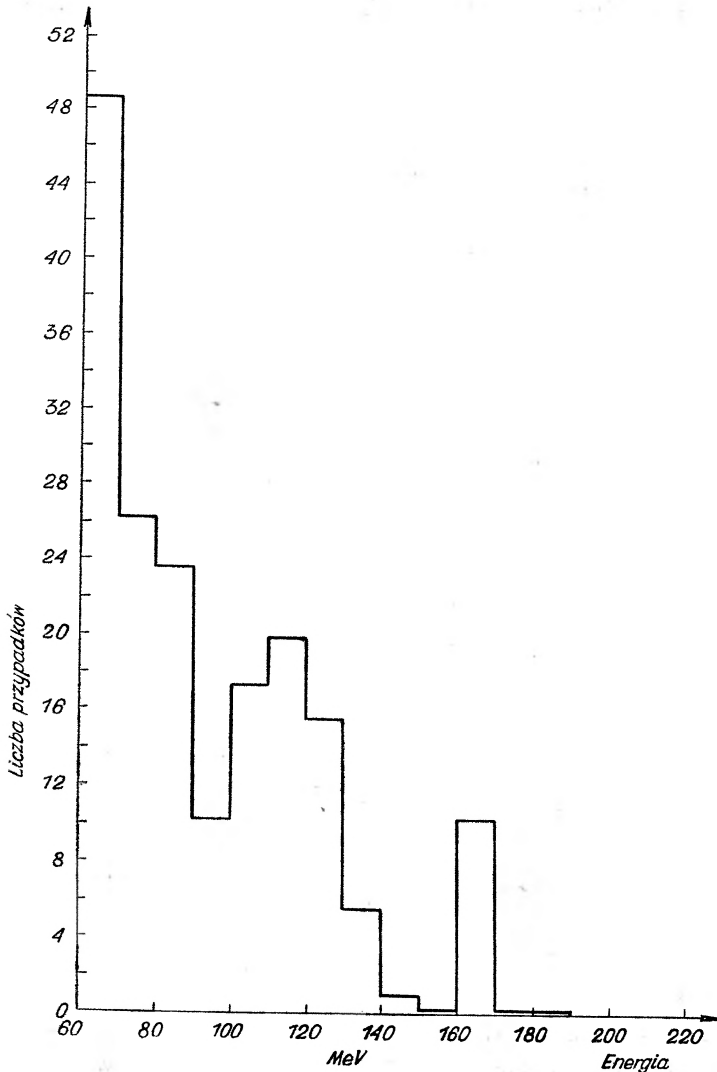


Rys. 3. Rozkład energii szybkich hiperonów Σ^+ (z pracy [8])

Na rys. 1 oraz rys. 2 [5] podane są rozkłady energetyczne hiperonów Σ^+ i Σ^- emitowanych z gwiazd σ_K z towarzyszeniem (lub bez) naładowanego mezonu π . Jak widać hiperonom Σ^\pm o energii < 60 MeV często towarzyszy przy emisji mezon π , natomiast hiperony o energii > 60 MeV są na ogół emitowane bez towarzyszącego mezonu π . Wynik ten łatwo zrozumieć, jeżeli się przyjmie, że hiperony Σ^\pm , którym towarzyszą przy emisji mezonu π pochodzą z reakcji z jednym nukleonem (1-2). Uwzględniając pęd Fermiego nukleonu, z którym zachodzi oddziaływanie, można oczekiwać, że energia hiperonów Σ^\pm może dochodzić do około 60 MeV. Istnienie hiperonów Σ^\pm o energii przewyższającej 60 MeV można zatem

traktować jako bezpośredni dowód świadczący o wielonukleonowym wychwycie mezonu K^- .

Należy podkreślić, że obserwowanie emisji szybkich hiperonów Σ^\pm z gwiazd σ_K jest jedyną zupełnie pewną wskazówką, że oddziaływanie



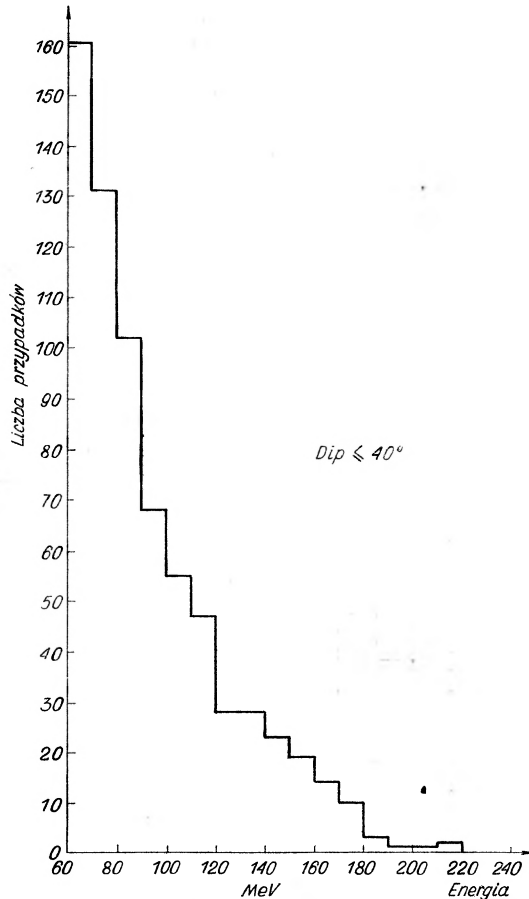
Rys. 4. Rozkład energii szybkich hiperonów Σ^- (z pracy [8])

mezonu K^- przebiegało poprzez proces, w którym uczestniczył więcej niż jeden nukleon [8].

Na rys. 3 i rys. 4 pokazane są rozkłady energetyczne szybkich hiperonów Σ^+ i Σ^- [8].

Grupa *K-Collaboration* stwierdziła [8], że szybkie hiperony Σ^\pm o energii większej niż 60 MeV obserwuje się w około 2,3% wszystkich wychwy-
tów K^- (dane oparte na analizie około 12000 wychwy-
tów K^-).

Rys. 5 [8] przedstawia rozkład energetyczny szybkich protonów o energii > 60 MeV. Takie protony są emitowane albo w rezultacie wielo-



Rys. 5. Rozkład energii szybkich protonów (emitowanych bez mezonów π , hiperonów Σ lub hiperfragmentów (z pracy [8]))

nukleonowego wychwy-
tu K^- , albo na skutek absorpcji mezonu π . Występowanie protonów o energii > 200 MeV może sugerować bezpośrednie tworzenie się hiperonu Λ^0 w wielonukleonowej reakcji mezonu K^- [8].

Przy założeniu, że mezony K^- oddziałują z dwoma nukleonami w myśl reakcji (8-14), można oszacować, że hiperony Σ powstają w takich reakcjach w około 8,7-15% wszystkich oddziaływań K^- [7-8]. Liczbę tę można traktować jako dolną granicę wielonukleonowych wychwy-
tów mezonów K^- . Górną granicę można uzyskać znając stosunek π^\pm/K^- [4],

[14], [20], [21]² oraz prawdopodobieństwa absorpcji hiperonów i mezonów π . W pracach [5], [14] oszacowano, że 30-40% wszystkich wychwytów K^- w spoczynku zachodzi poprzez procesy wielonukleonowe.

Wydaje się zatem, że wielonukleonowe oddziaływania odgrywają dużą rolę w procesach absorpcji mezonów K^- przez ciężkie jądra.

Można dodać, że ilość oddziaływań dwunukleonowych mezonów K^- w deuterze wynosi mniej niż 1% [22].

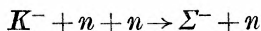
§ 3. Prawdopodobieństwa przejść w dwunukleonowych reakcjach mezonów K^-

Przy założeniu, że mezony K^- oddziałują z dwoma nukleonami można obliczyć prawdopodobieństwa przejść (8-4), zakładając zasadę niezależności ładunkowej [5], [13]:

Reakcja	Prawdopodobieństwo przejścia
$K^- + p + p \rightarrow \Sigma^+ + n$	$\frac{1}{9} a_{\frac{3}{2}} + 2a_{\frac{1}{2}}^{(1)} ^2$
$\Sigma^0 + p$	$\frac{2}{9} a_{\frac{3}{2}} - a_{\frac{1}{2}}^{(1)} ^2$
$\Lambda^0 + p$	$\frac{2}{3} b_{\frac{1}{2}}^{(1)} ^2$
$K^- + p + n \rightarrow \Sigma^- + p$	$\frac{2}{3} a_{\frac{1}{2}}^{(0)} ^2 + \frac{2}{9} a_{\frac{3}{2}} - a_{\frac{1}{2}}^{(1)} ^2$
$\Sigma^0 + n$	$\frac{1}{3} a_{\frac{1}{2}}^{(0)} ^2 + \frac{1}{9} 2a_{\frac{3}{2}} + a_{\frac{1}{2}}^{(1)} ^2$
$\Lambda^0 + n$	$ b_{\frac{1}{2}}^{(0)} ^2 + \frac{1}{3} b_{\frac{1}{2}}^{(1)} ^2$
$K^- + n + n \rightarrow \Sigma^- + n$	$ a_{\frac{3}{2}} ^2$.

W powyższych wzorach $a_{\frac{3}{2}}$, $a_{\frac{1}{2}}^{(1)}$, $a_{\frac{1}{2}}^{(0)}$ oraz $b_{\frac{1}{2}}^{(1)}$, $b_{\frac{1}{2}}^{(0)}$ są niezależnymi zespolonymi amplitudami przejść z tworzeniem się odpowiednio Σ oraz Λ . Dolny wskaźnik pokazuje całkowity spin izotopowy układu ($T = \frac{1}{2}$ lub $T = \frac{3}{2}$), górny — spin izotopowy nukleonów ($T = 0$ lub $T = 1$) (por. [5]).

Grupa *K-Collaboration* stwierdziła [5], [7], że szybkie hiperony Σ^+ są często emitowane z gwiazd σ_K jako jedyne cząstki naładowane; natomiast nie obserwuje się ani jednego podobnego przykładu dla hiperonu Σ^- . Fakt ten może być wyjaśniony, jeżeli przypuści się, że reakcja (14):



wcale nie zachodzi (lub bardzo rzadko). Przy założeniu, że amplituda $a_{\frac{3}{2}} = 0$ otrzymuje się, że podczas oddziaływań mezonów K^- z dwoma nukleonami tworzenie się Σ występuje tylko w stanie o całkowitym spinie izotopowym $T = \frac{1}{2}$ [5], [7], [13].

² Jest to stosunek liczby emitowanych mezonów π^\pm do liczby wszystkich wychwytów mezonów K^- , który wyznacza dolną granicę oddziaływań jednonukleonowych.

Na podstawie podobnych rozważań grupa z Berna oszacowała prawdopodobieństwa wszystkich przejść (8-14); wyniki przytoczone są w tabeli 1 [13].

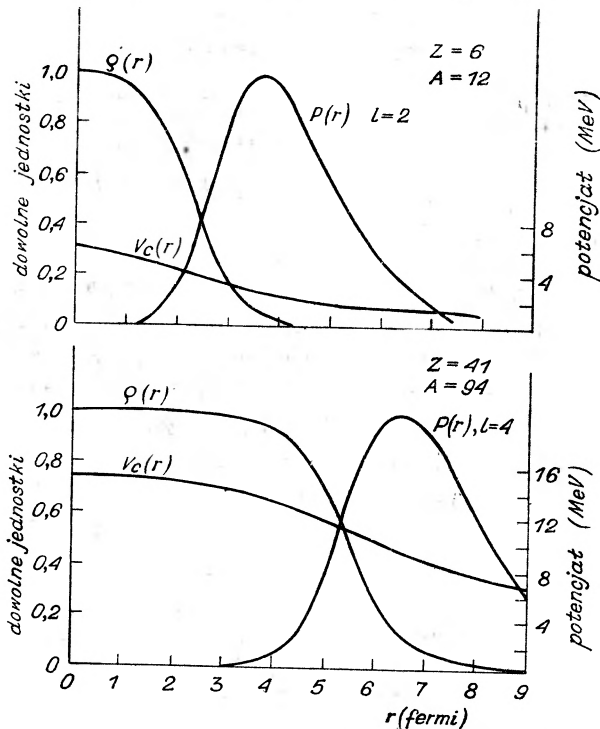
Tabela 1

Reakcja	Σ^+n	Σ^0p	Λ^0p	Σ^-p	Σ^0n	Λ^0n	Σ^-n
Liczba przypadków (w sumie 400)	43	22	80	77	38	140	0
Prawdopodobieństwa przejść	11%	5,5%	20%	19%	95%	35%	0%

Wydaje się jednak, że wyniki te można traktować z pewną rezerwą.

§ 4. Mechanizm absorpcji mezonów K^-

Jones [23] opisał mechanizm absorpcji mezonów K^- przez ciężkie jądra emulsji. Zgodnie z nim, mezon K^- zostaje schwytyany na orbitę Bohra o bardzo dużej głównej liczbie kwantowej i spada z emisją kwan-



Rys. 6. Rozkład gęstości materii jądrowej $\rho(r)$, prawdopodobieństwa wychwytu $P(r)$ mezonu K^- z najbardziej prawdopodobnej orbity Bohra i potencjału Coulomba V_c w zależności od odległości r od środka jądra dla jąder lekkich (C, N, O) i ciężkich (Ag, Br) emulsji jądrowej (z pracy [19])

tów γ do stanów o niższej energii. Wychwyty zachodzi ze stanu $5g$ (dla jąder o $A = 94$, $Z = 41$), dla którego według Jonesa średni czas na absorpcję jądrową (rzędu 10^{-17} sek) jest porównywalny ze średnim czasem na następne przejście elektromagnetyczne. Jones wykazuje dalej, że dla stanu $5g$ funkcja falowa mezonu K^- musi mieć niezwykle małą wartość wewnątrz jądra. Absorpcja mezonu K^- zachodzi zatem tylko na powierzchni jądra, tzn. w obszarze, gdzie gęstość materii jądrowej wynosi mniej niż 10% wartości centralnej.

Na rys. 6 [19] przedstawiony jest rozkład gęstości materii jądrowej $\rho(r)$ oraz prawdopodobieństwo wychwyty mezonu K^- $P(r)$ z najbardziej prawdopodobnej orbity Bohra w funkcji odległości r od środka jądra.

Dane doświadczalne również wskazują na to, że absorpcja mezonów K^- ma charakter powierzchniowy [1], [4], [5], [14], [19], [24]. Na przykład stosunkowo mała wartość prawdopodobieństwa absorpcji ($\sim 0,1$) mezonów π^- powstających łącznie z hiperonem Σ^+ według (1) wskazuje na to, że wychwyty mezonu K^- zachodzi na peryferiach jądra (przynajmniej w przypadku oddziaływań jednonukleonowych).

§ 5. Przegląd proponowanych modeli teoretycznych

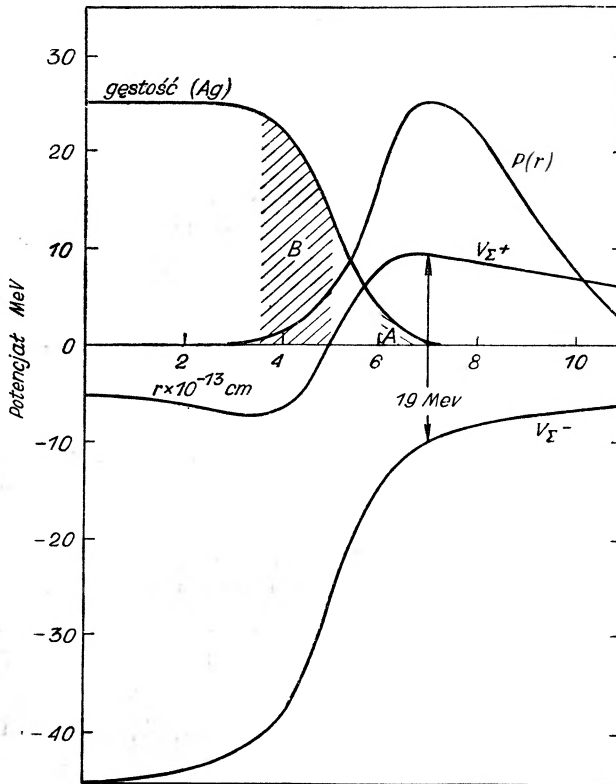
Wilkinson [15] wysunął sugestię, że mezony K^- są absorbowane przez ugrupowania nukleonów (*nucleon clusters*) istniejące na powierzchni jąder. Emisja szybkich hiperonów Σ^\pm o energii > 60 MeV jest rezultatem absorpcji mezonów K^- przez składowe o wysokim pędzie z ugrupowania nukleonowego. Ponieważ absorpcja mezonów K^- jest zjawiskiem powierzchniowym, wysoki procent oddziaływań wielonukleonowych wskazuje na duże prawdopodobieństwo występowania takich ugrupowań nukleonów na powierzchni jądra (tzn. w obszarze o gęstości $< 20\%$ wartości centralnej). Wilkinson przypuszcza, że ugrupowaniami tymi są „cząstki α^3 (por. [25]). Według modelu „alfowego“ Wilkinsona wszystkie wychwyty mezonów K^- zachodzą w takich powierzchniowych „cząstkach α^4 .”

Grupa *K-Collaboration* stwierdziła emisję pewnej liczby szybkich deuteronów i trytonów z gwiazd σ_K , co może wskazywać, że mezon K^- został absorbowany przez ugrupowanie składające się z więcej niż dwóch nukleonów [8].

³ Twór taki należy rozumieć jako fluktuację gęstości materii jądrowej w obszarze peryferyjnym jądra. Pozostaje kwestią otwartą, czy takie fluktuacje gęstości materii jądrowej zachowują dobrze wszystkie własności swobodnych cząstek α . Wobec tego, wprowadzoną nazwę „cząstka α^3 ” można traktować umownie (por. [15]).

⁴ Można też stanąć na stanowisku, że powierzchniowa absorpcja mezonów K^- i wysoki udział oddziaływań wielonukleonowych świadczy jedynie o obecności skorelowanych par nukleonowych w obszarze peryferyjnym jądra (por. [5]).

McCarthy i Prowse [16-17] wysunęli model, w którym nie zakłada się istnienia skorelowanych nukleonów w obszarze peryferyjnym. Mezon K^- oddziałuje z pierwszym napotkanym nukleonem na powierzchni jądra ulegając albo absorpcji (według wzorów (1-7), albo elastycznemu rozproszeniu⁵. W rezultacie rozproszenia przekazuje on swój pęd i mo-



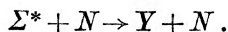
Rys. 7. Rozkład gęstości materii jądrowej, prawdopodobieństwa wychwytu $P(r)$ mezonu K^- oraz potencjałów dla hiperonów Σ^- i Σ^+ przy założeniu przyciągającego potencjału jądrowego o wartości maksymalnej 25 MeV i rozkładzie takim, jak gęstości materii jądrowej. W obszarze A mezon K^- ulega elastycznemu rozproszeniu i dostaje się do obszaru B, gdzie może oddziaływać z kilkoma lub jednym nukleonem z produkcją mezonu π^+ o energii większej niż 100 MeV

ment pędu nukleonowi i spada do obszaru jądra o większej gęstości, porównywalnej z wartością centralną (rys. 7). Wszystkie oddziaływania dwunukleonowe zachodzą w tym obszarze, jak również niewielka część oddziaływań jednonukleonowych. Oddziaływania te przebiegają wewnątrz jądra, tak że powstały hiperon Σ^\pm może zostać schwytyany w studni potencjału (mechanizm taki został zapro-

⁵ McCarthy i Prowse oparli się na wniosku z badań nad oddziaływaniami $K^- - H$ w wodorowej komorze pęcherzykowej, które wykazały, że $\sigma_{el}(K^-p) \simeq \sigma_{abs}(K^-p)$ (por. [1]).

nowany przez Gilberta, Violeta i White'a [26-27] oraz Cappsa [28] w ich modelu wychwytywów mezonów K^- ⁶. Emitowane mezony π^+ mają zatem większą energię, niż można oczekiwać na podstawie reakcji (1-2). Takie mezony π^+ o energii większej niż 100 MeV zostały istotnie wykryte w doświadczeniach przy zastosowaniu pulsujących pól magnetycznych o natężeniu 200 kG (które umożliwiły identyfikację znaku) [16-17], [29].

Alexander, Eisenberg i Kessler [30] zaproponowali dwuetapowy mechanizm wychwytywów mezonów K^- . Mezon K^- zostaje schwytyany przez proton na powierzchni jądra z utworzeniem stanu rezonansowego (oznaczonego Σ^*) o spinie izotopowym $T = 0$. Istnienie takiego stanu zostało zasugerowane przez Matthews'a i Salama [31] celem wyjaśnienia rozpraszania $K^- - p$ przy niskich energiach ⁷ (por. też [32], [33]). Przy założeniu, że stan ten jest dostatecznie długożyciowy ($1-2 \cdot 10^{-23}$ sek), jego funkcja falowa może rozciągnąć się na obszar jądra o większej gęstości i Σ^* może oddziaływać z drugim nukleonem:



Wartość Q stanu Σ^* zostaje podzielona pomiędzy oba bariony prowadząc do emisji szybkich hiperonów. Model ten przewiduje prawdopodobieństwa poszczególnych reakcji, w szczególności niewystępowania procesu (14).

§ 6. Zakończenie

Wydaje się, że na podstawie istniejącego materiału doświadczalnego nie można przyjąć bez zastrzeżeń żadnego z proponowanych modeli wielonukleonowych wychwytywów mezonów K^- . Dalsze badania są konieczne z zastosowaniem zarówno techniki emulsyjnej jak komorowej.

Istnieją pewne dane świadczące o tym, że wielonukleonowe oddziaływania mezonów K^- w emulsji zachodzą częściej z jądrami ciężkimi (Ag, Br) niż lekkimi (C, N, O) [14]. Sprawa ta powinna być wyjaśniona w toku dalszych badań.

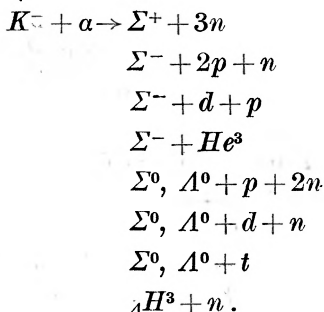
Bardzo interesujące byłoby zbadanie stosunku wychwytywów jedno- i wielonukleonowych w helowej komorze pęcherzykowej [15]. Miałyby to wielkie znaczenie dla proponowanego modelu „alfowego“.

⁶ W modelu tym rozważa się jednonukleonowe oddziaływanie mezonów K^- . Zakłada się, że mezon K^- jest chwytyany przez nukleon znajdujący się w studni potencjału jądrowego (absorpcja ma więc charakter objętościowy) oraz przyjmuje się istnienie przyciągającego potencjału jądrowego dla hiperonów Σ (por. [26]).

⁷ Aby wyjaśnić, że $\sigma_{el}(K^-p) \simeq 4\sigma_{el}(K^+p)$ dla energii mezonu K około 25 MeV (por. [1]) Matthews i Salam założyli, że oddziaływania $K^- - p$ w obszarze energii 15-60 MeV zachodzą poprzez stan rezonansowy o $J = \frac{1}{2}$ i środkiem w pobliżu 25 MeV.

Podobne badania można też przeprowadzić przy użyciu komory protonowej [34]. Miałyby się tu do czynienia z wychwytnymi przez lekkie jądra (C) o strukturze „alfowej“ (zob. np. [35]).

Jest rzeczą interesującą wypisać możliwe oddziaływania mezonów K^- z cząstką α z wyłączeniem reakcji prowadzących do powstania mezonu π :



Powyżej wypisane są tylko takie fragmenty nietrwale, które są znane z doświadczenia. Jak widać, fakt emisji hiperonu Σ^+ jako jedynej cząstki naładowanej, podobnie jak nieobserwowanie analogicznej emisji Σ^- , znajduje proste wyjaśnienie na gruncie modelu „alfowego“. Podobnie tłumaczy się fakt wspomnianej wyżej emisji d i t [8]. Można by również oczekiwać emisji szybkiego hiperfragmentu ${}_A H^3$.

Wydaje się, że badanie częstości emisji deutronów, trytonów i innych fragmentów z gwiazd σ_K , ich rozkładu energetycznego i kąтового może mieć duże znaczenie dla omawianych zagadnień [36].

Można mieć nadzieję, że dalsze badania rzucać więcej światła na mechanizm wielonukleonowych wychwytnów mezonów K^- .

Literatura

- [1] M. F. Kaplon, *Proceedings of the Annual International Conference on High Energy Physics at CERN* (1958), str. 171.
- [2] L. W. Alvarez, *Report at the Kiev Conference* (1959).
- [3] C. F. Powell, P. H. Fowler, D. H. Perkins, *The Study of Elementary Particles by the Photographic Method*, Pergamon Press (1959).
- [4] *K-Collaboration*, *Nuovo Cimento* **13**, 690 (1959).
- [5] *K-Collaboration*, *Nuovo Cimento* **14**, 315 (1959).
- [6] *K-Collaboration*, *Nuovo Cimento* **15**, 873 (1960).
- [7] E. H. S. Burhop, *Report at the Kiev Conference* (1959).
- [8] *K-Collaboration*, przedruk (1960).
- [9] E. Lohrmann i in., *Nuovo Cimento* **7**, 163 (1958).
- [10] Y. Eisenberg i in., *Nuovo Cimento* **8**, 663 (1958).
- [11] Y. Eisenberg i in., *Nuovo Cimento* **9**, 745 (1958).
- [12] Y. Eisenberg i in., *Nuovo Cimento* **11**, 351 (1959).

- [13] M. Nikolić i in., przeddruk (1960).
- [14] W. Koch i in., przeddruk (1960).
- [15] D. H. Wilkinson, *Phil. Mag.* **4**, 215 (1959).
- [16] I. E. Mc Carthy i D. J. Prowse, przeddruk (1960).
- [17] I. E. Mc Carthy i D. J. Prowse, *Phys. Rev. Letters* **4**, 367 (1960).
- [18] G. Alexander i in., *Nuovo Cimento* **15**, 484 (1960).
- [19] G. B. Chadwick i in., *Phil. Mag.* **3**, 1193 (1958).
- [20] *European Collaboration*, *Nuovo Cimento* **12**, 91 (1959).
- [21] C. Grote i in., *Nuovo Cimento* **14**, 532 (1959).
- [22] R. D. Tripp, *Proceedings of the Annual International Conference on High Energy Physics at CERN* (1958), str. 184.
- [23] P. B. Jones, *Phil. Mag.* **3**, 33 (1958).
- [24] U. Kundt i in., *Nuovo Cimento* **14**, 943 (1959).
- [25] P. E. Hodgson, *Nuclear Physics* **8**, 1 (1958).
- [26] F. C. Gilbert i in., *Phys. Rev.* **107**, 228 (1957).
- [27] F. C. Gilbert i R. S. White, *Phys. Rev.* **109**, 1770 (1958).
- [28] R. H. Capps, *Phys. Rev.* **107**, 239 (1957).
- [29] R. S. White i in., *Bull. Am. Phys. Soc.* **5**, 224 (1960).
- [30] G. Alexander i in., *Nuovo Cimento* **15**, 484 (1960).
- [31] P. T. Matthews i A. Salam, *Phys. Rev. Letters* **2**, 226 (1959).
- [32] J. D. Jackson i H. W. Wyld, *Phys. Rev. Letters* **2**, 355 (1959).
- [33] R. H. Dalitz i S. F. Tuan, *Phys. Rev. Letters* **2**, 425 (1959).
- [34] D. H. Davis, wiadomość prywatna.
- [35] K. Wildermuth i T. Kanellopoulos, *CERN* 59—23, przeddruk (1959).
- [36] *K-Collaboration*, wiadomość prywatna.

W. G. Johnston, J. J. Gilman

General Electric Research Laboratory
Schenectady, New York

Prędkość dyslokacji, gęstość dyslokacji i deformacja plastyczna krysztalów fluorku litu *

Streszczenie

W krysztalach fluorku litu pomierzono prędkość dyslokacji w zakresie 12 rzędów wielkości od 10^{-7} do 10^6 cm/sec. Przy niskich prędkościach prędkość dyslokacji jest bardzo czuła na przyłożone napięcia; dla każdego krysztalu istnieje minimalne napięcie ruchu dyslokacji, poniżej którego dyslokacje nie poruszają się. Składowa krawędziowa pętli dyslokacyjnych porusza się znacznie szybciej niż składowa śrubowa. Wydaje się, że górną granicą prędkości dyslokacji jest prędkość dźwięku w krysztale. W pracy opisano wpływ temperatury, domieszek i promieniowania na prędkość dyslokacji. Wielkości te wpływają na dynamiczną oporność ruchu ślizgającej się dyslokacji.

W pracy opisano wzrost całkowitej gęstości dyslokacji, wzrost pojedynczych pasm poślizgu i rozkład dyslokacji poślizgu w czasie deformacji plastycznej.

Granica płynięcia (*yield stress*) fluorku litu określona jest opornością dla ruchu doznawaną przez dyslokację poruszającą się poprzez obszar krysztalu wolny od innych dyslokacji.

Granica płynięcia jest niezależna od dyslokacji obecnych w nie zdeformowanym krysztale oraz od stanu zablokowania i geometrycznego rozkładu tych dyslokacji.

Z danych o ruchliwości i gęstości dyslokacji wyliczono krzywą napięcia—deformacja; porównano tę krzywą z doświadczalną. Dla małych deformacji napięcie płynięcia (*flow stress*) może być określone na podstawie mierzonych własności dyslokacji.

Wstęp

Pojęcie dyslokacji wprowadzono do nauki o plastyczności krysztalów w czasie, kiedy nie było doświadczalnych metod obserwacji pojedynczych dyslokacji i badania ich indywidualnych własności. Własności dyslokacji wyprowadzono zatem teoretycznie lub sądzono o nich na podstawie makroskopowego plastycznego zachowania się dużych krysztalów.

Obecnie w wielu wypadkach konieczne jest potwierdzenie zakładanych czy pośrednio wyprowadzanych własności dyslokacji i określenie ich znaczenia dla wyjaśnienia plastycznego płynięcia realnych krysztalów.

* Tłumaczenie artykułu zamieszczonego w Journal of Appl. Phys. 30, 129 (1959).

W ostatnich latach stało się możliwe wyizolowanie i badanie pojedynczych dyslokacji różnymi metodami, takimi jak: trawienie [1, 2], dekorowanie [3-9], elektronowa mikroskopia [10-11] i rentgenowska dyfrakcja [12-16]¹. Metody te mogą być zastosowane do przeprowadzenia doświadczeń, które pozwalają krytycznie rozwijać teorię dyslokacji i wytworzyć nowe przybliżenie problemu plastyczności kryształów. Pojedyncze dyslokacje i małe grupy dyslokacji mogą być badane bezpośrednio i makroskopowa deformacja plastyczna kryształu może być opisana w pojęciach obserwowanego zachowania się pojedynczych dyslokacji. Celem pracy jest przedstawienie wyników podobnych badań dla fluoru litu. Przy przyłożonym napięciu dostatecznie dużym do wywołania ruchu dyslokacji w LiF zachodzi silne zaradzanie i mnożenie dyslokacji [2]. Mechanizm zaradzania i mnożenia dyslokacji nie jest wyjaśniony² i nie będziemy go rozpatrywać w tej pracy. Możemy jednak założyć, że deformacja plastyczna kryształu nie jest ograniczona zbyt małą ilością dyslokacji; decydującą rolę w określeniu napięcia płynięcia kryształu odgrywają ruchliwość dyslokacji. Sugerowaliśmy to w poprzedniej pracy, obecnie dajemy ocenę ilościową.

W całym szeregu prac o deformacji plastycznej podkreślono statyczne efekty, takie jak blokowanie Catterella lub napięcie konieczne do działania źródeł Franka-Reada; uważano, że czynniki te są odpowiedzialne za plastyczne płynięcie kryształu. Pokażemy, że napięcie płynięcia kryształów LiF określone jest dynamiczną opornością dla ruchu dyslokacji.

Makroskopowa deformacja plastyczna zależy od tego, jaka ilość dyslokacji porusza się w kryształach i jak szybko się poruszają; w pracy przedstawione są pomiary tych wielkości. Po raz pierwszy pomierzono ruchliwość pojedynczych dyslokacji. Pomiary były przeprowadzane w różnych warunkach, obejmując dwanaście rzędów wielkości prędkości ruchu dyslokacji. W pracy opisany jest wzrost całkowitej gęstości dyslokacji, wzrost pojedynczych pasm poślizgu i rozkład dyslokacji w zdeformowanych kryształach w powiązaniu z makroskopową deformacją kryształu.

II. Metody doświadczalne

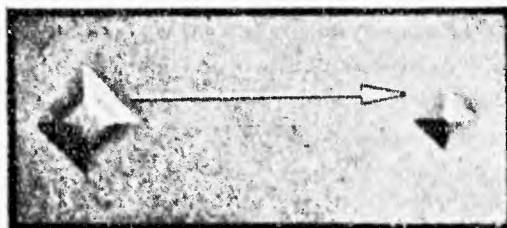
A. Pomiary prędkości dyslokacji

Dla wytwarzania odizolowanych ślizgających się dyslokacji i obserwacji ich ruchu w kontrolowany sposób zastosowaliśmy poprzednio opisaną metodę [2]. Położenia dyslokacji wykrywano metodą figur tra-

¹ Literatura o metodach badania dyslokacji do r. 1959 zebrana jest w bibliografii pt. *Dyslokacji w kryształach — bibliograficzny ukazatel*, Izdatelstwo Akademii Nauk SSSR, Moskwa (1960). *Przyp. tłum.*

² Patrz: J. J. Gilman, *J. appl. Phys.* **30**, 1584 (1959), *J. appl. Phys.* **31**, 652 (1960) oraz *J. appl. Phys.* **31**, 362 (1960). *Przyp. tłum.*

wienia. Ruch dyslokacji uwidocznił się poprzez powtarzanie trawienia (rys. 1). Trawienie kryształu zawierającego świeże dyslokacje przeprowadzono dwukrotnie przed i po przyłożeniu impulsu napięć. Końcowe położenie dyslokacji zaznaczone jest małą, ostrą, piramidalną figurą, a położenie dyslokacji przed przyłożeniem impulsu napięć szeroką płaskodenną figurą trawienia.



Rys. 1. Ruch dyslokacji ujawniany powtarzającym się trawieniem ($\times 600$)

Mierząc odległość między tymi dwoma figurami, mierzymy drogę, którą przebyła dyslokacja. Znając czas trwania impulsu napięć i odległość, którą w tym czasie przebyła dyslokacja, można wyliczyć średnią prędkość dyslokacji.

B. Impulsy napięć

Czas trwania impulsu w każdym doświadczeniu musi być tak dobrany, aby dyslokacja przebyła w tym czasie mierzalną odległość ($> 1 \mu$); impuls nie może jednak być zbyt długi, aby dyslokacja nie wyszła z próbki, która ma rozmiary nieco mniejsze od 1 cm. W celu uzyskania maksymalnie możliwego zakresu prędkości wytworzono trzema metodami pokazanymi na rys. 2 impulsy napięć od 10^{-6} do 10^5 sec.

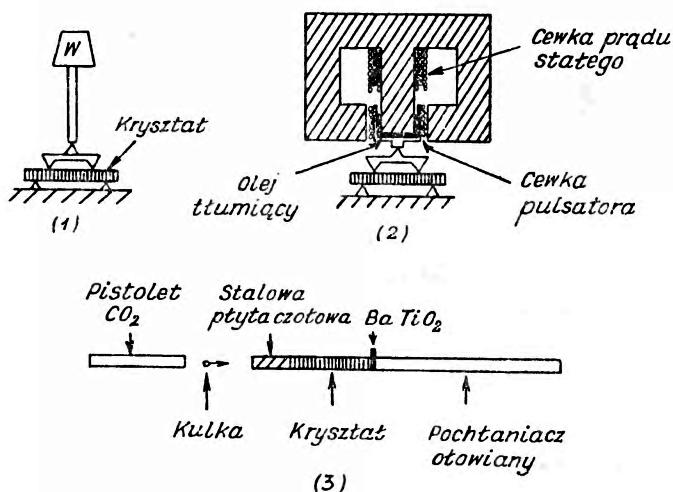
Dla czasów obciążania dłuższych od kilku sekund było stosowane proste obciążanie próbki umieszczonej w czterooporowym układzie zginającym. Próbka miała w przybliżeniu wymiary $2 \times 6 \times 35$ mm i ruch dyslokacji mierzono na stronie próbki poddanej napięciom rozciągającym. Dla czasów obciążania w zakresie od kilku sekund w dół do kilku milisekund stosowano magnetyczną pulsującą maszynę w układzie zginającym czterooporowym.

Magnetyczny pulsator był złożony z dużego elektromagnesu (zbudowanego podobnie do magnesu głośnikowego) z małą cewką zamontowaną w kołowym otworze i zaopatrzoną w olejowy zbiornik tłumienia. Cewka znajdowała się w kontakcie z układem zginającym; gdy przez cewkę przechodził prostokątny impuls prądowy, na kryształ był przekazywany impuls mechaniczny. Wielkość tego impulsu była mierzona przy pomocy

oporowego czujnika naprężeń powiązanego na stałe z kryształem; czujnik wycechowano przy pomocy prostego obciążania. Kształt typowego impulsu pokazany jest na rys. 3a.

Dla bardzo krótkich impulsów, poniżej 1 μ sek były stosowane zderzeniowe ściskające obciążenia uzyskiwane przy pomocy zderzeń wielkiej szybkości (rys. 2c).

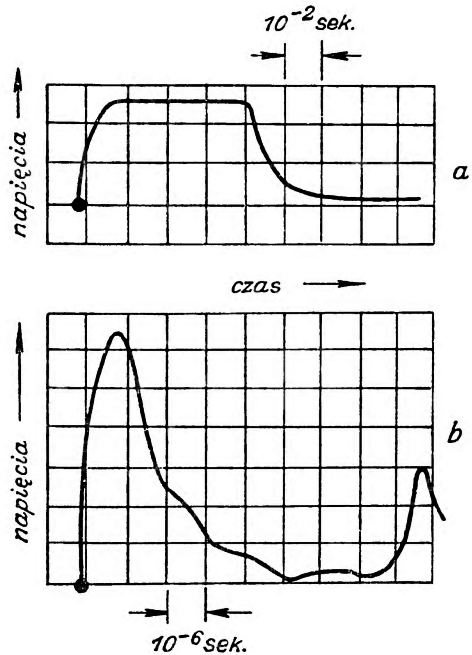
Z pistoletu pracującego na CO_2 kalibru 1,58 mm wystrzeliwano kulki używane w łożyskach kulkowych. Kulka po wystrzeleniu uderzała w twardą czołową płytę stalową, która ochraniała próbkę od zniszczenia. Impuls



Rys. 2. Trzy metody obciążania kryształów. Układy dla przykładania impulsów napięć:
 1) Proste obciążanie kryształu umieszczonego w czterooporowym układzie zginającym
 2) Magnetyczny sposób impulsowego obciążania kryształu również umieszczonego w czterooporowym układzie zginającym
 3) Wytworzenie krótkoczasowego impulsu napięć przy pomocy kulki uderzającej z dużą prędkością w stalową płytkę czołową

od zderzenia przechodził przez tę płytę czołową (12,7 mm grubości), próbkę (38,1 mm), przekładnik z tytanianu baru (0,25 mm) i trafiał do długiego ołowianego pochłaniacza (254 mm). Płytkę czołową, kryształ, przekładnik i pochłaniacz były ze sobą połączone na stałe i zawieszono na wahadle balistycznym; pozwalało to określić moment przekazywany przez kulkę. Podmuch CO_2 z pistoletu był wyeliminowany odekranowaniem pistoletu od próbki czterema mosiężnymi zasłonami, które miały otwory wielkości 2,38 mm i były odległe o 19 mm. Kształt impulsu zarejestrowany przez przekładnik z tytanianu baru pokazano na rys. 3b. Widać główny impuls i mały impuls odbity. Wielkość impulsu napięć była określona z kształtu impulsu i impulsu balistycznego. W tym celu impuls aproksymowano falą półsinusoidalną i zakładano, że powierzchnia

stal-LiF jest idealnie akustycznie przepuszczalna. Przedstawione w pracy wartości napięć stanowią 80% maksymalnej wartości impulsu napięć. Wielkość napięć zmieniano stosując układy kryształów o różnych wiel-



Rys. 3. Kształt impulsu napięć: a) w przypadku magnetycznej metody przykładania impulsu, b) przy wytwarzaniu impulsu z pomocą uderzającej kulki

kościach i modulując prędkość kulki strzelaniem przez przeszkodę, np. kartkę pocztową.

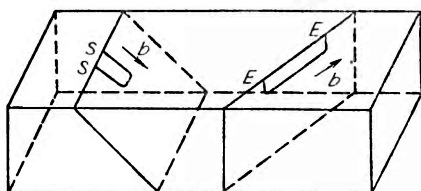
Z pomocą trzech opisanych metod wytwarzania napięć, można zmierzyć prędkości dyslokacji od 10^{-9} cm/sec do 10^5 cm/sec. Ocena błędów pomiaru prędkości pojedynczych dyslokacji daje błąd, który zmienia się od kilku procent dla powolnego ruchu do czynnika rzędu 2 dla maksymalnych mierzonych prędkości.

C. Przygotowanie próbek

Badano optycznie przezroczyste kryształy LiF, wolne od wysokotęplotowych granic bloków. Kryształy o rozmiarach $12,7 \times 38 \times 38$ mm i gęstości dyslokacji $5 \times 10^4/\text{cm}^2$ otrzymano z *Marshaw Chemical Company*. Każdy z kryształów łupano na 48 próbek. Wszystkie próbki otrzymane z dużego kryształu wykazywały tę samą twardość, różną jednak dla różnych kryształów.

Po odłupaniu próbki od dużego kryształu, w celu usunięcia dyslokacji wytworzonych w czasie łupania [17], próbka była chemicznie polerowana w 2% wodnym roztworze NH_4OH [2]. Małe pętle dyslokacyjne $\{110\}$

$\langle \bar{1}10 \rangle$ wytwarzano na powierzchni w następujący sposób: po powierzchni kryształu puszczano małą stalową kulkę o średnicy 8 mm, na drodze kulki powstawały grupy dyslokacji. Następnie, aby z każdej grupy pozostały tylko najgłębsze pętle, kryształ polerowano chemicznie usu-



Płaszczyzna tępkości $\{100\}$
 " ślizgania $\{110\}$
 Kierunek ślizgania $\langle \bar{1}10 \rangle$

Rys. 4. Schematyczne przedstawienie dwóch pętli dyslokacyjnych wychodzących na powierzchnię lupanego kryształu. Składowe śrubowe wychodzą w punktach *S* i składowe krawędziowe w punktach *E*. Płaszczyzna tępkości $\{100\}$, płaszczyzna poślizgu $\{110\}$, kierunek poślizgu $\langle \bar{1}10 \rangle$

wając z powierzchni warstwę 10-15 μ . Badane pętle dyslokacji były dwóch typów, przedstawionych na rys. 4. Dla jednego typu pętli powierzchnię przecina składowa krawędziowa, dla drugiego typu składowa śrubowa. Należy wyodrębnić te dwie składowe dyslokacyjnych pętli, ponieważ poruszają się one z różnymi prędkościami.

D. Przebieg badań

Kryształ zawierający świeże pętle dyslokacyjne był trawiony i poddany impulsowi napięć, po czym był powtórnie trawiony i mierzono przemieszczenie pojedynczych dyslokacji. Na każdej próbce mierzono przemieszczenie 40-100 dyslokacji, ustalono średnią drogę dyslokacji $\langle \Delta x \rangle$. Pod uwagę brano tylko te dyslokacje, które poruszały się w czasie impulsu napięć. W odległościach przebywanych przez pojedyncze dyslokacje obserwowano pewien rozrzut. Rozrzut ten był szczególnie wyraźny przy niskich prędkościach, gdzie współczynnik zmienności V wynosił około 30% ($V = (S/\langle \Delta x \rangle) \times 100\%$, gdzie S — standardowe odchylenie). W każdym doświadczeniu, zmierzona prędkość dyslokacji przedstawia średnią prędkość przynajmniej 40 dyslokacji, współczynnik zmienności może osiągnąć rząd 30%.

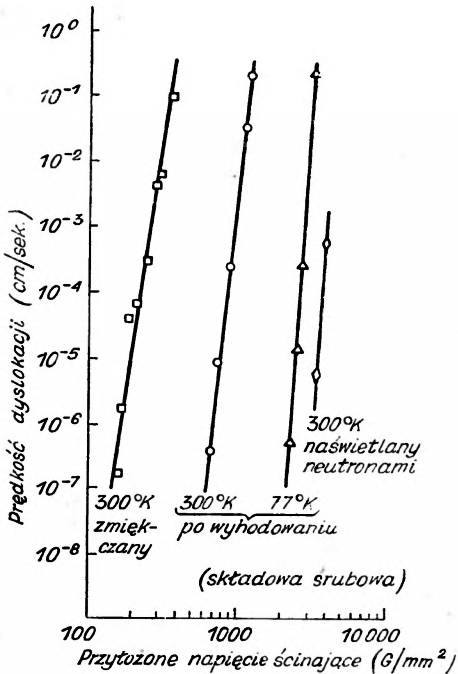
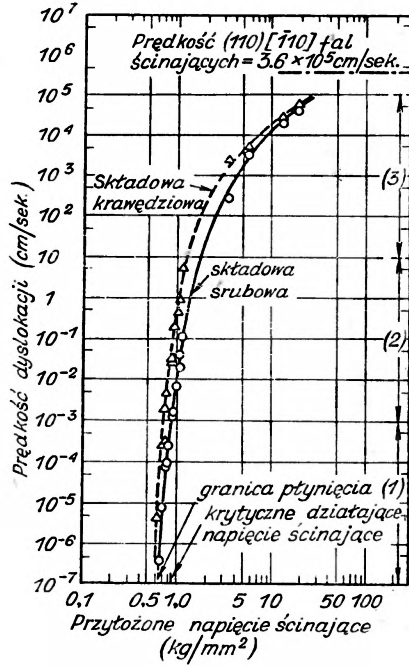
III. Prędkość dyslokacji

A. Zależność prędkości dyslokacji od napięć

Zmierzono dwanaście rzędów prędkości dyslokacji; zależność prędkości dyslokacji od napięć przedstawiona jest na rys. 5.

Prędkość ruchu dyslokacji jest czułą funkcją działających napięć

Rys. 5. Wykres zależności prędkości ruchu dyslokacji od składowej ścinającej napięć dla kryształu fluorku litu nie poddanego, po wyhodowaniu, żadnej dodatkowej obróbce. Trzy obszary zaznaczone na rysunku z prawa odnoszą się do trzech metod obciążania kryształu przedstawionych na rys. 2. Granica płynięcia i krytyczne napięcie ścicia zaznaczone na osi odciętych, były zmierzone przy badaniach na ściskanie



Rys. 6. Wykres zależności prędkości ruchu składowych śrubowych pętli dyslokacyjnych w funkcji przyłożonych napięć ścinających dla kryształów o różnej twardości

ścinających; szczególnie przy niskich napięciach, gdzie prędkość rośnie z grubsza jak dwudziesta piąta potęga napięć. Prędkości dyslokacji osiągną nasycenie przy zbliżaniu się do prędkości (110) [110] fal ścinających w fluorku litu. Zachowanie to zgodne jest z teoretycznymi przewidywaniami, według których graniczna prędkość dyslokacji śrubowych jest prędkością poprzecznych fal dźwiękowych, dla krawędziowych dyslokacji prędkość graniczna stanowi 0,9 prędkości poprzecznej fali dźwiękowej [18].

Dwie rozdzielone krzywe (rys. 5) pokazują różnice prędkości krawędziowej i śrubowej składowych pętli dyslokacji. Przy niższych prędkościach, składowe krawędziowe poruszają się 50 razy szybciej niż składowe śrubowe. Przy wyższych prędkościach krzywe schodzą się zgodnie z przewidywaniem, że te dwie prędkości mają prawie tą samą górną granicę. Dane rys. 5 są typowe dla nie zdeformowanego kryształu. Wyhodowane, nieobrabiane kryształy różnią się twardością; w zależności od twardości kryształu krzywe prędkości dyslokacji-napięcia są przesunięte wzdłuż osi odciętych. Efekt ten jest pokazany na rys. 6, gdzie mamy przedstawione dane dla prędkości dyslokacji śrubowych w kryształach, które były odpowiednio utwardzane czy zmiękczane. Dane dla dyslokacji krawędziowych są podobne.

B. Jednorodność ruchu dyslokacji

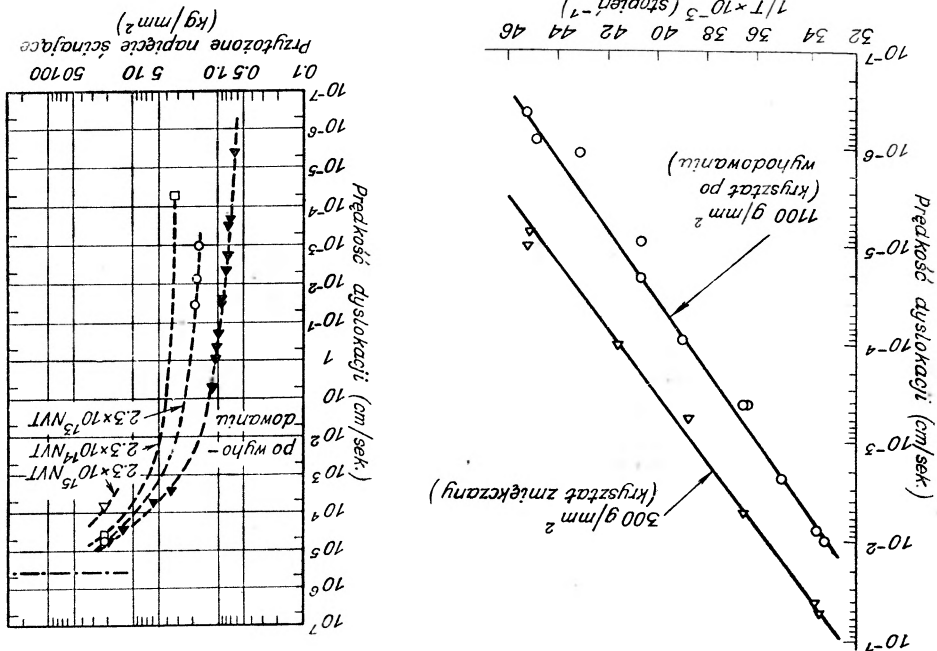
Zastosowana metoda pomiaru prędkości dyslokacji nie rozróżnia sposobu, w jaki poruszają się dyslokacje, niezależnie od tego czy ruch ten zachodzi jednorodnie, czy poprzez serię przeskoków. Można pokazać,



Rys. 7. Pętla dyslokacyjna rozszerzająca się pod wpływem przyłożonych napięć w kryształcie zanurzonej w roztworze trawiącym. Napięcie było przyłożone w ciągu 3 minut

że przy niskich prędkościach ruch nie jest jednorodny. Próbkę zawierającą świeże pętli dyslokacji była zanurzona w roztworze trawiącym; w czasie trawienia w ciągu trzech minut poddano ją działaniu siły. Pętle

dyslokacji powoli rozszerzały się pod wpływem przyłożonych napięć i ruch ten był notowany trawieniem. Jedną z takich rozszerzających się pętlę pokazywała jest na rys. 7, gdzie dwie centralne szerokie figury trawienia pokazują początkowe położenia kołców pętli. Ruch dwóch kołców pętli nie jest jednorodny, lecz złożony z serii kolejnych przeskoków, każdy o długości kilku mikromów. Zmiana głębokości figur trawienia wzdłuż każdego śladu pokazuje, że czas upływający między przeskocami zmienia



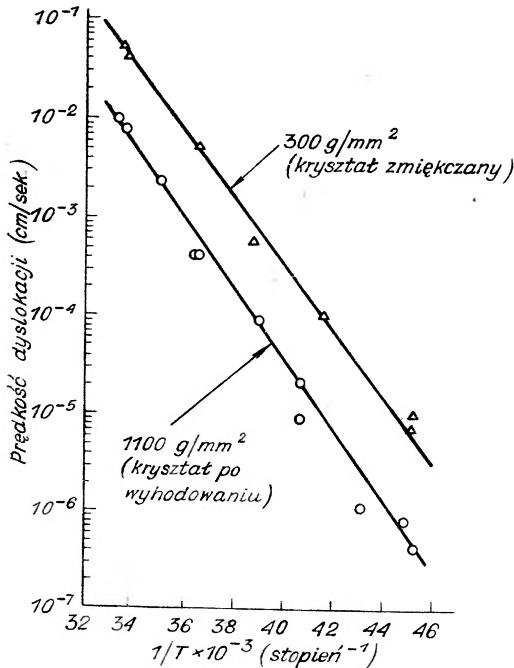
Rys. 9. Wpływ naswitlania neutronami na prędkość skądowych kręwdziowych pętli dyslokacyjnych

Rys. 8. Wykres zależności prędkości ruchu dyslokacji od temperatury dla kryształów poddanego męknieniu na drodze obróbki cieplnej i kryształu poddanego po wyhodowaniu zadanemu pro-

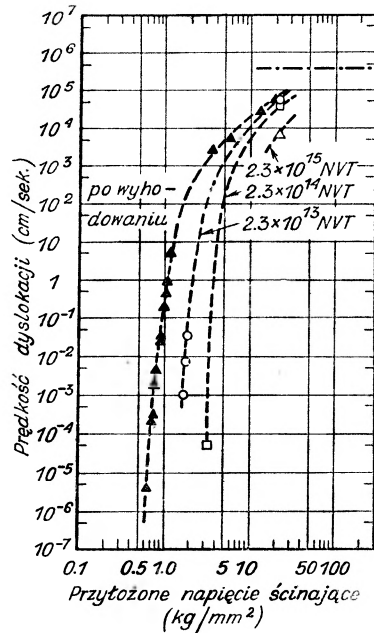
cesowi dalszej obróbki

się znacznie. Skokowy ruch pokazany na rys. 7 wskazuje na przerywany ruch dyslokacji. Jednak skokowy charakter ruchu może być również wywołany oddziaływaniem dyslokacji z figurami trawienia, które mogą wychwytywać koniec linii dyslokacyjnych na powierzchni kryształu. Ścianki figur trawienia mają nachylenie zaledwie 15°, nie mamy żadnych danych wskazujących na to, aby takie figury działały jako przeszkody dla ruchu dyslokacji. Można określić górną granicę odległości, na której dyslokacja jest przyspieszana pod wpływem przyłożonych napięć. Dyslokacje śrubowe poruszają się przy zastosowaniu napięć 1000 g/mm². Po pojedynczym impulsie, trwającym 400 msec, średnia odległość, którą

dyslokacji powoli rozszerzały się pod wpływem przyłożonych napięć i ruch ten był notowany trawieniem. Jedną z takich rozszerzających się pętli pokazana jest na rys. 7, gdzie dwie centralne szerokie figury trawienia pokazują początkowe położenia końców pętli. Ruch dwóch końców pętli nie jest jednorodny, lecz złożony z serii kolejnych przeskoków, każdy o długości kilku mikronów. Zmiana głębokości figur trawienia wzdłuż każdego śladu pokazuje, że czas upływający między przeskokami zmienia



Rys. 8. Wykres zależności prędkości ruchu dyslokacji od temperatury dla kryształu poddanego mięknięciu na drodze obróbki cieplnej i kryształu nie poddanego po wyhodowaniu żadnemu procesowi dalszej obróbki



Rys. 9. Wpływ naswietlania neutronami na prędkość składowych krańcowych pętli dyslokacyjnych

się znacznie. Skokowy ruch pokazany na rys. 7 wskazuje na przerywany ruch dyslokacji. Jednak skokowy charakter ruchu może być również wywołany oddziaływaniem dyslokacji z figurami trawienia, które mogą wychwytywać końce linii dyslokacyjnych na powierzchni kryształu. Ścianki figur trawienia mają nachylenie zaledwie 15° , nie mamy żadnych danych wskazujących na to, aby takie figury działały jako przeszkody dla ruchu dyslokacji. Można określić górną granicę odległości, na której dyslokacja jest przyspieszana pod wpływem przyłożonych napięć. Dyslokacje śrubowe poruszają się przy zastosowaniu napięć 1000 g/mm^2 . Po pojedynczym impulsie, trwającym 400 msec, średnia odległość, którą

przechodzą dyslokacje, wynosi 18μ i po dziesięciu impulsach 40 msec średnia przebywana odległość wynosi 17μ . Zatem w granicach dokładności doświadczenia, średnia prędkość w czasie ruchu na drodze $1,7 \mu$ jest taka sama, jak w czasie ruchu na drodze dziesięć razy dłuższej. Wnioskujemy stąd, że odległość, na której dyslokacje są przyspieszane, musi być o wiele mniejsza niż $1,7 \mu$. Dla efektywnych napięć ścinających powyżej 800 g/mm^2 w czasie każdego doświadczenia poruszają się wszystkie świeże dyslokacje, przy 700 g/mm^2 porusza się około 20% świeżych dyslokacji, przy 650 g/mm^2 zaledwie około 2-3% i w końcu przy 600 g/mm^2 mamy ruch nie większy niż 1μ w czasie 10^5 sec .

Dane rys. 5, 6, 8 i 9 są we wszystkich przypadkach średnimi prędkościami tych dyslokacji, które poruszają się w czasie każdego doświadczenia.

Gdy przyłożone napięcie maleje, średnie prędkości poruszających się dyslokacji również maleją i ponadto pewne z dyslokacji zostają unieruchomione.

Poniżej pewnych napięć (określonych z dokładnością 10%) żadne z dyslokacji w LiF nie poruszają się.

Gdy dyslokacje poruszają się, to składowe krawędziowe poruszają się wiele razy szybciej niż śrubowe.

Wydaje się, że oba typy dyslokacji przestają poruszać się przy tych samych napięciach.

C. Temperaturowa zależność prędkości dyslokacji

Temperaturową zależność prędkości dyslokacji przebadano w funkcji temperatury, przeprowadzając pomiar prędkości przy ustalonych napięciach. Dane dla dyslokacji śrubowych otrzymane dla dwóch kryształów przedstawione są na rys. 8. Z dokładnością doświadczenia prędkość zmienia się wykładniczo z $1/T$. Nachylenie dwóch krzywych jest prawie takie samo i prędkość dyslokacji może być wyrażona następującym równaniem:

$$V_s = f(\sigma) e^{-E/kT} \quad (+25^\circ\text{C} > T > -50^\circ\text{C}), \quad (1)$$

gdzie $E = 0,7 \text{ eV}$ i σ jest napięciem.

Fakt, że nachylenie jest takie samo, sugeruje, że E nie jest funkcją napięcia. Krzywe jednak nie są zdjęte dla tego samego kryształu przy różnych napięciach, lecz dla różnych kryształów, ponieważ jest niewygodnie mierzyć temperaturową zależność prędkości przy dwóch znacznie różnych napięciach w tym samym kryształe. Wpływ temperatury na prędkość dyslokacji w zależności od krzywej napięć pokazano na rys. 6. Rysunek ten pozwala porównać pomiary dla nie zdeformowanego kryształu przy 300°K i 77°K . Przy niższych temperaturach cała krzywa jest przesunięta w prawo.

D. Wpływ promienionowania

Przy naswietlaniu kryształów fluoru i litu neutronami, elektronami, promieniami γ czy X mamy dwa różne efekty. Promienionowanie wywołuje

stacyjne blokowanie ślizgających się dyslokacji obecnymi w kryształach w czasie napromienionowania i zwiększa dynamizm oporność dla ruchu ślizgających dyslokacji, które wprowadzono po napromienowaniu. Ruch ślizgających dyslokacji przed napromienowaniem zachodzi dla danego kryształu przy minimalnym napięciu. Po napromienowaniu do poruszenia tych samych dyslokacji, które uległy zablokowaniu, wymagane jest wyższe napięcie, po którym napromienowaniu kryształ może być deformowany w ogóle bez ruchu zablokowanych dyslokacji. Gdy zablokowana dyslokacja została nieco przemieszczona, to kontynuuje ona swój ruch przy napięciach wymaganych do ruchu ślizgających dyslokacji, te napięcia są niższe niż napięcia wymagane do jej odblokowania. Badania statycznego blokowania dyslokacji wychodzą za ramy niniejszej pracy; wystarczy zaznaczyć, że takie blokowanie było obserwowane doświadczalnie. Długość napromienionowania utwardza kryształ Lit [19], podwyższając napięcia wymagane do ruchu ślizgających dyslokacji (rys. 6). Szczególnie ciekawe są dwa aspekty tej dynamicznej oporności dla ruchu dyslokacji. Po pierwsze, efekt jest znaczny tylko wtedy, gdy defekty wytwarzane w czasie napromienionowania są większe niż pojedyncze defekty zlokalizowane (punkto-

we). Po drugie oporność dla ruchu dyslokacji występuje zarówno przy wysokich, jak i przy niskich prędkościach.

Dla słabych napromienowań, gdy dane optyczne absorpcji wskazują na to, że powstają tylko punktowe, zlokalizowane defekty, nie mamy znaczej oporności dla ruchu dyslokacji [19]. Oporność dla ruchu dyslokacji zaczyna wzrastać dla dozy napromienowania, przy której badania optyczne ujawniają obecność centrów zabarwienia złożonych z wielu defektów punktowych zlokalizowanych.

Wpływ naswietlania neutronami na prędkość dyslokacji w zależności od krzywej napięć jest przedstawiony na rys. 9. W napromienowanym kryształach dla ruchu ślizgających dyslokacji, dla wszystkich mierzonych prędkości, nawet dla najwyższych rzędu 10^6 cm/sek, wymagane jest wyższe napięcie. Przy wysokich prędkościach efekt napromienowania musi wytworzać dynamizm oporności dla ruchu dyslokacji, zaden mechanizm blokowania, w którym poruszająca się dyslokacja ciągnie za sobą swą atmosferę, nie jest możliwy.

E. Wpływ domieszek

Wpływ domieszek na ruch dyslokacji w Lit przejawia się również dwójako: poprzez statyczne blokowanie i poprzez dynamizm oporności dla ruchu dyslokacji. Ślizgające się dyslokacje wprowadzone w tempera-

D. Wpływ promieniowania

Przy naświetlaniu kryształów fluorku litu neutronami, elektronami, promieniami γ czy X mamy dwa różne efekty. Promieniowanie wywołuje statyczne blokowanie ślizgających się dyslokacji obecnych w kryształach w czasie napromieniowywania i zwiększa dynamiczną oporność dla ruchu świeżych dyslokacji, które wprowadzono po napromieniowaniu. Ruch świeżych dyslokacji przed napromieniowaniem zachodzi dla danego kryształu przy minimalnym napięciu. Po napromieniowaniu do poruszenia tych samych dyslokacji, które uległy zablokowaniu, wymagane jest wyższe napięcie, po silnym napromieniowaniu kryształ może być deformowany w ogóle bez ruchu zablokowanych dyslokacji. Gdy zablokowana dyslokacja została nieco przemieszczona, to kontynuuje ona swój ruch przy napięciach wymaganych do ruchu świeżych dyslokacji, te napięcia są niższe niż napięcia wymagane do jej odblokowania. Badania statycznego blokowania dyslokacji wychodzą za ramy niniejszej pracy; wystarczy zaznaczyć, że takie blokowanie było obserwowane doświadczalnie. Długie napromieniowywanie utwardza kryształy LiF [19], podwyższając napięcia wymagane do ruchu świeżych dyslokacji (rys. 6). Szczególnie ciekawe są dwa aspekty tej dynamicznej oporności dla ruchu dyslokacji. Po pierwsze, efekt jest znaczny tylko wtedy, gdy defekty wytwarzane w czasie napromieniowywania są większe niż pojedyncze defekty zlokalizowane (punktowe). Po drugie oporność dla ruchu dyslokacji występuje zarówno przy wysokich, jak i przy niskich prędkościach.

Dla słabych napromieniowań, gdy dane optycznej absorpcji wskazują na to, że powstają tylko punktowe, zlokalizowane defekty, nie mamy znacznej oporności dla ruchu dyslokacji [19]. Oporność dla ruchu dyslokacji zaczyna wzrastać dla dozy napromieniowania, przy której badania optyczne ujawniają obecność centrów zabarwienia złożonych z wielu defektów punktowych zlokalizowanych.

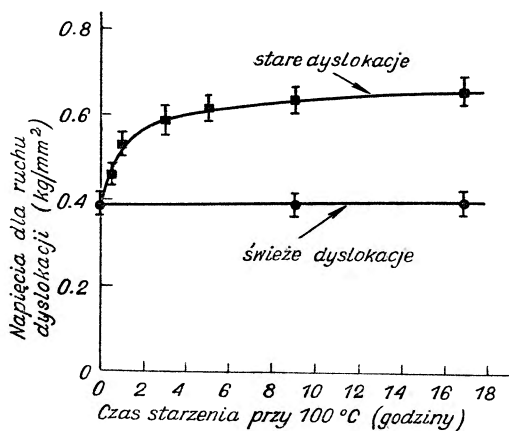
Wpływ naświetlania neutronami na prędkość dyslokacji w zależności od krzywej napięć jest przedstawiony na rys. 9. W napromieniowanym kryształach dla ruchu świeżych dyslokacji, dla wszystkich mierzonych prędkości, nawet dla najwyższych rzędu 10^5 cm/sek, wymagane jest wyższe napięcie. Przy wysokich prędkościach efekt napromieniowania musi wytwarzać dynamiczną oporność dla ruchu dyslokacji, żaden mechanizm blokowania, w którym poruszająca się dyslokacja ciągnie za sobą swą atmosferę, nie jest możliwy.

E. Wpływ domieszek

Wpływ domieszek na ruch dyslokacji w LiF przejawia się również dwójako: poprzez statyczne blokowanie i poprzez dynamiczną oporność dla ruchu dyslokacji. Ślizgające się dyslokacje wprowadzone w tempera-

turze pokojowej mogą być zablokowane poprzez starzenie w ciągu kilku godzin w temperaturze 100°C. Blokowanie wywołane jest głównie efektem domieszek. Przedstawia to rys. 10.

Dwie próbki, z których pierwsza zawierała świeże pętle dyslokacyjne, poddano starzeniu w temperaturze 100°C i ochłodzono do temperatury pokojowej. Do drugiej próbki wprowadzono świeże pętle dyslokacyjne, następnie mierzono napięcia wymagane do ruchu tych dyslokacji i minimalne napięcia, przy których poruszały się zestarzałe dyslokacje. Ob-



Rys. 10. Blokowanie dyslokacji na drodze nisko-temperaturowego starzenia

róbka starzeniem nie zmieniała oporności kryształu dla ruchu dyslokacji wprowadzonych po tej obróbce. Zestarzałe dyslokacje były jednak silnie zacepione już po krótkich okresach starzenia. Gdy zestarzała dyslokacja przez zastosowanie dostatecznie dużych napięć została odblokowana, to kontynuowała ona ruch przy napięciach, przy których poruszają się świeże dyslokacje. (Zauważmy, że próbki użyte do tych doświadczeń były odłupane z kryształu, który był bardziej miękki niż kryształ użyty do pomiaru prędkości dyslokacji).

Kryształy otrzymane z *Marshaw Chemical Company* po identycznej obróbce termicznej różniły się twardością.

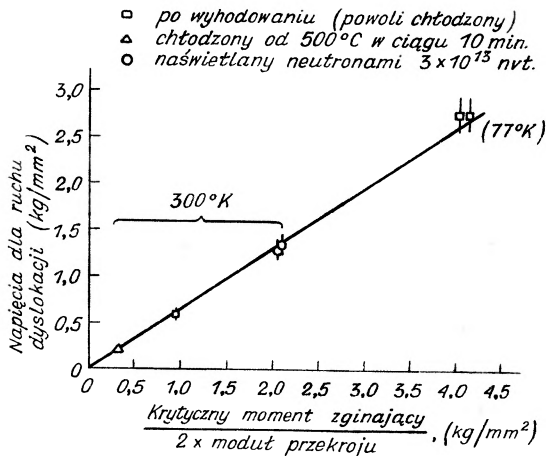
Wydaje się, iż jest to wywołane zmianami zawartości domieszek w kryształach. Zmiany twardości związane są z różnymi napięciami wymaganymi do ruchu świeżych dyslokacji w różnych kryształach. Kryształy zadanej czystości mogą różnić się twardością, wtedy gdy poddane są różnym obróbkom termicznym. Kryształy, które ochładzono od temperatury 250°C bardzo powoli (1°C/godz), są twarde. Kryształy, które ochładzono od tejże temperatury do temperatury pokojowej w ciągu kilku minut, są względnie miękkie. Po tych dwóch obróbkach termicznych twardość może się różnić pięciokrotnie. Zjawisko to interpretujemy

tym, że dynamiczna oporność dla ruchu dyslokacji wywołana domieszkami, jest o wiele większa, gdy atomy domieszek są nagromadzone w aglomeratach lub osadach, niż gdy występują one pojedynczo odizolowane.

F. Związek między wytrzymałością kryształu i napięciem wymaganym do ruchu dyslokacji

W twardym kryształe LiF do ruchu świeżych dyslokacji wymagane jest większe napięcie niż w miękkim.

Zachowanie to nie zależy od dyslokacji powstających w czasie wzrostu kryształu, czy dyslokacji silnie zablokowanych; nie poruszają się one bowiem w czasie deformacji plastycznej. Na rys. 11 pokazany jest związek



Rys. 11. Wykres zależności napięć wymaganych do ruchu świeżych dyslokacji od wytrzymałości kryształu

między twardością czy wytrzymałością kryształu i minimalnym napięciem wymaganym do ruchu świeżych dyslokacji. Kryształy o różnej twardości przygotowywano w celu zmiękczenia przez obróbkę cieplną i w celu utwardzenia przez naświetlanie neutronami. Następnie do kryształów wprowadzano świeże dyslokacje i mierzono minimalne napięcie wymagane do ich ruchu. Wytrzymałość kryształu określono mierząc moment zginający w zależności od wygięcia. W czasie elastycznego zginania moment zginający gwałtownie rośnie i pozostaje stały przy małym wygięciu plastycznym. Ten stały moment zginający nazywa się „krytycznym momentem zginającym“. W celu sprowadzenia go do jednostek napięcia, podzielono go przez podwójny moment oporności każdej próbki.

Najniższe napięcie dające mierzalny ruch dyslokacji w kryształach jest proporcjonalne do wytrzymałości kryształu (rys. 11). Stała proporcjo-

nalności nie jest równa jedności, ponieważ dla przypadku czystego wygięcia maksymalne napięcie, odpowiadające krytycznemu momentowi zginającemu, jest o 50% większe niż napięcie płynięcia w przypadku prostego rozciągania czy ściskania. Ustalono to porównując badania rozciągania, ściskania i zginania wykonane na próbkach z tego samego kryształu; wyniki zgodne są z analizą daną przez Reada [20].

Przeprowadzone badania odpowiadają przypadkowi Reada, gdy rozciągające napięcie płynięcia jest równe napięciu, przy którym dyslokacje zaczynają się poruszać. Osiągnięto to szlifowaniem kryształu proszkiem karborundowym przed przyłożeniem napięć; zapewniono w ten sposób w kryształach nadmiar świeżych dyslokacji.

G. Dyskusja prędkości dyslokacji

W celu wyjaśnienia plastycznego płynięcia LiF rozważmy deformację plastyczną tego kryształu przy ściskaniu. Na odciętej (rys. 5) odłożona jest granica płynięcia³ (*yield stress*) i krytyczne napięcie ścinające⁴ mierzone w czasie ściskania kryształu z prędkością deformacji równą prawie $5 \times 10^{-5} \text{ sec}^{-1}$. Granica płynięcia jest nieco większa od minimalnego napięcia dla ruchu dyslokacji. Niewiele większe krytyczne napięcie ścinające określone jest nie tylko napięciem wymaganym dla ruchu dyslokacji, lecz również zależnością prędkości dyslokacji od napięć, szybkością naprężania kryształu i ilością obecnych ślizgających się dyslokacji. Zależności między tymi wielkościami będą dyskutowane w następnej części pracy.

Można zmusić dyslokacje do ruchu z prędkością bliską prędkości dźwięku, do tego wymagane są jednak duże napięcia. Prędkości osiągalne przy normalnych szybkościach naprężania ($\sim 10^{-6}$ — 10^{-5} sek), wynoszą mniej niż 10^{-2} cm/sek; wywołane to jest tym, że porusza się równocześnie wielka ilość dyslokacji. Prędkości dyslokacji silnie zależą od przyłożonych napięć, szczególnie przy niskich prędkościach osiąganych w normalnych warunkach badań. Przeciwnie, napięcia płynięcia są względnie nieczułe na prędkości dyslokacji, zależność napięcia płynięcia od szybkości deformacji jest bardzo słaba. Zaobserwowano to w pracy [2]. Nagła zmiana szybkości naprężenia o czynnik 10, zmusza dyslokacje do dziesięciokrotnie szybszego ruchu, temu jednak towarzyszy zaledwie kilkuprocentowy wzrost napięcia płynięcia (*flow stress*).

³ Termin „granica płynięcia“ (*yield stress*) używany jest dla napięcia, przy którym krzywa napięcie-deformacja przestaje być liniową.

⁴ Krytyczne działające napięcie ścinające (*critical resolved shear stress*) oznacza prawie stałe napięcie, przy którym występuje znaczna deformacja plastyczna.

Temperatura silnie zmienia prędkości dyslokacji; słabiej wyrażone są zmiany napięć płynięcia, powodem są szybkie zmiany prędkości dyslokacji ze zmianą napięć.

Temperaturowa zależność prędkości dyslokacji sugeruje, że proces określający ruch dyslokacji jest procesem termicznie aktywowanym z energią aktywacji około 0,7 eV. Energia ta jest porównywalna z energią aktywacji 0,65 eV dla ruchliwości jonu litu w LiF [21]. Temperaturowa zależność była mierzona zaledwie w wąskim zakresie temperatur (+25°C do -50°C) i ekstrapolacja z tego przedziału do -196°C nie określa dokładnie zachowania się dyslokacji przy tak niskiej temperaturze. Nie zostało zatem jasno ustalone, czy w procesie ruchu dyslokacji bierze udział pojedynczy proces termicznie aktywowany, czy ograniczona ilość procesów termicznie aktywowanych. Co więcej, nie mamy danych o istocie tych procesów, tak iż dyskusja pozornej energii aktywacji jest przedwczesna.

W zakresie niskich napięć składowa krawędziowa pętli dyslokacyjnych w LiF porusza się około 50 razy szybciej niż składowa śrubowa. Obserwacje w metalach również wskazują na to, że dyslokacje krawędziowe poruszają się szybciej niż śrubowe. Chen i Pond [22] obserwowali w aluminium, że pasma poślizgu złożone z dyslokacji krawędziowych rosną szybciej niż pasma poślizgu złożone z dyslokacji śrubowych. Law i Guard [23] wnioskuje z kształtu pętli dyslokacyjnych w Si—Fe, że składowa krawędziowa porusza się o wiele szybciej niż składowa śrubowa.

Duża siła, z jaką w niskotemperaturowym starzeniu (100°C) są domieszkami zablokowane dyslokacje, jest zgodna z poprzednimi obserwacjami, że dyslokacje powstałe w czasie wzrostu kryształu nie poruszają się w czasie deformacji plastycznej. Badania takich dyslokacji, oprócz silnego zablokowania, dają dalsze nieoczekiwane fakty: dyslokacje te nie leżą zazwyczaj w płaszczyźnie poślizgu, przechodzą one przez kryształ nie związane z pojedynczą płaszczyzną. Małe pętli dyslokacji, które tworzą się w czasie ochładzania kryształu, są również silnie zablokowane i napięcia konieczne do uruchomienia ich jako źródeł dyslokacji są większe, niż należałoby oczekiwać z ich wielkości⁵.

⁵ Zagadnienie prędkości dyslokacji jest jednym z najciekawszych w teorii dyslokacji. Dotąd było opracowywane głównie teoretycznie. Stan do roku 1953 przedstawiony jest w książce A. H. Cottrella, *Dislocations and plastic flow of crystals*, Oxford, Clarendon Press, 1953.

Z nowszych prac patrz H. Suzuki, *Sci Reports Res. Inst. Tôhoku Univ.* A7 (2), 194 (1955), *Proc. Roy. Soc.* B67 (8), 615 (1954) oraz pełny spis literatury w bibliografii: *Dyslokacji w kryształach — bibliograficzny ukazatel*, Izdatelstwo Akad. Nauk SSSR 1960.

Teoretyczne opracowanie tłumaczonej pracy Johnstona i Gilmana i jej wniosku o oporności kryształu dla ruchu dyslokacji w kryształach, dał W. P. Mason w *J. Acoust. Soc. Amer.* 32, 758 (1960). Praca Gilmana otwiera szerokie pole sprawdzenia przewidywań teorii ruchu dyslokacji w zależności od różnych czynników, dla różnych materiałów. *Przyp. tłum.*

IV. Gęstość dyslokacji

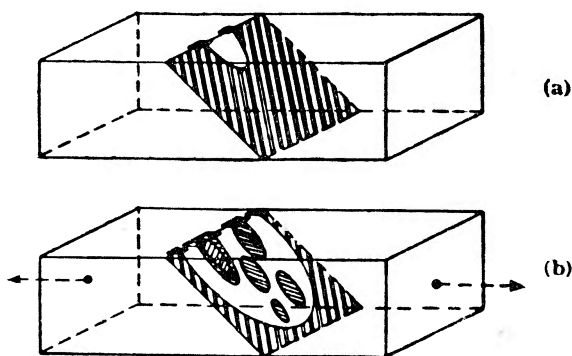
Aby wytworzyć makroskopowe szybkości naprężania w kryształach musi poruszać się duża ilość dyslokacji. Przykładowo przy krytycznym napięciu ścinającym w kryształach LiF dyslokacje mają prędkość około 10^{-3} cm/sek. Dla typowych prędkości deformacji 10^{-5} /sek gęstość poruszających się dyslokacji musi być rzędu 4×10^5 /cm². Ważny jest również przestrzenny rozkład dyslokacji w kryształach. Dyslokacje ugrupowane w spójną sieć są zdolne tylko do powolnego ruchu i tym samym dają bardzo mały przyczynek do szybkości naprężania. Przy równomiernym rozkładzie w kryształach, gdy wewnętrzne pole napięć dyslokacji jest minimalne, dyslokacje dają maksymalny przyczynek do szybkości naprężania.

W pracy opisujemy wzrost dyslokacyjnej struktury kryształów LiF, nie rozpatrujemy mechanizmu tworzenia się dyslokacji⁶.

A. Mnożenie pętli dyslokacyjnych

Rozszerzając się pod wpływem napięć izolowana pętla dyslokacyjna w LiF mnoży się, tworząc nowe pętle wewnątrz pętli początkowej.

Proces ten był opisany poprzednio [2] i schematycznie jest przedstawiony na rys. 12. Nowe pętle mnożą się w tenże sam sposób jak po-



Rys. 12. Schemat procesu rozmnażania dyslokacji w kryształach fluoru litu: a) kryształ zawierający ślizgającą się pętlę dyslokacji, przecinającą jego powierzchnię, b) początkowo mała pętla pod wpływem napięć uległa rozszerzeniu, wewnątrz niej utworzyło się wiele nowych pętli

czątkowa, w kryształach rośnie pasmo poślizgu. Szybkość mnożenia jest bardzo czuła na przyłożone napięcia (rys. 13). Na rysunku 13 pokazany jest ruch i mnożenie jednego końca pętli. W wyniku procesu przedsta-

⁶ Mechanizm tworzenia się dyslokacji jest rozpatrzony w następnej pracy Gilmana, *J. appl. Phys.* 30 (10), 1584 (1959). *Przyp. tłum.*

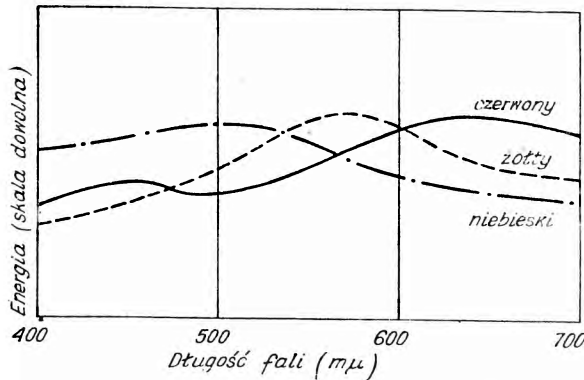
Rys. 13. Wpływ napięć na rozmnażanie dyslokacji. Duża figura trawienia w górnej części rysunku odpowiada początkowemu położeniu dyslokacji. Dyslokacja przemieszczała się pod wpływem trzech kolejnych dziesięciosekundowych impulsów napięć o wielkości 1540 g/mm^2 . W tym czasie trwania impulsu rozmnażanie dyslokacji nie zachodziło (wynika to stąd, iż mamy tylko po jednej figurze trawienia danej wielkości). Dodatkowy końcowy dziesięciosekundowy impuls napięć o wielkości 1680 g/mm^2 wywołał silne rozmnażanie, początkowa dyslokacja wyszła poza fotografowany obszar w dolnej części zdjęcia. Trawienie kryształu przeprowadzano po każdym impulsie napięć. Powiększenie $300 \times$



wionego na rys. 12 ilość nowych dyslokacji rośnie z upływem czasu przy stałych napięciach. Wpływ napięć i czasu opiszemy niżej. Odizolowane pętle dyslokacyjne, przedstawione na rys. 12, wprowadzano do kilku kryształów [2], pętle te rozszerzały się pod wpływem różnych przyłożonych napięć.

W każdym przypadku początkową pętlę rozszerzano do średnicy około $0,5 \text{ mm}$, następnie określano liniową gęstość nowych figur trawienia (ilość figur/cm), utworzonych wzdłuż śladu płaszczyzny poślizgu, w której rozszerzała się pętla. Kryształy o niskiej granicy płynięcia, tj. miękkie kryształy, zachowywały się nieco odmiennie niż kryształy z wysoką granicą płynięcia, tj. twarde kryształy; badano oba typy kryształów. Na rysunku 14 wykreślono liniową gęstość pętli dyslokacyjnych

w funkcji przyłożonych napięć stosowanych do rozszerzenia początkowej pętli. Nie jest wykluczone, że dla dużych gęstości dyslokacji, dla kryształu znajdującego się pod działaniem napięć, gęstości dyslokacji nie odpowiadają dokładnie rzeczywistym. Dyslokacje w tak gęstych pasmach wywierają bowiem na siebie wzajemnie siły, co może doprowadzić do zamknięcia i zniknięcia pętli po zdjęciu napięć.

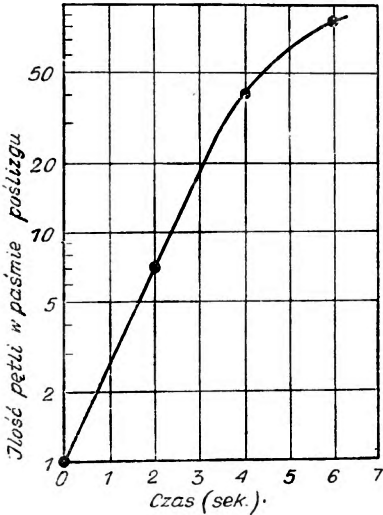
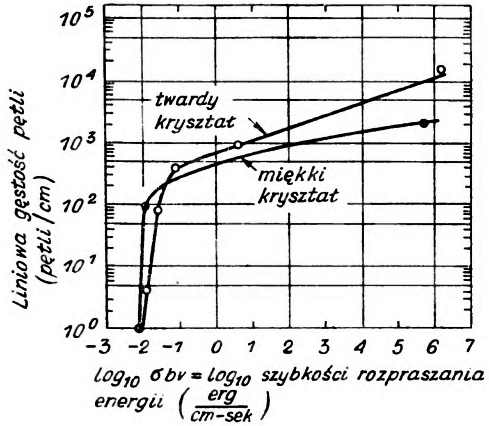


Rys. 14. Wpływ napięć na rozmnażanie dyslokacji. Liniowa gęstość pętli dyslokacji jest pokazana w funkcji napięć dla pasm poślizgu, tworzących się przez rozszerzające się pętli dyslokacji do rozmiarów średnicy 0.5 mm pod wpływem różnych napięć przyłożonych. Obserwowane dyslokacje odpowiadają śrubowym składowym pętli. Granica płynięcia twardego kryształu wynosi 1350 g/mm² i miękkiego kryształu 300 g/mm². Strzałki na osi odciętych pokazują minimalne napięcia, przy których rozpoczyna się ruch dyslokacji w każdym kryształe

Wielkość mnożenia dyslokacji silnie zależy od przyłożonych napięć. W przypadku twardego kryształu gęstość nowych dyslokacji zmienia się o czynnik 10³ przy zmianie napięć o 1,4. Wysokie napięcia wytwarzają bardzo duże gęstości dyslokacji (10⁴ nowych pętli/cm wytwarzanych jest przez napięcia rzędu 20 kg/mm²). Gdy pętla rozszerza się przy napięciach nieco większych niż minimalne napięcie wymagane dla ruchu dyslokacji, nowe pętli nie tworzą się nawet wtedy, gdy początkowa pętla zostaje rozszerzona do tak dużych rozmiarów jak 0,5 mm średnicy.

Rys. 14 pokazuje, iż mnożenie dyslokacji przy danym napięciu może być bardzo różne zależnie od twardości kryształu; wielkość mnożenia dyslokacji zależy nie tylko od napięć. Gdy wykreślimy gęstość pętli dyslokacyjnych w zależności od prędkości dyslokacji, a nie od napięć, to krzywe dla twardego i miękkiego kryształu są bardziej zgodne niż na rys. 14. Dane dla dwóch kryształów są lepiej zgodne, jak pokazuje rys. 15, gdy gęstość pętli wykreślimy w zależności od obv , tj. iloczynu siły na cm długości linii dyslokacji i prędkości dyslokacji (b oznacza wektor Burgersa i v — prędkość dyslokacji). Iloczyn ten jest miarą szybkości rozpraszania energii na cm długości linii dyslokacji.

Rys. 15. Wykres rozmnażania dyslokacji wewnątrz pojedynczej pętli w zależności od szybkości rozpraszania energii na dyslokację. Dane rys. 14 wykreślono w zależności od $\sigma b v$, gdzie σ – napięcie, b – wektor Burgersa i v – prędkość ruchu dyslokacji



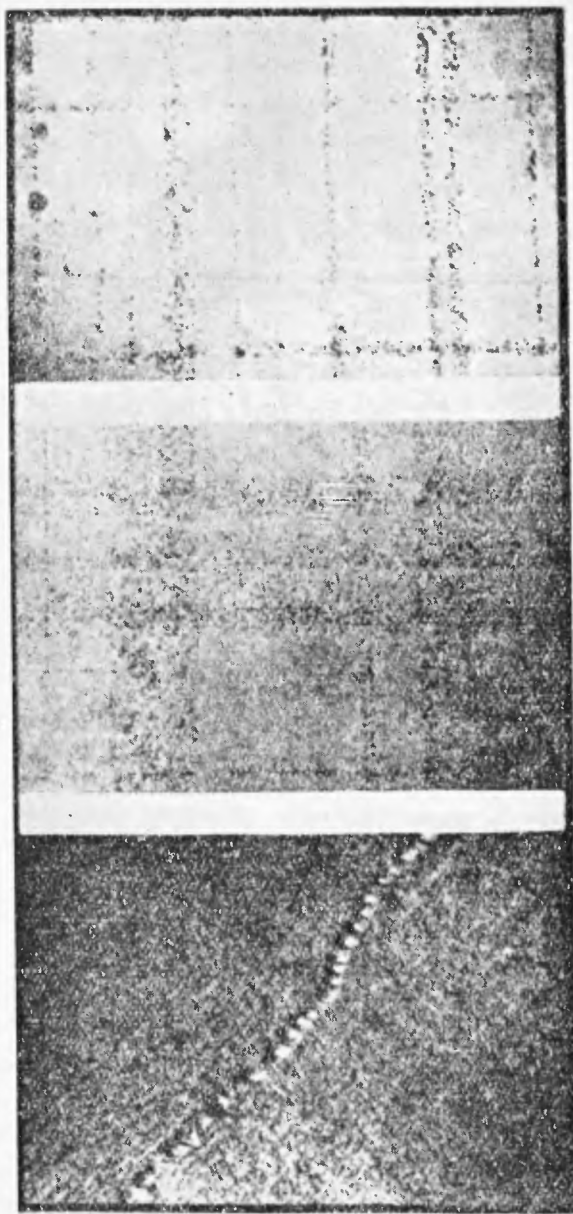
Rys. 16. Wzrost pasma poślizgu z pojedynczej pętli. Ilość nowych dyslokacji wewnątrz rozszerzającej się pętli pokazano w funkcji czasu. Prędkość ruchu końców pętli dyslokacyjnej wynosiła $V = 1,2 \times 10^{-2} \text{ cm/sec}$. Przyłożone napięcie wynosiło $\sigma = 1640 \text{ g/mm}^2$

Jeżeli pętla dyslokacji jest pod działaniem stałego napięcia dostatecznie dużego do wywołania mnożenia pętli, to gęstość pętli wzdłuż płaszczyzny poślizgu, w której leżą te pętle, rośnie z czasem.

Rys. 16 pokazuje dane dla typowego pasma poślizgu w tym samym „twardym” kryształ, co rys. 14 i 15. Dane te mówią, że ilość dyslokacji rośnie z upływem czasu od chwili rozpoczęcia procesu – wykładniczo.

B. Wzrost pasm poślizgu

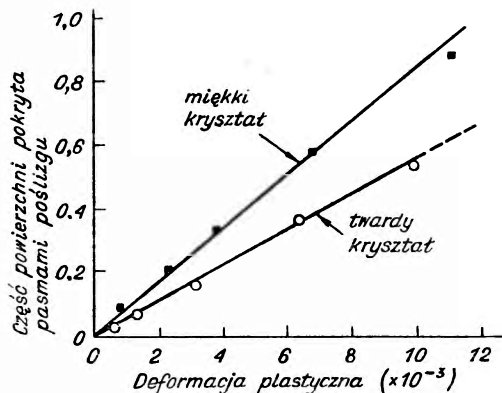
Gdy pojedyncza pętla dyslokacji przejdzie przez cały kryształ i proces mnożenia zajdzie w tym stopniu, że odległość między dyslokacjami w pasmie wynosi w przybliżeniu 2μ , to pasmo zaczyna się poszerzać.



Rys. 17. Poprzeczny wzrost pasm poślizgu w kryształach LiF. Kryształy fotografowano po poddaniu ich różnym deformacjom ściskania. Pokazano śrubowe pasma z gęstością dyslokacji równą $3 \times 10^7/\text{cm}^2$: a) 0,03% ściskania, b) 0,9% ściskania, c) 8,0% ściskania. Powiększenie $250 \times$

Jakościowo pokazuje to rys. 17. W czasie poprzecznego wzrostu pasma gęstość dyslokacji w pasmie pozostaje stała, równa w przybliżeniu $10^7/\text{cm}^2$. Gęstość dyslokacji w paśmie rozpoczyna rosnąć dopiero wtedy, gdy kryształ całkowicie jest pokryty pasmami.

1. Zależność od naprężeń (stopnia deformacji). Poprzeczny wzrost pasm poślizgu jest liniową funkcją makroskopowych naprężeń, co pokazuje rys. 18 dla tychże samych „twardych“ i „miękkich“ kryształów, dla których przeprowadzaliśmy dyskusję. Szybkość wzrostu jest wolniejsza dla twardych niż dla miękkich kryształów, w obu jednak przypadkach mamy zależność liniową.



Rys. 18. Poprzeczny wzrost pasm poślizgu z wzrostem deformacji. Granica płynięcia miękkiego kryształu $\sigma_y = 300 \text{ g/mm}^2$ i gęstość dyslokacji w rozszerzających się pasmach poślizgu wynosiła $n_b \approx 7 \times 10^6/\text{cm}^2$. Dla twardego kryształu $\sigma_y = 1350 \text{ g/mm}^2$, i $n_b = 3,4 \times 10^7/\text{cm}^2$

Zmiana szerokości pojedynczych pasm poślizgu z naprężeniami pokazana jest na przykładzie poślizgu w wygiętym kryształ. Na stronie wygiętego kryształu, prostopadlej do osi wygięcia, pasma poślizgu mają kształt klinów. Ponieważ w wygiętym kryształ z odległością od neutralnej płaszczyzny naprężenia zmieniają się liniowo, to znaczy to, że szerokość pasm poślizgu zmienia się z naprężeniami liniowo.

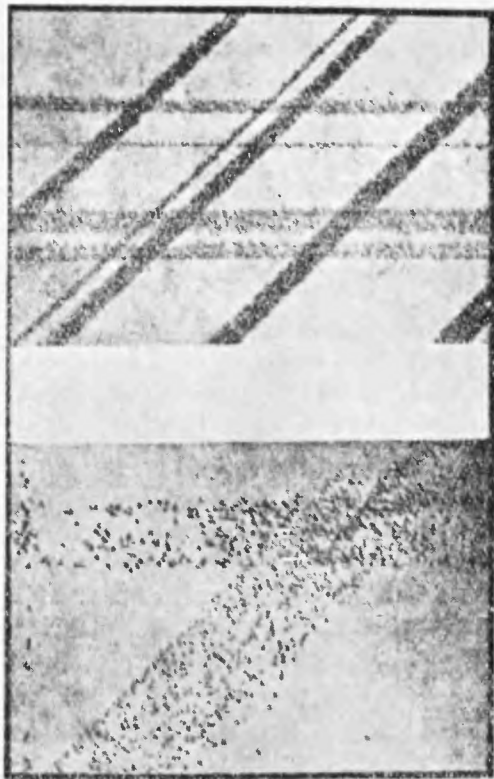
2. Wpływ temperatury i napięć. Pojawienie się pasm poślizgu w kryształach LiF zmienia się od jednego kryształu do drugiego zależnie od temperatury i napięć, przy których zachodzi deformacja kryształu. Wpływ temperatury przedstawiony jest na rys. 19. Można zauważyć dwa efekty: 1) gęstość dyslokacji w pasmie większa jest po deformacji przy -196°C niż przy 25°C ; 2) pasma figur trawienia są lepiej zdefiniowane po deformacji niskotemperaturowej.

Wpływ wzrostu twardości kryształu jest bardzo podobny do efektu zmniejszania temperatury deformacji.

Pasma poślizgu miękkiego kryształu (rys. 18) mają gęstość dyslokacji rzędu $7 \times 10^6/\text{cm}^2$ ($\sigma_y = 300 \text{ g/mm}^2$), pasma zaś poślizgu twardego krysz-

tału mają gęstość rzędu $3,4 \times 10^7/\text{cm}^2$ ($\sigma_y = 1350 \text{ g/mm}^2$). Gęstości te mogą być porównane z gęstościami na kryształach badanych przy dwóch różnych temperaturach.

Po deformacji przy 77°K pasma poślizgu mają gęstość rzędu $3,6 \times 10^7$ ($\sigma_y = 1100 \text{ g/mm}^2$) i po deformacji przy 298°K gęstości rzędu $8,5 \times 10^6/\text{cm}^2$ ($\sigma_y = 220 \text{ g/mm}^2$). Odpowiedniość między tymi dwoma zbiorami wartości

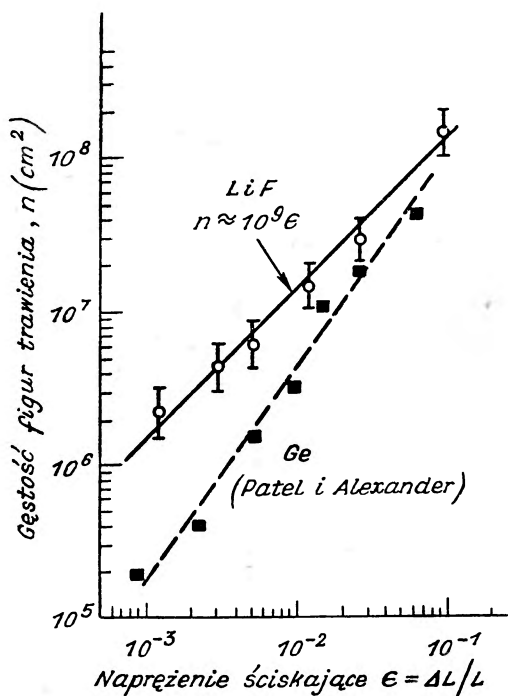


Rys. 19. Porównanie pasm poślizgu utworzonych w tym samym kryształe przy -196°C i 25°C . W obu przypadkach $0,36\%$ deformacji. a) Temperatura $= -196^\circ\text{C}$, $\sigma_y = 1100 \text{ g/mm}^2$, $n_s \approx 3,6 \times 10^7/\text{cm}^2$; b) Temperatura $= 25^\circ\text{C}$, $\sigma_y = 220 \text{ g/mm}^2$, $n_s \approx 8,5 \times 10^6/\text{cm}^2$. Powiększenie $300 \times$

sugeruje, że w badaniach niskotemperaturowych ważnym parametrem jest poziom napięć. Wnioskujemy, że kryształy deformowane przy wysokim poziomie napięć mają bardziej ostro zdefiniowane, bardziej gęste pasma poślizgu niż kryształy deformowane przy niskim poziomie napięć i że nasycenie gęstości dyslokacji w pasmie poślizgu we wczesnych stadiach deformacji zmienia się liniowo z poziomem napięć.

C. Zmiany gęstości dyslokacji z deformacją

Gęstości dyslokacji mierzono w kryształach deformowanych ściskaniem od 0,1 do 10%, szybkość deformacji wynosiła 5×10^{-5} /sek. Średnią gęstość dyslokacji oceniano przy pomocy liczenia figur trawienia na zdjęciach optycznych i elektronowo-mikroskopowych, zdejmowanych wzdłuż próbki. Figury trawienia dla małych naprężeń były skupione w pasmach poślizgu; mierzono jednak gęstości średnie, a nie lokalne.



Rys. 20. Średnia gęstość figur trawienia w zależności od deformacji plastycznej w LiF. Dla porównania przytoczono dane Patela i Alexandra dla Ge (patrz praca [25])

Gęstości dyslokacji przedstawiono na rys. 20, z którego widać, że gęstość dyslokacji jest w przybliżeniu proporcjonalna do deformacji, tak iż:

$$n \approx 10^9 \varepsilon \text{ dysl/cm}^2 \quad \text{dla} \quad 10^{-3} < \varepsilon < 10^{-1}. \quad (2)$$

Związek ten nie jest słuszny dla bardzo małych ani bardzo dużych naprężeń, jest jednak dobrym przybliżeniem dla podanego zakresu naprężeń. Niezależne pomiary Sproulla, Massa i Weinstocka [24] dały wartości $1,8 \times 10^7$ i $4,6 \times 10^7$ dysl/cm² po naprężeniu odpowiednio na 0,02 i 0,04; jest to dobrze zgodne z przedstawionymi danymi.

Bezpośrednie pomiary gęstości dyslokacji w funkcji plastycznej deformacji przeprowadzali również Patel i Alexander [25], którzy liczyli

figury trawienia na kryształach Ge, deformowanych ściskaniem w temperaturze 600°C. Dane ich przedstawiono dla porównania również na rys. 20. Podczas gdy gęstość dyslokacji w LiF jest proporcjonalna do naprężeń, to w Ge wydaje się, że wzrasta ona z naprężeniami bardziej ostro, prawie jak w potęgę $\frac{2}{3}$ naprężeń.

D. Dyskusja gęstości dyslokacji

Observacje pokazują, że ilość i rozkład dyslokacji w zdeformowanych kryształach są określone kilkoma czynnikami. Między nimi mamy: całkowite naprężenia, szybkość naprężania i twardość kryształu. Chociaż nie znamy dokładnie wpływu tych czynników, to jednak pewne wnioski można zrozumieć jakościowo. W szczególności szybkość mnożenia pojedynczych pętli dyslokacyjnych i nasycenie gęstości dyslokacji wewnątrz rosnącego pasma, zdają się być prostymi konsekwencjami sposobu mnożenia i oddziaływania dyslokacji.

Trawiona powierzchnia kryształu daje jednowymiarowy obraz płaszczyny poślizgu, który jakościowo podobny jest do dwuwymiarowego obrazu ze względu na silnie wydłużony kształt pętli dyslokacyjnej. Na tym jednowymiarowym modelu widać, że nowe dyslokacje pojawiają się na drodze dwóch końców rozszerzającej się pętli. Jeżeli δ równa się ilości nowych pętli dyslokacyjnych na cm drogi, to szybkość zmiany ilości pętli wynosi:

$$dN = 2\delta N dx, \quad (3)$$

gdzie dx jest liniową drogą przechodzoną przez każdą dyslokację; N — całkowitą ilością pętli; czynnik 2 wchodzi, ponieważ mamy dwa końce (lub poruszające się dyslokacje) dla każdej pętli. Ponieważ $dx = v dt$, gdzie v jest prędkością dyslokacji, to

$$dN = 2\delta v N dt$$

i

$$N = N_0 e^{2\delta v t}. \quad (4)$$

Zatem całkowita ilość pętli w rosnącym paśmie wzrasta wykładniczo z czasem. Jest to zgodne z rys. 16, gdzie $\delta = 40/\text{cm}$. W czasie wzrostu trójwymiarowego pasma poślizgu, oprócz mnożenia mamy dodatkowo wzajemnie oddziaływanie dyslokacji. Oddziaływanie to polega na tym, że dwie spotykające się dyslokacje przeciwnego znaku blokują jedna drugą lub anihilują się wzajemnie. Poprzednia dyskusja wykazuje, że szybkość mnożenia dyslokacji jest proporcjonalna do gęstości dyslokacji n ; wydaje się sensownym założenie, że szybkość procesu oddziaływania jest proporcjonalna do n^2 , ponieważ tak określone jest prawdopodobieństwo

spotykania się dyslokacji. W ten sposób całkowita szybkość zmiany gęstości dyslokacji wynosi

$$\frac{dn}{dt} = \alpha n - \beta n^2, \quad (5)$$

co daje

$$n = \frac{\alpha e^{\alpha t}}{\alpha + \beta(e^{\alpha t} - 1)}. \quad (6)$$

Stąd w wyniku oddziaływania n osiąga wartość nasycenia równą α/β dla dużych t . Po nasyceniu nie obserwujemy dalszego wzrostu gęstości. Doświadczalnie gęstość nasycenia zależy od twardości kryształu, jest ona jednak bliska 10^7 dysl/cm². Po uformowaniu pasm poślizgu i osiągnięciu gęstości dyslokacji rzędu 10^7 /cm² dalszy wzrost całkowitej gęstości dyslokacji zachodzi na drodze poprzecznego wzrostu pasm poślizgu; lokalna gęstość wewnątrz każdego pasma pozostaje stała. Ponieważ szerokość pasm zależy liniowo od makroskopowych naprężeń, to otrzymujemy liniowy związek między całkowitą gęstością dyslokacji i naprężeniami. Gdy pasma zachodzą na siebie, lokalna gęstość dyslokacji znowu zaczyna wzrastać, aż do pokrycia całej powierzchni kryształu.

V. Związek między własnościami pojedynczych dyslokacji i makroskopową deformacją plastyczną

Celem naszym jest powiązanie własności dyslokacji z deformacją plastyczną makroskopowych kryształów. Ujęcie, jakie dajemy, z konieczności, ze względu na niepełne zrozumienie pewnych aspektów procesów deformacji, jest bardzo uproszczone. Niemniej jednak uważamy, że wniesie ono coś nowego do plastycznej deformacji kryształów.

Szybkość naprężania kryształu w czasie deformacji plastycznej może być zapisana jako:

$$\dot{\epsilon} = b n v, \quad (7)$$

gdzie b – wektor Burgersa, n – ilość dyslokacji na jednostkę powierzchni i v – średnia prędkość dyslokacji.

Jeżeli mamy tylko czyste dyslokacje krawędziowe i śrubowe, to szybkość naprężania zależy od dwóch prędkości

$$\dot{\epsilon} = b(n_s v_s + n_e v_e); \quad (8)$$

wskaźniki odnoszą się do śrubowych (s) i krawędziowych (e) dyslokacji. Krawędziowe składowe pętli dyslokacyjnych poruszają się około 50 razy

szybciej niż składowe śrubowe, tak iż względne gęstości dyslokacji śrubowych i krawędziowych wynoszą:

$$\frac{n_s}{n_e} = \frac{v_e}{v_s} \approx 50. \quad (9)$$

Całkowita ilość dyslokacji wynosi:

$$n = (n_s + n_e) = n_s + \frac{n_s}{50} \approx n_s, \quad (10)$$

zatem równanie (8) można zapisać jako:

$$\dot{\epsilon} \approx 2bnv_s. \quad (11)$$

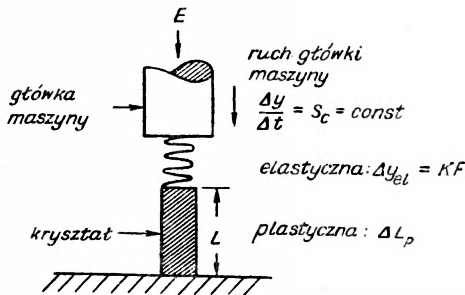
Doświadczalny związek między gęstością dyslokacji i naprężeniami $n \approx 10^9 \epsilon$, można zastosować w pierwszym przybliżeniu otrzymując:

$$\dot{\epsilon} \approx 2 \times 10^9 b v_s. \quad (12)$$

Dla danych naprężeń i szybkości deformacji można zatem wyliczyć szybkość dyslokacji i przy znanej szybkości dyslokacji napięcie płynięcia może być określone z rys. 5. Widzimy więc, że w zasadzie krzywa deformacji może być skonstruowana z mierzonych własności dyslokacji.

A. Doświadczalna krzywa deformacji

Monokryształ otrzymany z dużego kryształu na drodze łupania zdeformowano ściskaniem za pomocą maszyny, schematycznie przedstawionej na rys. 21. Główna takiej maszyny porusza się ściskając kryształ ze stałą



Rys. 21. Schemat maszyny dla deformacji kryształów ściskaniem. Sprężyna przedstawia elastyczną deformację maszyny i kryształu

prędkością S_c . Część ruchu główki użyta jest na elastyczną deformację podstawki i kryształu. Tę elastyczną deformację przedstawia na rysunku urojona sprężyna, dla której elastyczne przemieszczenie wynosi $\Delta y_{el} = KF$, gdzie F jest przyłożoną siłą i K — stałą sprężyny. Jeżeli ΔL_p jest pla-

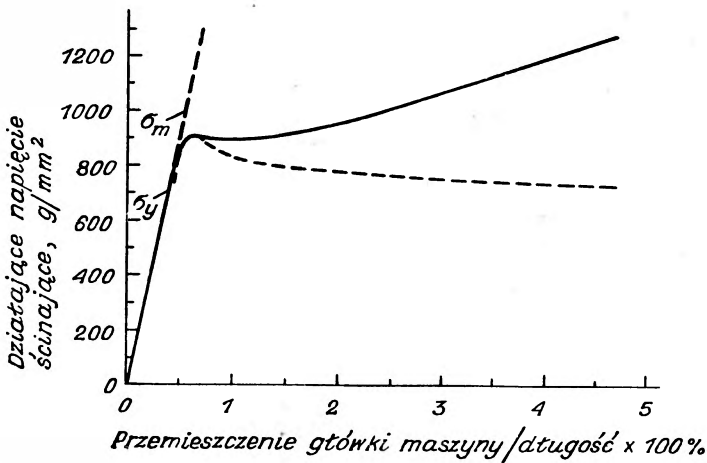
styczną deformacją kryształu, to przemieszczenie główki można zapisać jako:

$$\Delta y = S_c t = \Delta y_{el} + \Delta L_p \quad (13)$$

i plastycznie naprężenia kryształu:

$$\varepsilon = \frac{\Delta L_p}{L_0} = \frac{S_c t - KF}{L_0} \quad (14)$$

W czasie badań maszyna rejestruje przyłożoną siłę F w funkcji czasu t , co jest w istocie zapisem przyłożonych napięć w funkcji przemieszczenia główki. Na rys. 22 pokazana jest doświadczalna krzywa dla kryształu o rozmiarach $5,3 \times 6,6 \times 35,4$ mm, deformowanego w temperaturze poko-



Rys. 22. Krzywa deformacji przy ściskaniu (linia ciągła). Przerywana linia przedstawia wyliczoną w oparciu o pomiary prędkości i gęstości dyslokacji krzywą deformacji

jowej z szybkością przemieszczenia główki 0,127 mm/min. Próbka była odlupana z tego samego kryształu, który użyto do pomiaru prędkości dyslokacji (rys. 5). Krzywa ma początkową część liniową, która określa K i odchyła się od prostej przy napięciu płynięcia σ_y . Na krzywej występuje granica płynięcia z maksymalnym napięciem σ_m , za którym następuje nieznaczny spadek obciążenia, po czym mamy stopniowy wzrost napięć, aż do rozerwania kryształu. Granica płynięcia wynosi 650 g/mm², co jest nieco większe niż minimalne napięcie, przy którym dyslokacje w kryształach mogą się poruszać.

Biorąc czasową pochodną równania (14) można wyrazić szybkość plastycznego naprężania:

$$\dot{\varepsilon} = \frac{S_c - K dF/dt}{L_0} \quad (15)$$

Może ona być wyliczona tylko wtedy, gdy S_c i dF/dt są znane. Dla powyżej przedstawionych badań $dF/dt = 0$ przy σ_m , i $\dot{\epsilon}_m = S_c/L_0 = 6,0 \times 10^{-5}$ sek $^{-1}$. Plastyczne naprężenia w tym punkcie wynoszą $1,2 \times 10^{-3}$; z równania (12) można wyliczyć szybkość dyslokacji, daje to $V_s = 1,1 \times 10^{-3}$ cm/sek. Z krzywych prędkości dyslokacji w zależności od napięć (rys. 5) prędkość ta odpowiada napięciom $\sigma_{wylicz.} = 930$ g/mm 2 . To wyliczone napięcie płynięcia jest bardzo bliskie obserwowanego $\sigma_m = 920$ g/mm 2 .

B. Wyliczenie krzywych deformacyjnych

Całą krzywą deformacji można zbudować z doświadczalnych danych o prędkościach i gęstościach dyslokacji. Przyjmujemy, że obserwowana zależność między plastycznymi naprężeniami i gęstością dyslokacji ($n \approx 10^9 \epsilon$) jest słuszna aż do bardzo małych naprężeń, tak iż szybkość plastycznego naprężania jest zawsze dana równaniem (12). Zakładamy iż przy danych napięciach wszystkie świeże dyslokacje poruszają się z prędkością daną przez doświadczalne krzywe rys. 5 i w końcu zaniedbujemy utwardzanie deformacyjne.

Podstawiając równanie (14) i (15) do równania (12) i zmieniając zmienne, otrzymujemy równanie różniczkowe wiążące działające napięcia ścinające σ i przemieszczenie główki y :

$$d\sigma/dy = B - CV_s(\sigma)[y - \sigma/B], \quad (16)$$

gdzie $\sigma = F/2A$, A — przekrój kryształu, $B = (2KA)^{-1}$, $C = 2 \times 10^9 bB/S_c$, $S_s =$ prędkość główki i $V_s(\sigma)$ jest prędkością dyslokacji śrubowych. Równanie to nie może być rozwiązane explicite względem $\sigma(\epsilon)$, ponieważ $V_s(\sigma)$ nie jest funkcją analityczną; wyraża ono obserwowany związek między prędkością dyslokacji i napięciami.

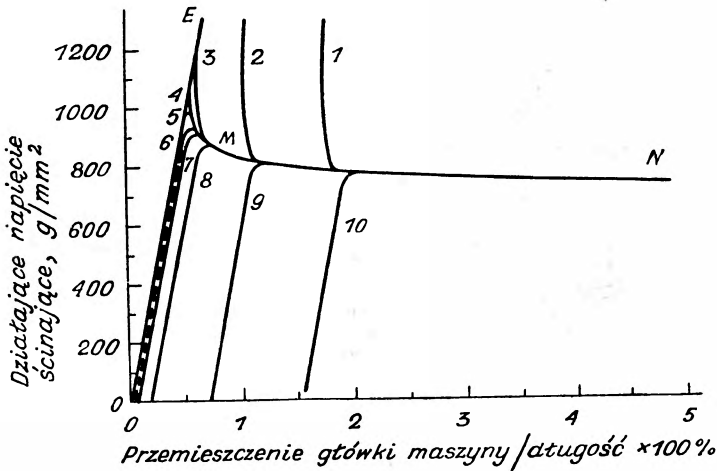
Krzywe dowolnie wybrane z rodziny krzywych deformacyjnych zdefiniowanych równaniem (16) są pokazane na rys. 23. Krzywe te skonstruowano wyliczając nachylenie $d\sigma/dy$ w szeregu punktów (σ, y) i konstruując diagram złożony z liniowych odcinków. Krzywe nie przechodzą przez początek układu współrzędnych, jednak krzywe 1 do 5 leżą tak blisko początku, że nie mogą być odróżnione od prostej OE . Przy założeniu, że $n \sim \epsilon$, gdy krzywa zaczyna się w początku układu z $\epsilon = 0$, kryształ nie posiada dyslokacji poślizgu i krzywą można ekstrapolować za pomocą prostej OE , aż do napięć wymaganych do zaradzenia czy odblokowywania dyslokacji. Gdy początkowa ilość nie zablokowanych dyslokacji nie jest równa zero, krzywa rozpoczyna się przy $\epsilon \neq 0$ i nie przechodzi przez początek układu. Przemieszczenie względem początku układu jest miarą początkowej gęstości dyslokacji poślizgu n_0 ; dla krzywych

rysunku 23 wielkości początkowych gęstości dyslokacji są przedstawione w tabelicy 1.

Tablica 1
Początkowe gęstości dyslokacji poślizgu

Krzywe	1—5	6	7	8	9	10
n_0 , dysl./cm ²	10^4	$1 \cdot 10^5$	$3 \cdot 10^5$	$1,5 \cdot 10^6$	$6 \cdot 10^6$	$1,3 \cdot 10^7$

Wyżej pokazano, iż przy σ_m wyliczone napięcie płynięcia zgodne jest z obserwowanym. Wyliczona krzywa, która ma maksimum w tym punkcie, to krzywa 7 na rys. 23; krzywa ta przedstawiona jest przerywaną linią na rys. 22. Doświadczalne i wyliczone krzywe różnią się przy małych i dużych naprężeniach.



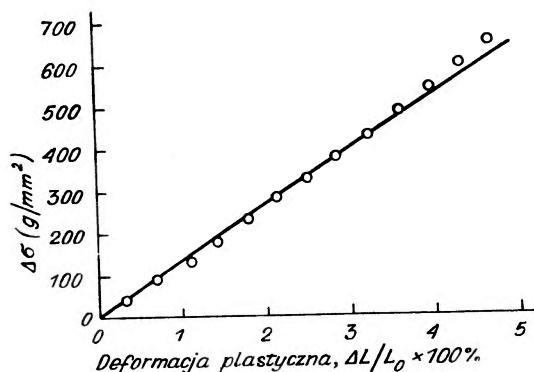
Rys. 23. Rodzina krzywych deformacji wyliczonych z danych o prędkościach i gęstościach dyslokacji

Chociaż wiemy, że gęstość dyslokacji w zależności od naprężeń, przy małych naprężeniach zmienia się szybciej niż liniowo, to jednak tego efektu nie włączyliśmy do wyliczeń. Zamiast tego założyliśmy nierealnie wysoką początkową gęstość dyslokacji, aby uwzględnić deformację na wczesnych stadiach.

Z tych powodów dla bardzo małych deformacji wyliczone krzywe różnią się od krzywych doświadczalnych; błąd można zmniejszyć uwzględniając w wyliczeniach duże szybkości mnożenia dyslokacji.

Przy dużych naprężeniach oczekujemy rozbieżności wskutek tego, że w wyliczeniach zaniedbaliśmy utwardzanie deformacyjne. Jeżeli całkowitą rozbieżność przypisać temu utwardzaniu, to różnica napięć między dwoma krzywymi przy danej deformacji plastycznej jest miarą utwardzania

deformacyjnego. Jak pokazuje rys. 24, ta różnica napięć rośnie liniowo z deformacją. Krzywa deformacji, którą skonstruowaliśmy z obserwowanych własności dyslokacji, może być sprowadzona do zgodności z doświadczalną krzywą deformacji poprzez założenie, że utwardzenie powoduje wzrost napięcia o wielkość, która liniowo zależy od deformacji.



Rys. 24. Wykres zależności przyrostu napięcia wywołanego utwardzeniem deformacyjnym w funkcji deformacji plastycznej. Przyrost napięcia otrzymano jako różnicę krzywych ciągłej i przerywanej z rys. 22

Ciekawe jest (rys. 23 i tabl. 1), iż początkowo w kryształach może być aktywna duża ilość dyslokacji, nie zmieniająca maksimum punktu płynięcia. Wynika to naturalnie ze względnie niskich prędkości rozmnażania się dyslokacji w LiF. Uważamy, że punkty płynięcia obserwowane w innych kryształach (np. Si i Al_2O_3 i możliwe stali) również powstają w podobny sposób.

VI. Dyskusja

Orowan [26], Polanyi [27] i Taylor [28] sugerując, że dyslokacje mogą przyczyniać się do obserwowanej niskiej granicy płynięcia kryształów, postawili pytanie, co ściśle określa początkowe niskie granice płynięcia kryształu deformującego się dyslokacyjnie.

W swoich rozważaniach o utwardzaniu deformacyjnym Taylor zakładał, że dyslokacje w skądinąd doskonałym kryształach mogą poruszać się przy zanedbywalnie niskich napięciach; założenie to wydaje się racjonalne w świetle ostatnich wyliczeń napięć wymaganych do ruchu dyslokacji [29]. Założenie Taylora było ogólnie przyjęte i granica płynięcia była przypisywana różnym typom defektów kryształu, które zaburzały powstawanie czy ruch ślizgających się dyslokacji. Dla monokryształu te defekty można podzielić na dwie klasy: a) dyslokacje istnie-

jące w nie zdeformowanym kryształcie i b) defekty zlokalizowane punktowe, takie jak domieszki i luki.

Uważamy, że granica płynięcia kryształtu zależy od istniejących w kryształcie dyslokacji, wywołana ona jest ograniczoną długością tych dyslokacji mogącą działać jako źródła nowych dyslokacji, lub tym, że istniejące dyslokacje stanowią przeszkody dla ruchu ślizgających się dyslokacji. Nieregularności sieci, takie jak atomy domieszek, osady, nagromadzenia luk i warstwy międzywęzłowych atomów mogą być źródłem oporności dla ruchu dyslokacji i z tego względu podnoszą one początkową granicę płynięcia.

Obecne doświadczenia pokazują, że w LiF dyslokacje obecne w nie zdeformowanym kryształcie nie określają początkowej granicy płynięcia. Wydaje się, że powstawanie i wzrost pasm poślizgu jest niezależny od istniejących dyslokacji, i że stan zablokowania i rozkład geometryczny tych dyslokacji nie wpływa na granicę płynięcia. Początkowa granica płynięcia określona jest przez oporność dla ruchu ślizgających się dyslokacji w obszarze kryształtu wolnym od innych dyslokacji⁷. Nawet po małej deformacji plastycznej (1,0 do 0,1% deformacji) granicę płynięcia LiF można wyjaśnić pojęciami ilości ślizgających się dyslokacji i ich ruchliwości w kryształcie wolnym od innych dyslokacji.

Przy dużych naprężeniach mamy znaczne utwardzanie deformacyjne kryształtu, co wskazuje na to, że ruch ślizgających się dyslokacji jest zaburzany przez wiele innych dyslokacji w kryształach. Utwardzanie deformacyjne jest małe przy 1% plastycznych naprężeń, w którym to punkcie krzywej deformacji mamy 10^7 dysl/cm²; uważamy stąd, że jeśli byłoby tyle dyslokacji w nie zdeformowanym kryształcie, to początkowa granica płynięcia byłaby podniesiona. Nie zdeformowane kryształy użyte w opisanych doświadczeniach miały mniej niż 10^5 dysl. na cm² i to nie zaburzało granicy płynięcia.

Pokazano, że oporność dla ruchu dyslokacji i stąd początkowa granica płynięcia są zaburzane przez stan dyspersji domieszek i przez defekty wprowadzone napromieniowaniem. Najniższa granica płynięcia mierzona w temperaturze pokojowej wynosi w przybliżeniu 150 g/mm²; stanowi to górną granicę wymaganą dla ruchu dyslokacji w doskonałym kryształcie LiF. Wyższe granice płynięcia w zakresie 600-1200 g/mm² obserwowano dla optycznie przezroczystych kryształów LiF, które zawierały tylko małą część — 10^{-5} znanych domieszek. Wydaje się, że większa część granicy płynięcia w takich kryształach wynika z domieszek, które wywołują wzrost oporności dla ruchu dyslokacji. Charakterystyki płynięcia LiF,

⁷ Do chwili wykonania pracy Gilmana przyjmowano, że dyslokacje w kryształcie hamowane są tylko przez przeszkody utworzone z zaczepionych dyslokacji czy inne mikrodefekty; oporność sieci odgrywa mniejszą rolę. Teoretycznie praca Gilmana uzasadniona jest oddziaływaniem dyslokacji z polem fononowym kryształtu. *J. Acoust. Soc. Amer.* 32, 758 (1960). *Przyp. itum.*

dla małych naprężeń poza granicą płynięcia zależą całkiem prosto od ilości dyslokacji i od mierzonej ruchliwości pojedynczych dyslokacji. Wzrost ilości dyslokacji z deformacją kryształu zdaje się wynikać w racjonalny sposób z obserwowanego mnożenia ślizgających się dyslokacji i z dążenia dyslokacji do wzajemnego oddziaływania ze zmniejszeniem ich odległości. Chociaż dokładny mechanizm mnożenia i oddziaływania dyslokacji przy utwardzaniu deformacyjnym nie jest wyjaśniony, to jednak obserwujemy zgodnie: a) wzrost napięć wywołany utwardzaniem deformacyjnym rośnie liniowo z naprężeniami; b) gęstość dyslokacji rośnie liniowo z naprężeniami, c) nasycona gęstość dyslokacji w pojedynczych pasmach poślizgu we wczesnych stadiach deformacji zdaje się być proporcjonalną do początkowej granicy płynięcia.

Obserwowane zachowanie się dyslokacji w LiF różni się pod pewnymi względami od powszechnie przyjętego mniemania o zachowaniu się dyslokacji. W szczególności dyslokacje w LiF mogą powstawać przy niskich napięciach⁸. Wydaje się, że mnożenie dyslokacji nie zawiera źródeł Franka-Reada, i że wytrzymałość LiF określona jest tylko napięciami wymaganymi od ruchu świeżych dyslokacji. Powstaje zagadnienie, czy zachowanie to jest typowe tylko dla LiF, czy jest ono również charakterystyczne dla innych niemetali, czy nawet dla szerokiej klasy tak metali, jak i niemetali.

Zachowanie się dyslokacji LiF jest zgodne z doświadczalnymi obserwacjami plastycznej deformacji w innych materiałach. Z braku przeczących dowodów, sensownym jest założenie, że obserwowane charakterystyki są właściwe dla wielu kryształów, które nie są znacznie czystsze czy doskonalsze niż badane kryształy LiF. Plastyczna deformacja zarówno zanieczyszczonych niemetali, jak i metali może być rozpatrywana w pojęciach znanego zachowania się LiF, przynajmniej do tego czasu, dokąd nie stwierdzi się, że te inne kryształy zachowują się odmiennie. Sugerujemy zatem, że wiele innych kryształów może zachowywać się podobnie jak LiF; pozostaje do wykazania, że jest to słuszne dla poszczególnych materiałów. Wstępne badania pokazują, że MgO i CaF₂ deformują się w podobny sposób.

VII. Wnioski

1. Metodą figur trawienia pomierzono prędkości dyslokacji w LiF w zakresie prędkości od 10^{-7} do 10^{-5} cm/sek. Prędkość dyslokacji jest bardzo czuła na przyłożone napięcia. Występuje minimalne napięcie dla ruchu dyslokacji, poniżej którego nie ma zauważalnego ruchu dyslokacji w kryształach.

⁸ Patrz praca autorów. *J. appl. Phys.* 30, 1584 (1959). *Przyp. tłum.*

2. Przy danych napięciach składowe krawędziowe pętli dyslokacyjnych poruszają się szybciej niż składowe śrubowe. W szerokim zakresie prędkości składowe krawędziowe poruszają się 50 razy szybciej niż śrubowe. Prędkości obu składowych są prawie równe przy bardzo dużych prędkościach.

3. Przy dużych napięciach prędkości dyslokacji w LiF zdają się być ograniczone prędkością dźwięku w kryształach zgodnie z przewidywaniami teoretycznymi.

4. Napięciowa i temperaturowa zależność prędkości dyslokacji od 25°C do -50°C może być w przybliżeniu wyrażona formułą $v \cong \sigma^m e^{-E/kT}$, gdzie σ jest przyłożonym napięciem, m leży w zakresie 15 do 25 dla kryształów różnej twardości i $E \approx 0,7$ eV niezależnie od napięcia.

5. Granica płynięcia LiF określona jest przez napięcia wymagane dla ruchu dyslokacji w obszarze kryształu skądinąd wolnym od dyslokacji. Granica płynięcia nie jest zaburzana przez stan zablokowania czy układ geometryczny dyslokacji w wyhodowanym nie zdeformowanym kryształach; te dyslokacje nie biorą udziału w deformacji.

6. W pracy opisana jest gęstość i rozkład dyslokacji w czasie plastycznej deformacji. Ślizgające się dyslokacje mnożą się za pomocą bliżej nie określonego mechanizmu⁹ przy poruszaniu się przez kryształ i szybkość mnożenia jest funkcją przyłożonych napięć i prędkości dyslokacji. W wyniku mnożenia tworzą się wąskie pasma poślizgu, które poszerzają się w miarę deformacji, gdy gęstość dyslokacji wewnątrz pasma osiągnie stałą wartość nasycenia. Wartość nasycenia gęstości dyslokacji w pasmie poślizgu we wczesnych stadiach deformacji jest proporcjonalna do granicy płynięcia. Gęstość dyslokacji nie przewyższa początkowej wartości nasycenia aż do chwili pokrycia całego kryształu pasmami poślizgu.

7. Liczenie figur trawienia pokazuje, że średnia gęstość dyslokacji w kryształach n rośnie liniowo z deformacją pływającą ϵ . Dla poszczególnych kryształów gęstość dyslokacji wynosi $n \approx 10^9 \epsilon$ dysl/cm², dla deformacji plastycznych od 0,1 do 10%.

8. Pomierzono krzywą napięcia — deformacja dla ściskania i porównano z krzywą deformacji wyliczoną z obserwowanej zależności prędkości dyslokacji od napięć i gęstości dyslokacji od naprężeń. Wyliczone i obserwowane krzywe różnią się o wielkość, która zależy liniowo od naprężeń i którą przypisujemy utwardzaniu deformacyjnemu.

9. Sugerujemy, że własności dyslokacji i plastyczne płynięcie w LiF mogą być charakterystyczne również dla innych zanieczyszczonych i niedoskonałych kryształów tak niemetali, jak i metali.

⁹ Próbę określenia mechanizmu mnożenia dyslokacji Gilman przeprowadził w pracy zamieszczonej w *J. Appl. Phys.* 31, 632 (1960). *Przyp. tłum.*

Podziękowanie

Dziękujemy Pani A. M. Turkalo za rozwinięcie techniki przygotowania replik dla mikroskopii elektronowej figur trawienia LiF i za zdjęcia mikrografów elektronowych, z których oceniano gęstość figur trawienia przy dużych gęstościach dyslokacji.

Tłumaczył Janusz Kryław

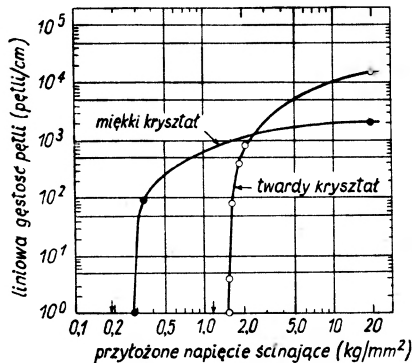
Literatura

- [1] W. G. Pfann, *Solid State Physics*, Academic Press, Inc., New York, 1957, vol. IV, p. 424.
- [2] J. J. Gilman and W. G. Johnston, *Dislocations and Mechanical Properties of Crystals*, John Wiley and Sons, Inc., New York, 1957, p. 116.
- [3] J. M. Hedges and J. W. Mitchell, *Phil. Mag.* **44**, 223 (1953).
- [4] J. W. Mitchell, *Dislocations and Mechanical Properties of Crystals*, John Wiley and Sons, Inc., New York, 1957, p. 69.
- [5] Amelinckx, Van der Vorst, Gevers and Dekeyser, *Phil. Mag.* **46**, 450 (1955).
- [6] S. Amelinckx, *Phil. Mag.* **1**, 269 (1956).
- [7] S. Amelinckx, *Dislocations and Mechanical Properties of Crystals*, John Wiley and Sons, Inc., New York, 1957, p. 3.
- [8] W. C. Dash, *J. appl. Phys.* **27**, 1153 (1956).
- [9] W. C. Dash, *Dislocations and Mechanical Properties of Crystals*, John Wiley and Sons, Inc., New York, 1957, p. 57.
- [10] Hirsch, Horne and Whelan, *Phil. Mag.* **1**, 677 (1956).
- [11] Hirsch, Horne and Whelan, *Dislocations and Mechanical Properties of Crystals*, John Wiley and Sons, Inc., New York, 1957, p. 92.
- [12] A. R. Lang, *J. appl. Phys.* **29**, 597 (1958).
- [13] U. Bonse and E. Kappler, *Z. Naturforsch.* **13a**, 348 (1958).
- [14] Borrmann, Hartwig and Irmler, *Z. Naturforsch.* **13a**, 423 (1958).
- [15] J. B. Newkirk, *J. appl. Phys.* **29**, 995 (1958).
- [16] J. B. Newkirk, *Phys. Rev.* **110**, 1465 (1958).
- [17] J. J. Gilman, *Trans. Am. Inst. Mech. Engrs.* **209**, 449 (1957).
- [18] J. D. Eshelby, *Proc. Phys. Soc. [London]* **A62**, 307 (1949).
- [19] J. J. Gilman and W. G. Johnston, *J. appl. Phys.* **29**, 877 (1958).
- [20] W. T. Read, *Acta metallurgica* **5**, 83 (1957).
- [21] Y. Haven, *Recueil Trav. chim. Pays-Bas* **69**, 1471 (1950).
- [22] N. K. Chen and R. B. Pond, *Trans. Am. Inst. Mech. Engrs.* **194**, 1085 (1952).
- [23] J. R. Low and R. W. Guard, *Acta metallurgica* **7**, 171 (1959).
- [24] Sproull, Moss and Weinstock, *Bull. Am. Phys. Soc. Ser. 11*, **3**, 127 (1958).
- [25] J. R. Patel and B. H. Alexander, *Acta metallurgica* **4**, 385 (1956).
- [26] E. Orowan, *Z. Physik* **89**, 634 (1934).
- [27] M. Polanyi, *Z. Physik* **89**, 660 (1934).
- [28] G. I. Taylor, *Proc. Roy. Soc. [London]* **A 145**, 362 (1934).
- [29] A. H. Cottrell, *Dislocations and Plastic Flow in Crystals*, Oxford University Press, 1953, p. 32.

E R R A T A

„Prędkość dyslokacji, gęstość dyslokacji i deformacja plastyczna kryształów fluorku litu” — W. G. Johnston i J. J. Gilman (Postępy Fizyki, 11 419 (1960)).

Str. rys.	jest	powinno być
424 4	<i>Plaszczyzna ślizgania {110}</i> <i>Kierunek ślizgania <110></i>	<i>Plaszczyzna poślizgu {110}</i> <i>Kierunek poślizgu <110></i>
427 8	$1/T \times 10^{-3}$	$1/T \times 10^3$
436 14	Zamiast zamieszczonego rysunku powinien być rysunek następujący:	



- | | |
|----------------------------|--|
| 445 22 | Strzałka przy δ_m powinna wskazywać na maksimum krzywych. |
| 452 wiersz
1 od
dołu | 1953, p. 32. 1953, p. 62. |

Nagroda Lenina

Komitet Nagród Lenina przy Radzie Ministrów ZSRR nadał Nagrodę Lenina za rok 1960 zespołowi fizyków (A. I. Lejpuńskiemu, O. L. Kazaczkowskiemu, I. I. Bondarence i L. N. Usaczewowi za badania problemów fizyki reaktorów na szybkie neutrony.

Debye członkiem Heidelberskiej Akademii Nauk

Heidelberska Akademia Nauk wybrała na swego członka rzeczywistego prof. P. Debye'a, znakomitego fizyka, twórcę teorii ciepła właściwego ciał stałych, współinicjatora metody rentgenowskiej analizy dyfrakcyjnej. Debye z pochodzenia jest Holendrem, długie lata pracował w Zurychu i w Lipsku, obecnie jest profesorem Cornell University w Ithaca N. Y.

Born honorowym inżynierem

Politechnika w Stuttgarcie nadała Maxowi Bornowi doktorat nauk technicznych *honoris causa*.

Nowi członkowie amerykańskiej Akademii Nauk

W maju 1960 r. amerykańska Narodowa Akademia Nauk dokonała wyboru nowych członków. Spośród fizyków zostali powołani:

H. L. Anderson, dyrektor Instytutu Badań Jądrowych Enrico Fermiego,
N. Bloembergen, profesor fizyki stosowanej w Uniwersytecie Harvard,
O. Chamberlain, profesor Uniwersytetu Kalifornijskiego,
M. Gell-Mann, profesor fizyki teoretycznej w Kalifornijskim Instytucie Technologicznym,
K. F. Herzfeld, profesor Katolickiego Uniwersytetu Amerykańskiego w Waszyngtonie.

Odznaczenia fizyków brytyjskich

Z okazji urodzin Królowej tytuł rycerski otrzymali dr Basil F. J. Schonland, dyrektor Grupy Badawczej Zarządu Energii Atomowej Zjednoczonego Królestwa i dr Gordon B. B. M. Sutherland, dyrektor National Physical Laboratory.

Medal Wawilowa

Prezydium Akademii Nauk ZSRR przyznało Złoty Medal S. I. Wawilowa za rok 1959 akademikowi I. W. Obrej-mowowi za całokształt działalności naukowej.

Złoty Medal Włoskiego Towarzystwa Fizycznego

Walne Zgromadzenie Włoskiego Towarzystwa Fizycznego uchwaliło wniosek o ustanowieniu Złotego Medalu Włoskiego

Towarzystwa Fizycznego, który ma być przyznawany nie częściej niż raz do roku za wybitne osiągnięcia w fizyce.

Międzynarodowa Agencja Energii Atomowej

Do Rady Gubernatorów Międzynarodowej Agencji Energii Atomowej na kadencję 1960—61 zostały wyznaczone następujące państwa: Australia, Belgia, Brazylia, Finlandia, Francja, Indie, Japonia, Kanada, Polska, Stany Zjednoczone, Unia Południowo afrykańska, Wielka Brytania i Związek Socjalistycznych Republik Radzieckich.

Rada Gubernatorów składa się z 23 członków: 13 wyznaczanych przez samą Radę i 10 wybieranych przez konferencję ogólną Agencji. Wyznaczanie członków opiera się na przesłankach statutowych, biorących pod uwagę stan zaawansowania rozwoju technicznego danego kraju i jego położenie geograficzne. Spośród 13 wyznaczonych członków 10 było już członkami Rady w czasie poprzedniej kadencji. Trzy nowe państwa, których reprezentanci zostali powołani do Rady, to: Belgia, Finlandia i Polska. Trzema ustępującymi państwami są: Czechosłowacja, Norwegia i Portugalia.

Rada Gubernatorów zatwierdziła preliminarz wydatków przeznaczonych na pomoc 11 państwom w rozwijaniu pokojowych zastosowań energii jądrowej. Pomoc zostanie udzielona Afganistanowi, Argentynie, Brazylii, Grecji, Islandii, Filipinom, Sudanowi, Turcji, Wenezueli i Zjednoczonej Republice Arabskiej.

Afganistan otrzyma wyposażenie wartości 23 000 dolarów dla laboratorium fizycznego Uniwersytetu w Kabulu. Agencja wydeleguje tam jednego fizyka jądrowego, który udzieli pomocy przy montażu aparatur i ułożeniu programu badań.

Argentyna otrzyma wyposażenie wartości również 23 000 dolarów, między innymi źródło promieniowania o natężeniu 100 curie, przeznaczone dla pracowni radiomikrobiologicznej.

Brazylia otrzyma pomoc eksperta metalurgii jądrowej przy urządzaniu laboratorium metalurgicznego Instytutu Energii Atomowej w Sao Paulo, oraz wyposażenie wartości 30 700 dolarów.

Grecja otrzyma akcelerator Van de Graaffa wraz z niezbędnym wyposażeniem, łącznej wartości 32 000 dolarów.

Islandii zapewni się usługi eksperta w dziedzinie zastosowań izotopów do badań hydrologicznych. Agencja dostarczy również potrzebną aparaturę wartości 33 700 dolarów.

Izraelowi Agencja zapewniła wykładówce radiobiologii i potrzebne wyposażenie do urządzenia kursu zastosowań izotopów promieniotwórczych w biologii i medycynie. Wartość pomocy 16 000 dolarów.

Filipiny otrzymają pomoc radiochemika, który zorganizuje kursy zastosowań izotopów promieniotwórczych. Na usługi specjalisty oraz potrzebne wyposażenie Agencja przeznaczyła 16 000 dolarów.

Turecja otrzyma pomoc eksperta w dziedzinie medycznych zastosowań energii jądrowej, który przeszkoli personel wydziałów lekarskich uniwersytetów w Ankarze i w Stambule w zakresie zastosowań izotopów promieniotwórczych w diagnostyce i terapii. Inny ekspert przeprowadzi kursy ochrony radiologicznej i udzieli konsultacji tureckiej Komisji Energii Atomowej. Pod Stambułem rozpoczęto budowę reaktora badawczego. Agencja zobowiązała się dostarczyć części potrzebnego wyposażenia do zestawu podkrytycznego. Całkowita wartość pomocy dla Turcji wyniesie 66 100 dolarów.

Sudan zwrócił się o pomoc w pomiarach promieniotwórczości atmosfery, wód itp. Agencja dostarczy odpowiedniego wyposażenia oraz zapewni usługi eksperta. Koszt całkowity wyniesie 14 400 dolarów.

Wenezuela otrzyma pomoc eksperta w dziedzinie produkcji i zastosowań izotopów promieniotwórczych oraz potrzebne wyposażenie wartości 47 400 dolarów.

Zjednoczona Republika Arabska otrzyma pomoc wartości 17 700 dolarów przy oszacowaniu złóż promieniotwórczych i opracowaniu programu wydobycia.

Antyhiperon $\bar{\Sigma}^-$

Grupa fizyków laboratorium wysokich energii Zjednoczonego Instytutu Badań Jądrowych w składzie W. I. Weksler (ZSRR), N. M. Wirjasow (ZSRR), E. N. Kładnicki (ZSRR), A. A. Kuzniecowa (ZSRR), A. W. Nikitin (ZSRR), M. I. Sołowiew (ZSRR), Wan Ganzan (Chiny), Wan Czu-czen (Chiny), Din Da-czao (Chiny), Nguen Din Ty (Wietnam), A. Michuł (Rumunia), Kim Chi In (Korea) i J. Vran (CSR) prowadzi prace z wiązkami mezonów π przy pomocy 24-litrowej propanowej komory pęcherzykowej. Komora znajduje się w stałym polu magnetycznym o natężeniu 13 700 Oe.

Przy przeglądaniu 40 000 fotografii otrzymanych w wiązce mezonów π , których pęd wynosi $8,3 \pm 0,6$ BeV/c, stwierdzono jeden przypadek powstania i rozpadu antyhiperonu $\bar{\Sigma}^-$. Pierwotny mezon π^- oddziałuje z jądrem węgla, dając 4 naładowane cząstki wielkiej energii, dwa mezony K^0 , jedną cząstkę niskiej energii i jądro odrzutu. Jedna z cząstek naładowanych wysokiej energii ulega rozpadowi, którego charakterystyka kinematyczna zgadza się bardzo dobrze z charakterystyką rozpadu hiperonu Σ . Jeden z produktów rozpadu domniemanego hiperonu jest śladem mezonu π^+ , drugi produkt jest cząstką neutralną, która po przebiegnięciu drogi 7,7 mm tworzy gwiazdę sześcioramienną. Bilans energetyczny wskazuje, że neutralna cząstka z rozpadu hiperonu jest antyneutronem, który uległ anihilacji. Wszystko to świadczy wyraźnie, że skutkiem oddziaływania mezonu π^- z jądrem węgla utworzony został, dotychczas nigdy nie obserwowany, antyhiperon $\bar{\Sigma}^-$. Czas życia nowo odkrytej cząstki oceniony zo-

stał na $(1,18 \pm 0,07) \times 10^{-10}$ sek. Zaobserwowanie pierwszego naładowanego antyhiperonu ma doniosłe znaczenie.

Określanie wieku zabytków przy pomocy termoluminescencji

W Instytucie Geofizyki Uniwersytetu Kalifornijskiego G. C. Kennedy i L. Knopoff opracowali metodę określania wieku zabytków opartą na zastosowaniu termoluminescencji. Ma ona szczególne zastosowanie do ceramiki, nie zawierającej resztek drewna, czy węgla drzewnego, którego wiek oznacza się metodą węgla ^{14}C . Elektrony z rozpadów promieniotwórczych w materiale ceramicznym czy skałach wulkanicznych są chwytywane w sieci krystalicznej i mogą w niej pozostawać bardzo długi czas. Przez podgrzanie do temperatury około 350°C elektrony są uwalniane z sieci i wywołują słabą luminescencję, którą można obserwować przy pomocy fotopowielaczy. Liczba chwyconych elektronów, a tym samym natężenie termoluminescencji zależy od wieku materiału. Knopoff sprawdził tę metodę na szczątkach ceramiki ateńskiej, o której skądinąd wiadano, że pochodzi z IX wieku p. n. e. Wiek skał wulkanicznych z północnej Arizony określono na 15 000 lat. Nowa metoda pozwala na wyznaczanie wieku aż do 100 000 lat, jest więc uzupełnieniem metody ^{14}C , której granicą jest 40 000 lat.

Zebrań niemieckiego Towarzystwa Fizycznego w Lipsku

W kwietniu 1960 r. odbyło się w Lipsku doroczne zebranie Towarzystwa Fizycznego NRD, poprzedzone trzydniową konferencją „roboczą“, poświęconą spektroskopii mikrofalowej. Głównymi tematami były: jądrowy rezonans paramagnetyczny, paramagnetyczny rezonans elektronowy i absorpcja mikrofalowa. W konferencji wzięło udział 130 fizyków, w tym 8 z NRF i 34 z 12 innych krajów. Wiele

czasu zarezerwowano na dyskusje i osobiste kontakty, które zostały jeszcze pogłębione na wieczorze w Auerbachs Keller. Po zakończeniu konferencji urządzono wycieczkę do Jeny celem zwiedzenia pracowni spektroskopii mikrofalowej Uniwersytetu w Jenie.

Właściwe zebranie Towarzystwa odbywało się w dniach od 4 do 7 kwietnia. Poza sprawozdaniami z prac własnych, przede wszystkim z dziedziny fizyki jądrowej i fizyki półprzewodników, wygłoszono szereg referatów przeglądowych. M. Steenbeck (Berlin), H. Barwich (Drezno) i P. Lievers (Drezno) przedstawili problemy fizyki reaktorowej i silowni jądrowych, W. Klose (Berlin) omówił przewodnictwo półprzewodników niepolarnych w silnych polach. S. Kaiser (Niederwartha) i K. Lanus (Miersdorf) referowali zagadnienia fizyki cząstek elementarnych i reakcji jądrowych najwyższych energii. F. Kaschlun (Dubna) wygłosił referat o zasadzie przyczynowości i teorii dyspersji. W. Schütz (Jena) przedstawił prace prowadzone w NRD w dziedzinie spektroskopii mikrofalowej. C. Kleint (Lipsk) omówił niektóre problemy ultrawysokiej próżni, a M. Pettig (Jena) — zasadę maserów.

Dla pań (niefizyczek) przygotowano bogaty program towarzyski.

Nowe metody pomiarów promieniowania

W dniach od 7 do 11 czerwca 1960 r. odbyło się w Wiedniu, zorganizowane przez Międzynarodową Agencję Energii Atomowej, sympozjum na temat najnowszych metod pomiarów dawek promieniowania. Wzięli w nim udział naukowcy z 28 krajów.

Aczkolwiek podstawowe metody dozymetrii są powszechnie znane, ostatnie postępy w zastosowaniu energii jądrowej pociągnęły za sobą konieczność ulepszeń i zwiększenia precyzji. Dokładność pomiarów jest istotna nie tylko z punktu widzenia ochrony przed skutkami promieniowań, ale również dla właściwego

wykorzystania źródeł w przemyśle i technice. Nowym zagadnieniem, które stało się aktualne, jest pomiar wielkich dawek promieniowania używanych w procesach technologicznych, a również wyznaczanie rozkładu różnych promieniowań występujących razem, jak na przykład w reaktorze.

Próby rozwiązania tych zagadnień przez opracowanie nowych metod i przyrządów pomiarowych były tematem sympozjum wiedeńskiego, które po raz pierwszy dało sposobność do międzynarodowej wymiany informacji na ten temat. Omawiano również po raz pierwszy w gronie międzynarodowym kwestie dozymetrii awaryjnej, to jest pomiaru promieniowań reaktora, który by umknął spod kontroli.

Dyrektor Generalny Międzynarodowej Agencji Energii Atomowej p. Sterling Cole podsumował wyniki sympozjum, dziękując uczestnikom, którzy przedstawili wyniki swoich ostatnich badań. Stwierdził przy tym, że Agencja, o ile to tylko będzie możliwe, wyciągnie praktyczne konsekwencje z przedstawionych wniosków. Między innymi na przykład sprawą wielkiej wagi jest ustalenie międzynarodowo obowiązujących wzorców promieniowania neutronowego, na wzór istniejących już wzorców promieniowań jonizujących.

Dyskusje dotyczyły 71 referatów, przedstawionych przez ekspertów z 20 krajów. Głównymi tematami były: ogólny przegląd, problemy związane z ekspozycją i pochłanianiem, nowe postępy w metodach i w aparaturze dozymetrycznej, dozymetria promieniowania mieszanego gammowo-neutronowego, specjalne metody dozymetrii promieniowań pochodzących z akceleratorów i reaktorów, dozymetria w otoczeniu zestawów krytycznych.

Na poszczególnych posiedzeniach sympozjum przewodniczyli następujący naukowcy: K. A. Aglincew (Uniwersytet Leningradzki), David E. Barnes (Zarząd Energii Atomowej Zjednoczonego Królestwa), Boris Grinberg (Komisariat

Energii Atomowej, Francja), Bernard Gross (Narodowy Instytut Technologiczny, Brazylia), K. Mahmoud (Komitet Naukowy do spraw Skutków Promieniowań Atomowych ONZ), W. Minder (Instytut Radowy, Bern), Karl Z. Morgan (Oak Ridge National Laboratory) i Rolf M. Sievert (Instytut Radiofizyczny, Sztokholm, przewodniczący Międzynarodowej Komisji Ochrony Radiologicznej).

Segnetoelektryki

W Moskwie odbyła się w dniach od 26 do 30 stycznia 1960 r. konferencja na temat wytwarzania, właściwości i zastosowań segnetoelektryków. Konferencję zorganizowały: Instytut Fizyki im. Lebediewa i Instytut Krystalografii.

Ze szczególnym zainteresowaniem spotkały się referaty o nowo odkrytych segneto- i antysegnetoelektrykach w formie zarówno poli- jak i monokrystalicznej (na przykład $\text{PbBi}_2\text{Nb}_2\text{O}_9$, $\text{PbBi}_2\text{Ta}_2\text{O}_9$).

B. L. Ginzburg i B. L. Indenbom przedstawili prace na temat teorii termodynamicznej segneto- i antysegnetoelektryczności.

G. S. Żdanow, J. N. Wieniewicz i A. I. Agranowskaja omówili badania rentgenograficzne segnetoelektryków typu perowskitu i ich rozтворów stałych. Przedstawiono również wyniki badań szeregu segnetoelektryków organicznych metodą jądrowego rezonansu magnetycznego.

Właściwości półprzewodnikowe związków BaTiO_3 i $\text{Pb}_2\text{Nb}_2\text{O}_6$ referowali S. W. Bogdanow i E. B. Sinjakow.

W szeregu referatów przedstawiono ciekawe właściwości segnetoelektryków, jak elektroluminescencję BaTiO_3 , anomalne tłumienie drgań segnetoelektrycznych rezonatorów piezoelektrycznych, tworzenie substancji jedno- i wielodomenowych przy pomocy domieszek promieniotwórczych.

Następna konferencja na temat segnetoelektryków odbędzie się w r. 1962 w Leningradzie.

Prace Instytutu Fizyki Akademii Nauk ZSRR

W lutym 1960 r., w Instytucie Fizyki Akademii Nauk ZSRR w Kijowie rozpoczął swoje działanie reaktor badawczy typu WWR-M o mocy 10 MW. Program prac, które są prowadzone przy pomocy tego reaktora, obejmuje:

— Badania rozproszenia rezonansowego neutronów średniej energii metodą czasu przelotu. Skonstruowano selektor mechaniczny z analizatorem 1024-kanalowym. Pracami tymi kierują M. W. Pasecznik, W. P. Wiertiewnyj i R. G. Ofengenden.

— Badania widm promieniowania γ z reakcji (n, γ). Zbudowano już szerokokątowy spektrometr γ . Prace prowadzić będą M. W. Pasecznik i M. F. Barczuk.

— Wyznaczanie czasów życia izotopów krótkożyjących.

W r. 1959 przy pomocy cyklotronu, który czynny jest w Instytucie od r. 1957, prowadzono badania rozkładu kąтового w reakcjach strippingu dla 11 izotopów. O. F. Niemiec i N. I. Zajkoj wyznaczili energie poziomów, wartości spinów i parzystości. Ponadto wyznaczono rozkład kątowy rozproszenia sprężystego i niesprężystego deuteronów i trytonów z reakcji (p, D) i (D, T). M. W. Pasecznik i N. N. Puczerow badali polaryzację protonów przy rozproszeniu sprężystym.

Na r. 1960 planuje się rozszerzenie tych prac oraz badania polaryzacji protonów w reakcjach strippingu oraz korelacji kątowej protonów i fotonów γ z reakcji ($D-p, \gamma$).

W r. 1959 B. I. Styżak badał, przy pomocy generatora elektrostatycznego i generatorów neutronowych, rozkład kątowy rozproszenia sprężystego neutronów o energiach 3 MeV i 14 MeV. W roku bieżącym będą prowadzone również badania polaryzacji neutronów.

B. B. Doczenko i J. W. Czechmi-strenko obliczyli energie stanu podstawowego i poziomów wzbudzonych jądra stosując do gazowego modelu jądra formalizm teorii nadprzewodnictwa N. N.

Bogolubowa. A. M. Korolew rozwinął teorię reakcji strippingu dla jąder parzysto-parzystych.

Synchrotron w Japonii

W Japonii rozpoczęto budowę synchrotronu, który ma przyspieszać elektrony do energii 1 BeV. Jako iniektor zastosowany będzie akcelerator liniowy przyspieszający cząstki do energii 6 MeV. Amplituda prądu wynosić będzie 100-200 mA przy czasie trwania impulsu 2 μ sek.

Cyklotron w ČSR

19 lutego br. został uruchomiony pierwszy w Czechosłowacji cyklotron, dostarczony przez Związek Radziecki. Również przy montażu korzystano z pomocy ekspertów ZSRR. Przy pomocy tej aparatury prowadzone będą badania podstawowe z fizyki jądrowej oraz produkowane będą izotopy promieniotwórcze.

Ośrodek Badań Jądrowych w Bułgarii

Bułgarska Akademia Nauk zakłada ośrodek badań jądrowych, który ma być wyposażony między innymi w reaktor typu IRT, dostarczony przez ZSRR. Program prac przewiduje przede wszystkim badania w dziedzinie fizyki neutronów.

„Strajk“ w Harwell

Ponad 1100 pracowników naukowych zatrudnionych w Harwell przerwało na jeden dzień pracę jako protest przeciw stanowisku władz w kwestii wynagrodzeń, uprawnień itp. Nie mając jako urzędnicy państwowi prawa strajku, wykorzystali dzień 1 marca jako część do-rocznego urlopu.

Demonstracja ta miała stanowić ostrzeżenie dla Zarządu Energii Atomowej, że istnieje jednak granica, której nie wolno przekraczać w traktowaniu pracowników naukowych. Źródłem zatargu jest roz-

powszechniona u znacznej części elity naukowców brytyjskich opinia, że pracownicy naukowcy nie mają zapewnionej właściwej pozycji w stosunku do pracowników administracji.

Akcelerator liniowy dla Danii

Duńska Komisja Energii Atomowej zakupiła w Stanach Zjednoczonych akcelerator liniowy elektronów do energii 15 MeV. Moc wiązki wynosić będzie około 5 kW, prąd szczytowy 600 mA. Akcelerator wykorzystany będzie przede wszystkim do sterylizacji żywności (około 30 ton na godzinę), oraz do badań fizycznych i chemicznych.

Akceleratory protonowe

Czasopismo *Physics Today* w zeszycie z kwietnia br. podaje zestawienie czynnych, bądź będących w budowie akceleratorów protonowych.

500-lecie Uniwersytetu w Bazylei

W czerwcu bieżącego roku Uniwersytet w Bazylei uroczysto obchodził 500-lecie swego istnienia.

Na prośbę Rady Miejskiej Bazylei papież Pius II, znany ze swoich zamiłowań naukowych i literackich, wydał bullę erygującą uniwersytet, w której zezwalał na otwarcie uczelni posiadającej wszystkie wydziały, to jest: teologii, prawa, medycyny i sztuk wyzwolonych. Bulla nadawała nowemu uniwersytetowi te same uprawnienia i przywileje, którymi cieszył się sławny uniwersytet w Bolonii. Pierwszym kanclerzem Uniwersytetu Bazylejskiego był biskup Bazylei Johann von Venningen, a pierwszym rektorem proboszcz katedralny Georg von Andlau.

W wieku XVII i XVIII stał się Uniwersytet Bazylejski świetnym ogniskiem matematyki. W r. 1687 na katedrę matematyki został powołany Jakub Bernoulli. Studia w Holandii pozwoliły Jakubowi Bernoulliemu zapoznać się z podstawami geometrii kartezjańskiej.

Akcelerator	Max. energia BeV	Średnie natężenie cząstek/sek	Data ukończenia
Synchrotron w Brookhaven (COSMOTRON)	3	$2 \cdot 10^{10}$	1952
Synchrotron w Saclay (SATURNE)	3	10^{10}	1958
„Princeton-Pennsylvania“ synchrotron	3	$2 \cdot 10^{12}$	1960
Synchrotron w Berkeley (BEVATRON)	6	$2 \cdot 10^{10}$	1954
Synchrotron w Laboratorium Rutherforda (NIMROD)	7	10^{12}	1961/62
Radziecki synchrotron o zmiennym gradencji	7	$2 \cdot 10^9$	1960
Synchrofazotron w Dubnie	10	10^9	1957
Synchrotron australijski	10	10^7	1962/63
Synchrotron w Argonne National Laboratory	12,5	$2 \cdot 10^{12}$	1962
Synchrotron CERN-u	28	$2 \cdot 10^9$	
	25	$3 \cdot 10^9$	1959
	6—10	10^{10}	
Synchrotron o zmiennym gradencji w Brookhaven	30	$3 \cdot 10^9$	1960
Synchrotron o zmiennym gradencji w Dubnie	50	10^9	1961/62

Rachunek prawdopodobieństwa zawdzięcza mu zasadnicze postępy. Szereg problemów rozwiązał przez zastosowanie rachunku nieskończonego, termin „Integral“ (Całka) został wprowadzony do matematyki przez Jakuba Bernoulliego.

Hydrodynamika zawdzięcza podstawowe swoje równanie Danielowi Bernoulliemu, który był profesorem fizyki Uniwersytetu w Bazylei od 1733 do 1782 r.

Obecnie prof. Paul Huber i jego współpracownicy chlubnie kontynuują świetną tradycję przeszłości, czyniąc Zakład Fizyki Uniwersytetu Bazylejskiego jednym z czynniejszych i bardziej produktywnych ośrodków badań jądra atomowego.

Cztery wielkie koncerty przemysłowe w Bazylei ofiarowały Uniwersytetowi Bazylejskiemu z okazji jego jubileuszu 6 milionów franków na cele dydaktyczne i naukowe.

Pan Lis

Dobrze znany każdemu zapewne fizykowi polskiemu pan Wojciech Lis, obchodził w marcu bieżącego roku czterdziestolecie swojej pracy w Instytucie Fizyki Doświadczalnej Uniwersytetu Warszawskiego.

Docent Skaliński podejmował jubilat lampką wina. Uroczystości nadawała oryginalny wdzięk okoliczność, że wszystkich obecnych na niej profesorów pan Lis pamięta jako początkujących studentów.

Wizyta dr Siwabessy

W lipcu br. w związku z wizytą indonezyjskiej delegacji rządowej odwiedził Polskę dr G. A. Siwabessy, dyrektor generalny Instytutu Atomowego Indonezji.

Dr Siwabessy odbył rozmowę z Pełnomocnikiem Rządu do Spraw Wykorzystania Energii Jądrowej, min. W. Billigiem, oraz zwiedził ośrodek Instytutu Badań Jądrowych w Świerku i Instytut Onkologiczny w Warszawie.

Journal of Mathematical Physics

American Institute of Physics przystąpił do wydawania nowego dwumiesięcznika — *Journal of Mathematical Physics*, poświęconego metodom matematycznym stosowanym w fizyce i badaniom w dziedzinie fizyki matematycznej. Redaktorem czasopisma został Elliott Montrol.

Solid State Electronics

Fizyce i technologii tranzystorów i innych urządzeń półprzewodnikowych oraz zastosowaniom ferromagnetyzmu, ferroelektryczności i elektroluminescencji poświęcony jest nowy dwumiesięcznik wydawany przez Pergamon Press — *Solid State Electronics*. Redaktorem naczelnym tego czasopisma jest W. C. Dunlap (Stany Zjednoczone), zastępcami redaktora — L. Pincherle (Wielka Brytania), H. Welker (NRF) i G. M. Hatoyama (Japonia).

I. W. Kurczatow

Dnia 7 lutego 1960 r. zmarł w Moskwie wybitny uczony radziecki Igor Wasiljewicz Kurczatow, członek Prezydium Akademii Nauk ZSRR, dyrektor Instytutu Energii Atomowej Akademii Nauk ZSRR, deputowany do Rady Najwyższej ZSRR.

Kurczatow urodził się 12 stycznia 1903 r. W r. 1923 ukończył studia na wydziale matematyczno-fizycznym Uniwersytetu Krymskiego. Dwa lata później rozpoczął pracę naukową w Fizyko-technicznym Instytucie w Leningradzie, gdzie zajmował się badaniami dielektryków, a w szczególności segnetoelek-

tryków. Następnie Kurczatow kieruje swe zainteresowania ku fizyce jądra atomowego. W r. 1935 odkrywa zjawisko izomerii jądrowej. Kieruje badaniami, które doprowadziły do odkrycia samorzutnego rozszczepienia jąder uranu.

Cała dalsza jego działalność była związana z problemami wykorzystania energii jądrowej. W jego rękach spoczywało kierownictwo tego działu badań w ZSRR. Kurczatow był autorem pierwszych publikacji z zakresu nowoczesnych badań fizyki plazmy, to jest gazów o bardzo wysokich temperaturach i silnym stopniu jonizacji. Publikacje te zdawały sprawę z doświadczeń z przepuszczaniem bardzo silnych prądów przez gaz, przy czym następuje kompresja jonów w kierunku radialnym prostopadłym do osi wylądowania (tak zwany „pinch effect“), spowodowana działaniem magnetodynamicznym.

W uznaniu swych wielkich zasług Kurczatow otrzymał wysokie odznaczenia radzieckie: Order Lenina, Order Czerwonego Sztandaru i tytuł Bohatera Pracy Socjalistycznej. Był laureatem Nagrody Leninowskiej i Nagrody Stalinowskiej.

G. Destriau

Dnia 15 stycznia 1960 r. w Cauderan we Francji zmarł w wieku 56 lat znany fizyk francuski, Georges Destriau.

Urodzony w Bordeaux, kształcił się w Sorbonie i w Ecole Centrale des Arts et Manufactures. W r. 1936 uzyskał stopień doktora nauk w Sorbonie, a od r. 1939 został wykładowcą Uniwersytetu w Bordeaux. W r. 1944 przeniósł się do Paryża do Ecole Centrale, w r. 1953 został profesorem Sorbony.

W r. 1936 Destriau odkrył zjawisko elektroluminescencji, to jest świecenia fosforów w szybkozmiennym polu elektrycznym. Prof. Destriau zajmował się również scyntylacjami wywoływanymi przez cząstki α , radiografią, optyką i cienkimi warstwami metalicznymi.

E. G. Richardson

Edward Gick Richardson zmarł 31 marca 1960 r., mając lat 63.

Studia odbywał na Uniwersytecie Lou-dyńskim. W czasie pierwszej wojny światowej służył w wojskach balonowych i to prawdopodobnie skierowało jego zainteresowania ku aerodynamice i meteorologii. Od r. 1931 pracował w Kings College w Newcastle upon Tyne, początkowo jako asystent, potem prowadzący wykłady, a od 1956 r. jako profesor akustyki.

Zainteresowania Richardsons były bardzo różnorodne. Opublikował około 90 prac z dziedziny akustyki, ultradźwięków, włoskowatości, turbulencji atmosferycznych, procesów relaksacyjnych, a nawet lokalizacji ławie rybnych. Z akustyki najcenniejsze są jego prace dotyczące absorpcji dźwięków w parach, analizy dźwięku i fonetyki, absorpcji i dyspersji ultradźwięków.

Napisał szereg książek, z których najbardziej znany jest podręcznik „Sound”. Był współzałożycielem i redaktorem czasopisma *Acustica*.

D. J. Hughes

Dnia 12 kwietnia 1960 r. zmarł na atak serca Donald J. Hughes, wybitny amerykański specjalista w dziedzinie fizyki neutronów. Miał lat 45.

Pracę badawczą rozpoczął Hughes pod kierunkiem A. H. Comptona w laboratorium promieniowania kosmicznego Uniwersytetu w Chicago. W czasie wojny brał udział w pracach związanych z wyzwoleniem energii jądrowej do celów obrony. Po wojnie został dyrektorem Wydziału Fizyki Jądrowej Argonne National Laboratory, a w r. 1949 przeszedł do Brookhaven National Laboratory. W latach 1953—54 wykładał w Clarendon Laboratory w Oksfordzie.

W Argonne, a w szczególności w Brookhaven, wykonał szereg prac, które uczyniły go jednym z najwybitniejszych spe-

cialistów w zakresie trzech podstawowych problemów fizyki neutronów powolnych: optyki neutronowej, oddziaływania neutronów z sieciami krystalicznymi i z substancjami w stanie ciekłym, oddziaływania jądrowego neutronów powolnych.

Do najważniejszych wyników uzyskanych przez Hughesa przy użyciu wiązek neutronowych z reaktorów należy zaliczyć otrzymanie neutronów spolaryzowanych przez odbicie od zwierciadeł kobaltowych umieszczonych w polu magnetycznym, precyzyjny pomiar przekroju czynnego protonu na rozproszenie spójne oraz stworzenie nowych i skutecznych metod badania fizyki ciała stałego, opartych na przekazywaniu neutronom energii sieci krystalicznej. W ostatniej opublikowanej swojej pracy wykazał Hughes przy pomocy tej metody subtelną strukturę widma pochłaniania neutronów w wodzie, co wskazuje na występowanie dyskretnych poziomów energii rotacji cząsteczki wody w polu cząsteczek sąsiednich.

Do otrzymywania wiązek neutronów o możliwie dobrze określonej energii rozwinął Hughes technikę mechanicznych selektorów prędkości, czyli tak zwanych „chopperów”.

Niezależnie od własnych prac ściśle badawczych, był Hughes inicjatorem zebrania i opracowania danych dotyczących oddziaływania neutronów powolnych. Dane te zawarte są w niezbędnym dla każdego zajmującego się tą dziedziną raporcie BNL-325.

Hughes był doskonałym wykładową i autorem paru cennych monografii.

C. J. Bakker

Dnia 23 kwietnia 1960 r. zginął w wypadku samolotowym Cornelis Jan Bakker, dyrektor Europejskiego Ośrodka Badań Jądrowych (CERN).

Bakker urodził się w r. 1904, fizykę studiował w Amsterdamie u Zeemana. W r. 1931 uzyskał stopień doktorski na podstawie pracy o zjawisku Zeemana

w gazach szlachetnych. Po rocznym pobycie w Londynie w Imperial College of Science and Technology rozpoczyna pracę w Zakładach Philipsa w Eindhoven, gdzie zajmuje się problemami fizycznymi radiokomunikacji. Wkrótce jednak skierowuje swe zainteresowania ku fizyce jądrowej. W czasie wojny wspólnie z prof. Heynem opracowuje projekt cyklotronu. W r. 1946 zostaje profesorem fizyki i dyrektorem Laboratorium Zeemana w Uniwersytecie Amsterdamskim.

W r. 1951 Bakker zostaje zaproszony przez Augera, wówczas dyrektora Wydziału Nauk Przyrodniczych Unesco, jako jeden z ośmiu ekspertów do opracowania planów przyszłego Europejskiego Ośrodka Badań Jądrowych. W r. 1952 Bakker

został mianowany dyrektorem Wydziału Cyklotronowego CERN-u, a w sierpniu 1956 r. został dyrektorem generalnym CERN-u. Za jego kadencji rozpoczął pracę synchrociklotron przyspieszający cząstki do energii 600 MeV, a w końcu 1959 r. zakończono budowę synchrotronu protonowego dającego energię 25 GeV.

Bakker był członkiem Królewskiej Holenderskiej Akademii Nauk, był doktorem *honoris causa* Uniwersytetu Genewskiego, a kilka tygodni przed śmiercią został mianowany przez królową holenderską Julianę, Rycerzem Orderu Lwa Holenderskiego.

Prof. Bakker był gorącym zwolennikiem europejskiej współpracy naukowej.

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 POSTĘPSKA
Kraków - Doc. dr JERZY GIERULA
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 - Doc. dr JAN GRĘBSKI
Wrocław - Prof. dr JÓZEF MAZUR

TREŚĆ

J. Mazur — O pracach Zakładu Niskich Temperatur Instytutu Fizyki PAN we Wrocławiu	349
R. St. Ingarden — O pracach Pracowni Teoretycznej Zakładu Niskich Temperatur Instytutu Fizyki PAN	355
L. Rosenfeld — Wykłady o podstawach modelu optycznego i oddziaływaniach bezpośrednich. Cz. III	363
R. Bauer, M. Rozwadowski — Technika pomiarów czasów gaśnięcia fluorescencji	379
J. Zakrzewski — Wielonukleonowe wychwyty mezonów K^-	405
W. G. Johnston, J. J. Gilman — Prędkość dyslokacji, gęstość dyslokacji i deformacja plastyczna kryształów fluorku litu (tłum. J. Kryław)	419
KRONIKA	453

Redakcja zawiadamia

P. T. Czytelników

że już od dnia 15. XI. 1960 r. zamówienia na prenumeratę na rok 1961 przyjmują:

Przedsiębiorstwo Upowszechniania Prasy i Książki „Ruch“
Kraków, Worcella 6, konto PKO nr 4-6-777

oraz w całym kraju urzędy pocztowe, listonosze i delegatury „Ruchu„

Tylko prenumerata zapewnia regularne otrzymywanie czasopisma.

Cena rocznego abonamentu wynosi zł 90,— półrocznie zł 45,—