

POSTĘPY FIZYKI

DWUMIESIĘCZNIK
POŚWIĘCONY UPOWSZECHNIANIU
WIEDZY FIZYCZNEJ

KATEDRA FIZYKI DOŚWIADCZALNEJ

Politechnika Lublińska

BIBLIOTEKA

Lublin, ul. Nowotki Nr 8



TOM XV

ZESZYT 4

1964

RADA REDAKCYJNA

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

KOMITET REDAKCYJNY

Redaktor Naczelny — Jan Weyssenhoff, czł. koresp. PAN (Kraków)
Członkowie Redakcji — Antoni Bajorek (Kraków), Lubomir Gąbła (Kraków),
Andrzej Kisiel (Kraków)

Adres Redakcji: Kraków, Reymonta
tel. 363-80

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 XV, ZESZYT 4

KATEDRA FIZYKI DOŚWIADZALNEJ
Uniwersytetu Marii Curie-Skłodowskiej
BIBLIOTEKA
Lublin, ul. Nowotki Nr 8

PAŃSTWOWE WYDAWNICTWO NAUKOWE
1964

PAŃSTWOWE WYDAWNICTWO NAUKOWE
Oddział Kraków, ul. Smoleńsk 14

Nakład 1772 + 128 egz.	Rękopis dostarczony 27. IV. 1964
Ark. wyd. 8, ark. druk. 6 3/4	Podpisano do druku 15. IX. 1964
Papier druk. sat. 80 g, kl. III, 70×100	Druk ukończono we wrześniu 1964
Zamówienie 411/64	Cena zł 15.— G-42

DRUKARNIA UNIwersytetu Jagiellońskiego, Kraków, Czapskich 4

Marian Mięśowicz

Zakład VI Instytutu Badań Jądrowych, Kraków
Katedra Fizyki II Akademii Górniczo-Hutniczej

Stan badań doświadczalnych nad fizyką cząstek elementarnych i oddziaływań jądrowych wysokich energii w Polsce *

Wstęp

W obecnym stanie olbrzymiego rozwoju fizyki, trudno jest przeprowadzić klasyfikację działów tej nauki według ich znaczenia dla jej rozwoju, czy też dla rozwoju przyrodoznawstwa w ogóle, czy też dla rozwoju techniki. Chyba jednak można bez zastrzeżeń powiedzieć, że fizyka cząstek elementarnych jest dziedziną zupełnie zasadniczą dla podstaw wiedzy o budowie materii. Badania nad cząstkami elementarnymi, ich oddziaływaniem i powstawaniem prowadzi się przy pomocy metod fizyki jądrowej wysokich energii. Badania z fizyki jądrowej niskich energii zmierzają do pogłębienia naszych wiadomości o strukturze jąder atomowych opisywanej parametrami poziomów energetycznych jądra, takich jak energia, spin, parzystość i czas życia danego poziomu. Ale badania w zakresie wysokich energii, przede wszystkim oddziaływań swobodnych cząstek, mogą dać informacje o siłach między nimi, o strukturze samych cząstek i w ten sposób dostarczyć podstaw do przyszłej teorii jądra.

Ileż nowych praw ujawniło się w fizyce cząstek wysokich energii! Jak zdumiewającym wynikiem jest stwierdzenie nie stosowania się prawa zachowania parzystości dla grupy oddziaływań, które nazywamy słabymi. Do niedawna trudno było wykazać doświadczalnie istnienia neutrina emitowanego w tych właśnie oddziaływaniach, a od roku wiemy, że istnieją dwa rodzaje tych par cząstek-antycząstek. Wiemy to ze wspaniałych eksperymentów wykonanych przy pomocy olbrzymich akceleratorów, w których otrzymujemy neutrina wysokich energii. Wielką niespodzianką była duża różnorodność cząstek elementarnych. Schemat Gell-Manna i Nishijimy zadziwia swoją konsekwencją. Mimo że powstał prawie dziesięć lat temu, jeszcze kilka miesięcy temu odkryto nową cząstkę przewidywaną przez ten schemat, cząstkę nie obserwowaną dotąd, o liczbie „dziwności“ $S = -3$. Ale badania ostatnich lat pokazały, że obraz związany z układem cząstek elementarnych jest jeszcze bardziej skomplikowany. Cząstki elementarne opisywane schematem Gell-Manna są stosunkowo długo-

* Niniejszy artykuł drukujemy z okazji dwudziestolecia Polski Ludowej (przyp. Red.).

żyjące, bo za takie uważamy cząstki, których czas życia jest rzędu 10^{-8} czy nawet 10^{-10} sek. Okazuje się, że cząstki te mogą istnieć w rezonansowych stanach wzbudzenia o czasie życia rzędu 10^{-22} sek. Te stany istnieją także w postaci *rezonansów* bezbarionowych rozpadających się na same mezony w niezwykle krótkim czasie. Istnienie tych stanów wiąże się z najbardziej trudnym zagadnieniem silnych oddziaływań. Przy silnych oddziaływaniach produkowane są kwanty pola tych oddziaływań, tj. mezony π . Czy istnieje tzw. wielorodna produkcja bezpośrednia, czy też głównym procesem jest produkcja poprzez stany pośrednie, którymi mogą być wspomniane wyżej stany rezonansowe, oto jedno z głównych zagadnień fizyki cząstek elementarnych.

Fizycy polscy pracujący w dziedzinie wysokich energii najwcześniej ukończyli okres przygotowań i dawno już włączyli się w ogólnoswiatową problematykę badań. Było to zresztą łatwiejsze organizacyjnie i technicznie niż w przypadku fizyki jądrowej niskich energii, gdzie trzeba było wyposażyć odpowiednie placówki w znacznie kosztowniejszą i niedostępną aparaturę.

Sytuacja w Polsce

Zakres prac

Badania prowadzone w Polsce dotyczą całej dziedziny wysokich energii liczonej od ok. 1 miliarda eV (1 GeV). Do ok. 30 GeV energie te uzyskuje się przy pomocy największych akceleratorów, natomiast badania w zakresie wyższych jeszcze energii prowadzi się badając oddziaływania cząstek promieniowania kosmicznego. Badania te przeprowadza się w całym świecie na bazie szerokiej współpracy międzynarodowej, do której wcześniej przystąpili fizycy polscy. Pracują oni na materiałach naświetlonych przy pomocy wielkiego synchrofazotronu w Zjednoczonym Instytucie Badań Jądrowych w Dubnie w komorach pęcherzykowych i emulsjach jądrowych. Pracują też na analogicznych materiałach naświetlonych w Centralnym Europejskim Ośrodku Badań Atomowych (CERN) w Genewie. Pracują na wielkich blokach emulsji naświetlonych przez promieniowanie kosmiczne na dużych wysokościach nad ziemią, w różnych wielkich lotach balonowych. Fizycy nasi pracują też na wielkich nowoczesnych aparaturach elektronowych skonstruowanych w Polsce względnie w zespołach międzynarodowych, na przykład we współpracy z Uniwersytetem im. Łomonosowa w Moskwie.

Polskie placówki

Prace z zakresu fizyki cząstek elementarnych i wysokich energii koncentrują się zasadniczo w Instytucie Badań Jądrowych w trzech placówkach Zakładu VI IBJ (Zakładu Fizyki Wysokich Energii) w Krakowie, Łodzi i Warszawie oraz we współpracujących z tymi placówkami katedrach Akademii Górniczo-Hutniczej, Uniwersytetu Łódzkiego i Uniwersytetu Warszawskiego.

Rozwój prac i współpraca z zagranicą

1. Technika licznikowa

Po wojnie prace nad promieniowaniem kosmicznym, które wówczas były jedyną formą pracy w dziedzinie wysokich energii, zainicjował M. Mięśowicz w Akademii Górniczo-Hutniczej. Rozwinęły się tam badania prowadzone techniką licznikową. W Uniwersytecie Łódzkim powstała również grupa kierowana przez A. Zawadzkiego pracująca techniką licznikową nad promieniowaniem kosmicznym. Z rezultatów naukowych tego okresu wymienić można prace grupy krakowskiej (M. Mięśowicz i współpr.) dotyczące promieniowania kosmicznego na dużych głębokościach pod ziemią. Koncepcje dotyczące fotonów niskich energii obserwowanych na dużych głębokościach, wysunięte przez grupę polską, zostały ogólnie przyjęte.

Prace wykonywane techniką licznikową rozpoczęte w Krakowie były prowadzone później we współpracy ze Słowacką Akademią Nauk na szczycie Lemnicy w Tatrach, a od r. 1959 skoncentrowały się na badaniach oddziaływań jądrowych cząstek kosmicznych przeprowadzanych we współpracy z grupą moskiewską w laboratorium wysokogórskim na szczycie Aragac w Armenii (J. M. Massalski i współpr.).

Badania w Łodzi (A. Zawadzkiego i współpr.) skoncentrowały się na pracach nad wielkimi pękami promieniowania kosmicznego. Celem tych prac jest poszukiwanie wielkich pęków atmosferycznych wytworzonych przez fotony bardzo wysokich energii, nie zawierających składowej mezonowej. Znalezienie takich pęków byłoby dowodem istnienia w pierwotnym promieniowaniu kosmicznym fotonów wysokich energii. Grupa łódzka skonstruowała znakomitą aparaturę do rejestracji takich zjawisk. Rezultatem kilkuletnich rejestracji jest stwierdzenie istnienia takich pęków. Analiza tych bardzo ciekawych rezultatów jest w toku. Praca wykonywana jest wspólnie z Ecole Normale Supérieure w Paryżu (R. Maze). Jej część doświadczalna prowadzona jest tylko w Łodzi. Praca budzi poważne zainteresowanie międzynarodowe.

2. Metoda emulsji jądrowych

Badania oddziaływań jądrowych wysokich energii metodą emulsji jądrowych zapoczątkował w Polsce M. Danysz po powrocie z dłuższego pobytu w H. H. Wills Laboratory w Bristolu, które to laboratorium jest czołowym światowym ośrodkiem badań w tej dziedzinie. W Warszawie przy ówczesnej Katedrze Atomistyki UW zorganizowano wtedy (1952) poważną placówkę badań emulsyjnych. Wielkim osiągnięciem tej placówki w skali światowej było odkrycie możliwości wiązania hiperonu Λ^0 w jądrze atomowym (M. Danysz i J. Pniewski). Takie jądra nazwano hiperfragmentami. Fizyka hiperfragmentów stała się działem fizyki cząstek elementarnych związanym bardzo blisko z fizyką jądrową niskich energii.

Prace w tym kierunku rozwinęły się bardzo pomyślnie w laboratorium warszawskim. W wyniku rozległej pracy, wymagającej dużej precyzji i skrupulatności pomiarowej, wyznaczono bardzo dokładnie masę hiperonu Λ^0 . Systematyczne badania nad energią wiązania cząstki Λ^0 w jądrze hiperfragmentu doprowadziły badacze warszawskich do stwierdzenia możliwości tworzenia się hiperfragmentów wzbudzonych w sensie fizyki jądrowej niskich energii, tzn. hiperizomerów.

Poważną dyskusję w skali światowej wywołała praca wykonana w ramach szerokiej kolaboracji międzynarodowej (Bristol, CERN — Genewa, Dublin, Londyn) przez grupę warszawską na temat znalezionej przypadkowo podwójnego hiperfragmentu, tj. jądra, w którym związane są dwie cząstki Λ^0 .

Z inicjatywy jednego z młodych pracowników laboratorium warszawskiego (J. Zakrzewskiego) również w ramach szerokiej współpracy międzynarodowej, znaleziona została droga do wykrycia ciężkich hiperfragmentów, dzięki której po raz pierwszy zaobserwowano hiperfragmenty o dużych liczbach masowych.

Z innych prac prowadzonych w ośrodku warszawskim wymienić też warto prace nad fragmentacją jąder ciężkich w rezultacie zderzenia wysokiej energii. Prace te wskazują, że obserwowanych zjawisk nie można w całości pogodzić z jedyną dobrze opracowaną teorią tego procesu, opartą na modelu wyparowania (J. Pniewski, P. Zieliński i współpr.).

Wymieńmy wreszcie pracę z zastosowaniem silnego impulsowego pola magnetycznego do emulsji. Zasadniczą trudność w pracach prowadzonych techniką emulsyjną przedstawia dla tych energii, z którymi mamy do czynienia dla pierwotnych energii rzędu 10 GeV, pomiar pędu i identyfikacja cząstek wtórnych. We współpracy z CERN-em i Kopenhagą, fizycy warszawscy (Ewa Skrzypeczak i współpr.) atakują z powodzeniem ten problem.

W r. 1954 zorganizowano w Krakowie przy Katedrze Fizyki II AGH grupę kliszową, korzystając z doświadczeń organizacyjnych laboratorium warszawskiego. Tematyka badań laboratorium krakowskiego poszła jednak w innym kierunku. W oparciu o tematykę prac licznikowych, która dotyczyła kaskad elektronowych promieniowania kosmicznego, tematyka krakowskiej grupy kliszowej poszła w kierunku badań procesów elektromagnetycznych bardzo wysokich energii. Badając kaskady elektronowe o energiach ok. 10^{12} eV uzyskano bardzo ciekawe wyniki. Stwierdzono mianowicie istnienie wpływu gęstego ośrodka na prawdopodobieństwo elementarnego procesu wypromieniowania fotonów gamma przez elektrony bardzo wysokich energii. Wyniki fizyków krakowskich (M. Mięśowicz i współpr.) stały się punktem wyjścia późniejszych prac wielu zagranicznych laboratoriów, gdzie wyniki te zostały potwierdzone.

Prace te były również punktem wyjścia dla badań kompensacji ładunków pozytonu i negatonu par elektronowych bardzo wysokich energii w procesie jonizacji. Prace te potwierdziły koncepcje teoretyczne związane z tym zjawiskiem i również były przyczyną rozwinięcia tej tematyki w różnych laboratoriach.

Prace grupy krakowskiej nad kaskadami elektromagnetycznymi wysokich energii można uważać też za dobre przygotowanie do podjęcia, na szeroką skalę zakrojonych, prac nad oddziaływaniami jądrowymi najwyższych energii ($E > 10^{12}$ eV). W ramach międzynarodowej współpracy (głównie z laboratorium w Pradze) uzyskano pierwszą większą próbkę oddziaływań tych energii, przy czym udało się znaleźć i szczegółowo opracować przypadek o energii powyżej 10^{14} eV. Prace te doprowadziły badaczy krakowskich (J. Gierula, M. Mięśowicz, J. Pernegr z Pragi i współpr.) do wniosku, że ogólnie dotąd uznawane teorie wielorodnej produkcji mezonów nie opisują we właściwy sposób oddziaływań w tej dziedzinie energii (10^{12} i wyżej). Badacze krakowscy zaproponowali (1958) tzw. dwucentrowy model wielorodnej produkcji mezonów. Był to fenomenologiczny opis zjawiska, w którego obrazie fizycznym tkwiła struktura nukleonu i możliwość rozpatrywania zderzeń, w których oddziaływające nukleony spotykają się peryferyjnie. Model ten stał się punktem wyjścia bardzo licznych prac doświadczalnych i teoretycznych wykonywanych w wielu ośrodkach zagranicznych.

Kontynuacja tych prac opiera się w chwili obecnej na współpracy z kilkunastoma laboratoriami z różnych krajów, w ramach której laboratorium krakowskie ma do dyspozycji materiały z największych naświetleń emulsji, jakie do tej pory miały miejsce. Pozwoliło to na zaatakowanie szeregu nowych problemów. Wymieńmy tu tylko oddziaływania nukleonu z ciężkimi jądrami oraz jąder z jądrami. Ostatnio grupa krakowska stwierdziła w zakresie energii powyżej 10^{12} eV istnienie zjawiska poprzednio stwierdzonego dla energii o rząd wielkości niższych przez grupę moskiewską, a mianowicie asymetryczną emisję w układzie środka masy zderzających się nukleonów. Zjawisko to jest interpretowane na bazie koncepcji modelu niezależnie emitujących centrów jako emisja z jednego centrum poruszającego się albo w kierunku jednego, albo drugiego ze zderzających się nukleonów.

Centra emitujące, wprowadzone przez fizyków polskich do zagadnienia wielorodnej produkcji, zostały w literaturze zagranicznej nazwane *fire-ballami*. Czy te *fire-balle* są tylko fenomenologicznym opisem zjawiska, czy też przedstawiają jakieś bardzo krótkożyjące stany pośrednie — na to trudno w tej chwili odpowiedzieć.

3. Metoda komór pęcherzykowych

Grupy warszawska i krakowska współpracują z dwoma wielkimi laboratoriami dwóch największych w Europie akceleratorów (ZIBJ — Dubna i CERN — Genewa). Prace związane z tymi laboratoriami wykonywane są przede wszystkim przy pomocy komór pęcherzykowych. Pracownicy nasi wyjeżdżają do tych laboratoriów, biorą udział w naświetlaniu komór (grupa warszawska naświetla też emulsje) i uzyskane w tych i innych naświetleniach materiały opracowuje się w kraju. Dla tych celów została u nas opracowana

aparatura pomiarowa oraz przygotowane programy do maszyny elektronowej. Nasi pracownicy, którzy odbyli dłuższy staż w Dubnie, koncentrowali się na pracy z komorą wypełnioną ksenonem. Komora ksenonowa odznacza się wielką wydajnością rejestracji promieni gamma, stąd też otrzymać z niej można wnioski odnośnie do generacji mezonów π^0 . Otrzymano już ciekawe rezultaty dotyczące widma energetycznego fotonów gamma. W szczególności bardzo ciekawe jest zagadnienie, czy istnieją w zderzeniach jądrowych bardzo wysokich energii inne źródła fotonów gamma niż mezony π^0 . Dotychczas komora była naświetlana mezonami π^- o energii ok. 8 GeV. Obecnie fizycy polscy wspólnie z czechosłowackimi i radzieckimi przygotowują naświetlenie komory ksenonowej wiązką protonów o podobnej energii.

Współpraca fizyków polskich z CERN-em koncentruje się na oddziaływaniach mezonów π^- z protonami w komorze wodorowej. Głównym zagadnieniem tutaj jest opis zderzenia z punktu widzenia problemu istnienia peryferyjnych zderzeń i struktury nukleonu. Okazuje się, że oddziaływania prowadzące do generacji mezonów przebiegają często poprzez nietrwale stany niezwykle krótko żyjące o charakterze rezonansów (rezonanse barionowe i bozonowe). To zagadnienie jest w tej chwili jednym z najbardziej interesujących zagadnień fizyki cząstek elementarnych. Fizycy polscy włączyli się bardzo aktywnie w to zagadnienie.

W laboratorium warszawskim, prócz prac wykonywanych techniką emulsji fotograficznych i komór pęcherzykowych, biegnie również praca nad przygotowaniem komory iskrowej, która okazała się ostatnio bardzo wydajnym narzędziem badawczym w dziedzinie fizyki wysokich energii.

Podsumowanie głównych osiągnięć polskich w zakresie fizyki wysokich energii

W Polsce zostały zorganizowane trzy placówki pracujące w dziedzinie fizyki wysokich energii na poziomie światowym. Są to laboratoria: warszawskie, krakowskie i łódzkie. Rezultaty osiągnięte w dziedzinie hiperjąderek oraz w dziedzinie wielorodnej produkcji cząstek w zderzeniach najwyższych energii są poważnymi osiągnięciami nauki polskiej.

Hiperjądra

Odkrycie faktu, że w reakcji cząstki wysokiej energii z jądrem może powstać fragment, który obok nukleonów zawiera hiperon jest nowym podstawowym faktem z dziedziny fizyki jądrowej i cząstek elementarnych. To odkrycie zapoczątkowało nową dziedzinę fizyki jądrowej, dziedzinę hiperjąderek. Odkrycie izomerii hiperjąderek oraz występowanie ciężkich hiperfragmentów dodało nową informację o własnościach materii jądrowej. Stwierdzenie możliwości związania dwóch hiperonów Λ^0 w jądrze dostarcza nam jedynych doświadczalnych informacji o oddziaływaniu wzajemnym hiperonów Λ^0 .

Model wielorodnej produkcji cząstek przez emisję z niezależnych centrów

Odkrycie odstępstw od ogólnie dotąd uznanych teorii typu statystycznego (Fermi, Heisenberg, Landau) i opisanie obserwowanych zjawisk modelem emisji z niezależnych centrów, stało się punktem zwrotnym poglądów na zagadnienie oddziaływań najwyższych energii. Stało się jasne, że wielką rolę w zjawisku odgrywają zderzenia peryferyjne, których własności wiążą się widocznie ze strukturą cząstek elementarnych.

Wielkie pęki promieniowania kosmicznego

Z prac o wielkim znaczeniu naukowym trzeba jeszcze wymienić poszukiwania fotonów gamma wysokich energii w pierwotnym promieniowaniu kosmicznym. Praca ta jest jeszcze w toku i dotychczasowe rezultaty nie są jeszcze ostateczne.

Wnioski końcowe

Przedstawiony tutaj rozwój prac i osiągnięcia polskich fizyków z dziedziny cząstek elementarnych i oddziaływań jądrowych wysokich energii wskazują na bardzo wysoki poziom prac z tej dziedziny w naszym kraju. Tematyka dotyczy najbardziej aktualnych i frontowych problemów struktury materii. Zasięg tych prac w oparciu o bardzo szeroką współpracę międzynarodową odpowiada potrzebom nauki w tej dziedzinie. Znaczenie tych prac, o ile chodzi o ich wartość naukową jak też i utrzymanie właściwej pozycji nauki polskiej w skali światowej w stosunku do wykorzystywania środków finansowych i kadrowych, jest bardzo wielkie.

Zorganizowanie ośrodków tych badań oraz wykształcenie licznego grona młodych specjalistów w tej dziedzinie stworzyły realne możliwości rozwoju tych kierunków w Polsce.

Dla dalszego rozwoju tych prac i utrzymania pozycji naszej w tej dziedzinie niezbędne jest szersze wprowadzenie automatyzacji pomiarów z wyjściem do szybkiej maszyny cyfrowej.

Na zakończenie pragnę dodać, że prace z zakresu fizyki wysokich energii stały się w ośrodku krakowskim punktem wyjścia do szerokiego rozwinięcia prac nad zastosowaniami fizyki jądrowej w przemyśle.

Zdzisław Pająk

Zespół Fizyki Ciała Stałego Komitetu Fizyki PAN
Instytut Fizyki PAN
Poznań

Fizyka ciała stałego w XX-leciu PRL *

Komitet Fizyki PAN, jako koordynator prac z dziedziny fizyki w Polsce, wydzielił dwa zespoły dla problemów szczególnie ważnych dla rozwoju gospodarki narodowej: Zespół Fizyki Ciała Stałego (zespół 1/4) oraz Zespół Fizyk-Jądrowej (zespół 2/5). Referat poniższy oparty jest na materiałach Zespołu Fizyki Ciała Stałego. Materiały te zbierane były w ciągu wielu lat działalności Zespołu i są zbierane nadal.

Z chwilą, gdy w r. 1963 Prof. dr A. Piekara, dotychczasowy przewodniczący Zespołu, objął przewodnictwo Komitetu Fizyki PAN, przewodnictwo nad dalszymi pracami Zespołu Fizyki Ciała Stałego zostało powierzone autorowi niniejszego artykułu.

* * *

Fizyka ciała stałego obok fizyki jądrowej została uznana za kierunek badań szczególnie ważny dla gospodarki narodowej. Koncentracja kadry, środków materialnych i stworzenie odpowiednich form organizacyjnych doprowadziło do szybkiego rozwoju tego działu fizyki. W okresie międzywojennym pojawiały się jedynie nieliczne prace poświęcone tej problematyce, a początkowy okres powojenny był zbyt trudny, by można mówić o osiągnięciach naukowych na szerszą skalę. Jednak należy docenić ważność tego okresu w przygotowaniu liczniejszej kadry fizyków i zaplecza materialnego zakładów badawczych. W okresie tym zorganizowano szereg zakładów fizyki doświadczalnej wyższych uczelni, zniszczonych całkowicie w czasie wojny, oraz szereg nowych zakładów poprzednio nie istniejących. Rozpoczęto prace nad skoordynowaniem badań i wytyczeniem najważniejszych kierunków. Bujniejszy rozwój fizyki ciała stałego jest związany z powstaniem w r. 1953 Instytutu Fizyki Polskiej Akademii Nauk, którego zakłady współpracują ściśle z wieloma katedrami uniwersyteckimi.

Komitet Fizyki PAN jest głównym koordynatorem badań w dziedzinie fizyki ciała stałego, uprawianych obecnie w około 50 zakładach. Ponadto

* Niniejszy artykuł drukujemy z okazji dwudziestolecia Polski Ludowej (przyp. Red.)

tematyką tą zajmują się niektóre placówki innych instytutów PAN, np. Instytutu Badań Jądrowych i Instytutu Podstawowych Problemów Techniki oraz niektóre instytuty resortowe i laboratoria fizyczne.

Polską fizykę ciała stałego reprezentuje obecnie ponad 200 pracowników naukowych, w tym ok. 50 profesorów i docentów pracujących nie tylko w ośrodkach centralnych takich jak Instytut Fizyki PAN czy Instytut Fizyki Doświadczalnej Uniwersytetu Warszawskiego, lecz również w wielu zakładach rozmieszczonych niemal równomiernie na terenie całego kraju i stanowiących już obecnie silne ośrodki badawcze. Placówki naukowe objęte koordynacją Komitetu Fizyki PAN opracowują obecnie rocznie ponad 300 tematów badań, z czego $\frac{1}{3}$ przypada na placówki PAN. Liczba prac publikowanych rocznie w krajowych i zagranicznych czasopismach naukowych wynosi około 150, z czego ok. 20% deklarowanych jest do bezpośredniego zastosowania w praktyce. Licząca się poważnie w świecie fizyki kadra poza żywą działalnością naukową prowadzi aktywną działalność pedagogiczną mającą ogromne znaczenie dla dalszego rozwoju nie tylko badań fizycznych, ale również wielu innych działów nauki i techniki. Efektywność pracy fizyków doświadczalnych mogłaby być zwiększona znacznie przy odpowiednim powiększeniu kadr pracowników naukowo-technicznych, których liczba stale jest zbyt mała, oraz zaspokojeniu rosnących potrzeb lokalowych wielu zakładów.

Prace fizyków polskich szybko wzrastają w liczbie i wadze naukowej i dzięki dość ożywionym kontaktom z ośrodkami zagranicznymi stają się znane i cenione w świecie fizyki. Wymiana wybitnych specjalistów, długo- i krótkoterminowe staże naukowe młodych pracowników, udział w międzynarodowych zjazdach, konferencjach, szkołach letnich czy seminariach, przyczynia się bardzo do rozwoju fizyki ciała stałego w Polsce.

Omówienie choćby pobieżne osiągnięć placówek zajmujących się problematyką ciała stałego w ciągu XX-lecia PRL jest niezwykle trudne ze względu na bardzo szeroki zakres prowadzonych prac, jak również rozległe powiązania ich z innymi działami fizyki i techniki. Z uwagi na wielkie różnice w skali trudności, jakie napotykali kierownicy poszczególnych placówek przy organizowaniu i rozwijaniu pracowni badawczych, porównanie obiektywne tych osiągnięć nie jest łatwe. Dlatego artykuł ten stanowi jedynie próbę zestawienia osiągnięć, która z wielu względów nie może być całkowicie obiektywna i pełna.

Zgodnie z ustalonymi przez Kongres Nauki Polskiej wytycznymi, dotyczącymi rozwoju fizyki w Polsce, Komitet Fizyki PAN koordynował w swym Zespole Fizyki Ciała Stałego następujące główne kierunki badań:

- A) fizyka i technologia półprzewodników,
- B) fizyka i technologia materiałów magnetycznych,
- C) fizyka i technologia dielektryków,
- D) badania struktury ciał stałych,
- E) badania fizyczne i chemiczne ciał stałych,
- F) elektronika kwantowa ciała stałego.

Chociaż podział ten nie jest adekwatny, odpowiada on jednak pewnym grupom tematycznym, jakie pracują w placówkach objętych koordynacją i planowaniem badań. Podział ten nie jest zresztą stały, gdyż tematyka prac zakładów ulega ciągłej zmianie i niektóre kierunki badań stają się mniej lub bardziej aktualne. Tak jak np. na czoło zagadnień fizyki ciała stałego lat czterdziestych wysunęła się fizyka półprzewodników, tak obecnie w latach sześćdziesiątych czołowym zagadnieniem staje się elektronika kwantowa ciała stałego.

Do najważniejszych placówek prowadzących koordynowane przez Komitet Fizyki PAN badania w dziedzinie fizyki ciała stałego, należą:

PAN	Instytut Fizyki
Ministerstwo Szkolnictwa Wyższego:	
Uniwersytet Warszawski	Katedra Fizyki Ciała Stałego Katedra Fizyki Doświadczalnej Katedra Teorii Ciała Stałego Katedra Krystalografii
Uniwersytet im. Adama Mickiewicza	Katedra Fizyki Teoretycznej Katedra Fizyki Doświadczalnej
Uniwersytet Wrocławski	Katedra Ciała Stałego i Niskich Temperatur Katedra Fizyki Statystycznej
Uniwersytet im. Marii Curie-Skłodowskiej	Katedra Fizyki Ogólnej
Uniwersytet im. Mikołaja Kopernika	Katedra Fizyki Doświadczalnej
Uniwersytet Jagielloński	Katedra Chemii Nieorganicznej
Uniwersytet Łódzki	Katedra Mineralogii i Krystalografii
Politechnika Warszawska	Katedra Fizyki Ogólnej A Katedra Fizyki Ogólnej B Katedra Fizyki Ogólnej D Katedra Fizyki Elektronowej Katedra Budownictwa Ogólnego Katedra Podstaw Telekomunikacji Katedra Mechaniki Technicznej Katedra Radiologii Katedra Chemii Analitycznej Katedra Chemii Nieorganicznej
Politechnika Wrocławska	Katedra Fizyki Katedra Chemii Nieorganicznej I Katedra Technologii Nieorganicznej Katedra Technologii Tworzyw Sztucznych Katedra Elektroniki Ogólnej Katedra Fototechniki Katedra Chemii Fizycznej

Politechnika Gdańska	Katedra Fizyki I
Politechnika Krakowska	Katedra Fizyki
Politechnika Śląska	Katedra Metaloznawstwa
	Katedra Fizyki A
Akademia Górniczo-Hutnicza	Katedra Fizyki I
	Katedra Metalografii i Obróbki Ciepłej
Politechnika Częstochowska	Katedra Fizyki Technicznej
	Katedra Fizyki
Politechnika Szczecińska	Katedra Fizyki
Wyższa Szkoła Rolnicza, Wrocław	Katedra Fizyki

A. Fizyka i technologia półprzewodników

Badania w tej dziedzinie prowadzone są przez 24 placówki i obejmują około 130 tematów. Rozwój badań związany jest z pracami przede wszystkim Katedry Fizyki Ciała Stałego Uniwersytetu Warszawskiego, a od r. 1953 I i II Zakładu Instytutu Fizyki PAN.

Wśród najważniejszych wyników naukowych osiągniętych w okresie XX-lecia należy wyszczególnić następujące: Opracowanie metody oczyszczania i krystalizacji czystego boru i krzemu oraz zbadanie struktury β -romboedrycznej odmiany boru. Opracowanie oryginalnych metod rentgenowskich badania rozmieszczenia dyslokacji w kryształach. Skonstruowanie punkowego źródła promieni X, prototypu spektrometru do badania defektów w kryształach, trójkryształowego spektrometru rentgenowskiego. Przeprowadzenie badań optycznych półprzewodników grupy $A^{II} B^{VI}$ (zagadnienia struktury krawędzi absorpcyjnej, ekscytonów, częstości plazmowych). Prace teoretyczne i doświadczalne w zakresie teorii transportu i w szczególności zjawisk termomagnetycznych w półprzewodnikach. Badania zjawisk fotoelektrycznych. Badania podstawowych własności optycznych półprzewodników grupy $A^{III} B^V$. Badania wpływu promieniowania jądrowego na własności elektronowe półprzewodników.

Badania dielektryczne półprzewodników takich jak selen, tlenek miedziowy i inne oraz opracowanie podstaw naukowych nowej metody produkcji fabrycznej prostowników selenowych. Badania procesów relaksacyjnych na powierzchni germanu. Badania własności półprzewodników organicznych — otrzymanie szeregu nowych fotopółprzewodników.

Badania własności półprzewodnikowych związków $A_3^{II} B_2^V$, a mianowicie Zn_3As_2 , Cd_3As_2 przy zastosowaniu pomiarów przewodnictwa elektrycznego, efektu Halla oraz siły termoelektrycznej. Podanie mechanizmu przewodnictwa elektrycznego polikryształicznych metatytanianów Mg, Ca, Sr, Ba na podstawie pomiarów przewodnictwa elektrycznego i siły termoelektrycznej.

Opracowanie teorii efektu Faradaya w germanie. Badania teoretyczne struktury pasmowej białej cyny oraz przewodnictwa domieszkowego w germanie i krzemie.

Opracowanie technologii otrzymywania cienkich warstw półprzewodników typu $A_3^{\text{II}} B_2^{\text{V}}$ (Cd_3As_2).

Badania foto- i elektroluminescencji siarczkowych fosforów krystalicznych, fotoczułości spieków polikrystalicznego CdS oraz własności elektrooptycznych złącz *p-n* selenku cynku. Opracowanie prototypu detektora podczerwieni oraz detektorów promieniowania jonizującego. Prace nad zastosowaniem elementów półprzewodnikowych do urządzeń chłodniczych. Prace związane z techniką nanosekundową. Badania elektroluminoforów.

B. Fizyka i technologia materiałów magnetycznych

Badania prowadzone są przez 10 placówek i obejmują około 70 tematów. Rozwój badań w tej dziedzinie związany jest głównie z pracami III Zakładu Instytutu Fizyki PAN.

Do najważniejszych wyników naukowych XX-lecia można zaliczyć:

Opracowanie teorii nowych zjawisk w antyferromagnetykach. Otrzymanie wzorów na podatność magnetyczną w wysokim stopniu przybliżenia. Uzyskanie szeregu nowych wyników dotyczących teorii fal spinowych. Podanie i uzasadnienie matematyczne nowej metody badania zakresu stabilności nadstruktur, zastosowanej do nadstruktur regularnych.

Opracowanie metod produkcji elementów mikrofalowych takich jak izolatory i cyrkulatory ferrytowe.

Opracowanie kwantowej teorii domen ferromagnetycznych. Obliczenie przewodnictwa elektrycznego metali w silnych polach magnetycznych. Opracowanie termodynamiki statystycznej antyferromagnetyków. Zbadanie wpływu wodoru katodowego na własności magnetyczne cienkich warstw niklu. Zbadanie zjawiska superparamagnetyzmu w stopach Cu—Co. Badania lepkości magnetycznej stopów Fe—Si i własności magnetycznych ferrytów Ni—Zn i ferrytów barowych.

Zbadanie własności magnetycznych szeregu związków międzymetalicznych, jak wodorków metali i związków uranu (stwierdzenie ferromagnetyzmu w UH_3 i antyferromagnetyzmu w UOTe).

Uogólnienie metody funkcji Greena na dowolny spin. Opracowanie prototypu przyrządu do magnetycznego badania lin stalowych. Opracowanie prototypu anizometru elektrooporowego.

Opracowanie technologii wytwarzania anizotropowych magnesów trwałych z układu Fe—Al—Co—Cu—Ti.

Opracowanie technologii wytwarzania miękkich i twardych ferrytów.

Badania własności magnetycznych, fizycznych i strukturalnych cienkich warstw magnetycznych.

Badania rezonansów w ferrytach, własności ferromagnetyków w zakresie mikrofal.

C. Fizyka i technologia dielektryków

Badania prowadzone są przez 9 placówek i obejmują około 30 tematów.

Rozwój badań w tej dziedzinie związany jest przede wszystkim z pracami Zakładu IV Instytutu Fizyki PAN.

Do najważniejszych osiągnięć tej dziedziny badań w okresie XX-lecia należy zaliczyć:

Opracowanie teorii ferro- i antyferroelektrycznych układów wiązań wodoropodobnych. Opracowanie technologii wytwarzania polikrystalicznych ferroelektryków typu tytanianu baru o wielkiej przenikalności elektrycznej i minimalnym współczynniku termicznym. Opracowanie metody hodowli monokryształów ferroelektrycznych BaTiO_3 , czystych i z domieszkami, oraz hodowli monokryształów ferroelektrycznych z roztworów wodnych. Znalezienie nowego piezoelektryka — pentaboranu amonu o własnościach piezoelektrycznych zbliżonych do kwarcu. Badania zjawisk starzenia się ferroelektryków i zjawisk opóźnionych. Badania własności ferroelektryków pod bardzo wysokimi ciśnieniami hydrostatycznymi (40 tys. at.). Badania efektów napromieniowania neutronami, promieniami X i γ w ferroelektrykach. Badania domenowe mechanizmu polaryzacji elektrycznej. Opracowanie metod wytwarzania i badania ceramicznych antyferroelektryków. Opracowanie i zbadanie układów ferroelektryk-metal nie ulegających starzeniu. Opracowanie nowego modelu ferroelektryków typu perowskitu. Opracowanie teorii nukleacji domen. Opracowanie temperaturowej metody badania własności dielektrycznych BaTiO_3 .

Obszerne opracowanie ogólnej teorii oddziaływań molekularnych uwzględniającej rotację międzyrobinową i wiązania wodorowe. Znalezienie trzech nowych rodzajów nasycenia dielektrycznego i ich ogólna interpretacja teoretyczna. Znalezienie nowego rodzaju polaryzowalności nieliniowej polegającej na przesunięciu równowagi statystycznej *trans-gauche* w polu elektrycznym. Znalezienie efektu nasycenia dielektrycznego w polu magnetycznym.

Opracowanie jednolitej teorii dziewięciu nieliniowych zjawisk orientacji molekularnej zachodzących pod wpływem zewnętrznego pola elektrycznego, magnetycznego lub optycznego.

Otrzymanie impulsowych pól magnetycznych rzędu 400 kOe do badań optycznych dielektryków.

Badanie zmian polarności elektretów organicznych.

Opracowanie metody inwersyjnej pomiaru stałej dielektrycznej proszków.

Badanie własności dielektrycznych i piezoelektrycznych kryształów jonowych (KCl z domieszką SrCl_2).

D. Badania struktury ciał stałych

Badania prowadzone są przez 11 placówek i obejmują około 30 tematów.

Do najważniejszych osiągnięć tej dziedziny badań, uprawianych głównie w ośrodku wrocławskim, w okresie XX-lecia należy zaliczyć:

Ustalenie nieznanych dotąd struktur szeregu związków, takich jak: arsenek tytanu (TiAs) i cyrkonu (ZrAs), tytaniany baru (BaO_4TiO_2), i strontu (2SrO TiO_2 i $3\text{SrO } 2\text{TiO}_2$) oraz oksycyanorenian potasu ($\text{K}_3\text{ReO}_2(\text{CN})_4$).

Badania struktur pirofosforanów i piroarsenianów różnych metali oraz związków międzymetalicznych renu i technetu.

Wykonanie szeregu prac dotyczących wytrzymałości materiałów oraz omawiających zagadnienia fizyki tworzyw sztucznych.

Opracowanie metod otrzymywania kryształów nitkowych (whiskerów) oraz badania emisji polowej.

Badania własności elektrycznych i cieplnych związków ceramicznych tlenków metali.

Badania wzrostu kryształów jonowych czystych i z kontrolowanymi domieszkami w różnych warunkach oraz badanie zmian wewnętrznych, zachodzących w tych ciałach pod wpływem promieniowań o dużych energiach.

Badania efektów dynamicznych interferencji promieni X w monokryształach.

Badania rekrytalizacji metali metodą mikroskopii elektronowej.

Badania migracji powierzchniowej niklu i żelaza, desorpcji elektrycznej metodą mikroskopii polowej.

Opracowanie technologii otrzymywania emiterów wolframowych dla mikroskopii polowej.

E. Badania fizyczne i chemiczne ciał stałych

Badania prowadzone są przez 11 placówek i obejmują około 90 tematów.

Do najważniejszych osiągnięć tej dziedziny badań w okresie XX-lecia należy zaliczyć:

Zbadanie wpływu ruchliwości atomów wodoru na ciepła molowe wodorków tytanu, wanadu i niobu w zakresie temperatur 23—360°K.

Badanie kinetyki wygaszania optycznego i termicznego centrów barwnych w kryształach KCl, wywołanych przez naświetlanie promieniami γ .

Badanie nadprzewodnictwa cienkich warstw ołowiu w temperaturze ciekłego helu.

Zbadanie wpływu promieniowania jonizującego na elektryzację pyłu KCl. Przeprowadzenie badań dotyczących mechanizmu elektryzacji materiałów półprzewodnikowych.

Badanie oporu elektrycznego whiskerów w polu magnetycznym.

Opracowanie metody pomiaru i wykonanie pomiaru współczynnika emisji wtórnej z katod prasowanych.

Badanie egzoemisji z metali.

Opracowanie metody otrzymywania zawieszin regularnych mikrokryształów

bromku srebra oraz kryształów mieszanych bromku i jodku srebra o bardzo równomiernej wielkości i jednakowych formach krystalograficznych.

Przeprowadzenie pomiarów dyfuzji żelaza w niklu i samodyfuzji srebra.

Przeprowadzenie badań nad elektroluminescencją anod glinowych. Wykonanie szeregu prac dotyczących spektroskopii w obszarze bliskiej podczerwieni kryształów związków organicznych, fotoprzewodnictwa i własności optycznych monokryształów KCl z centrami talu metalicznego.

Badanie wpływu uporządkowania na dyfuzję kadmu w stopach magnez-kadm.

Obszerne badania o ważnym znaczeniu dla przemysłu, dotyczące ruchu ciał stałych na sprężystym podłożu.

Badanie własności smarów.

Wykonanie prac dotyczących nadprzewodnictwa cienkich warstw, cienkich drutów mono- i polikrystalicznych oraz prac dotyczących elektrodynamiki i struktury stanu pośredniego.

Opracowanie technologii zimnych katod MgO.

Badanie procesów fizycznych metodą znakowania atomów.

Prace teoretyczne z zakresu teorii informacji.

F. Elektronika kwantowa ciała stałego

Badania tej najmłodszej dziedziny fizyki ciała stałego rozpoczęto w Polsce w roku 1959 pracami nad maserem amoniakalnym w IV Zakładzie Instytutu Fizyki PAN.

Obecnie nad zagadnieniem elektroniki kwantowej pracuje 8 placówek badawczych, które prowadzą około 30 tematów.

Do najważniejszych osiągnięć należy:

Uruchomienie laserów rubinowych oraz maserów gazowych helowo-neonowych pracujących w podczerwieni.

Uruchomienie masera krystalicznego.

Uruchomienie amoniakalnego masera gazowego.

Zbudowanie spektrometrów mikrofalowych do elektronowego rezonansu paramagnetycznego.

Zbudowanie spektrometru o wysokiej zdolności rozdzielczej do jądrowego rezonansu paramagnetycznego.

Zbudowanie spektrometrów do badania ciał stałych metodą jądrowego rezonansu paramagnetycznego.

Zbudowanie spektrometru do badań rezonansu kwadrupolowego.

Opracowanie teorii zjawisk nieliniowych przygotowującej badania doświadczalne w dziedzinie optyki laserowej.

Opracowanie termodynamiki maserów w uogólnionym formalizmie termodynamiki.

* * *

Przedstawione wyżej zestawienie z pewnością niekompletne i nie uwzględniające szeregu trudno uchwytnych osiągnięć wielu placówek badawczych ilustruje w pewnej mierze rozwój fizyki ciała stałego w Polsce. Wielka liczba opracowywanych zagadnień, zakończonych oryginalnymi, ważkimi wynikami, ich rozległe powiązanie wzajemne oraz ich powiązania z techniką, ich aktualność w odniesieniu do bieżącej tematyki rozwijanej w przodujących w nauce krajach świadczy, iż ta gałąź fizyki jest dobrym przykładem szybkiego i wszechstronnego rozwoju nauki polskiej w okresie XX-lecia.

Adam Strzałkowski

Instytut Fizyki Jądrowej w Krakowie

Instytut Fizyki Uniwersytetu Jagiellońskiego — Studium w Katowicach

Fizyka jądrowa niskich energii w ośrodku krakowskim w latach 1945-64 *

Prace naukowo-badawcze z zakresu fizyki jądrowej rozpoczęto w Krakowie już w pierwszych latach po zakończeniu drugiej wojny światowej. Skupiały się one w Instytucie Fizyki Uniwersytetu Jagiellońskiego, pod kierunkiem prof. dr Henryka Niewodniczańskiego.

Rozpoczęto tam badania w jedynej dostępnej wówczas ze względów aparaturowych dziedzinie, a mianowicie dziedzinie promieniowania kosmicznego. W miarę jednak upływu czasu fizyka jądrowa niskich energii zaczęła się wykrystalizowywać jako główny kierunek badań tego ośrodka. Równocześnie z pewnymi eksperymentami wykonywanymi z użyciem naturalnych źródeł promieniotwórczych podjęto budowę dwu akceleratorów, a mianowicie Akceleratora Jonów z Generatorem Elektro-Statycznym (AJGES) oraz cyklotronu o średnicy nabiegunków 48 cm. W roku 1952 zostaje utworzony na terenie Instytutu Fizyki Uniwersytetu Jagiellońskiego Zakład Fizyki Jądra Atomowego Instytutu Fizyki Polskiej Akademii Nauk, w którym koncentrują się prace nad zagadnieniami fizyki jądrowej.

Zasadniczy zwrot i postęp w organizacji ośrodka badawczego fizyki jądrowej w Krakowie nastąpił w roku 1955, kiedy to Rząd PRL i Partia powzięły decyzję zakupu w Związku Radzieckim urządzeń podstawowych do badań w zakresie fizyki jądrowej, a mianowicie reaktora i cyklotronu. Decyzja ta zastała już w Krakowie sporą kadrę specjalistów o pewnym doświadczeniu zarówno w zakresie samej problematyki naukowej, jak i techniki doświadczalnej fizyki jądrowej. Wpłynęło to na lokalizację jednego z tych urządzeń, a mianowicie cyklotronu, na terenie Krakowa. Utworzony został wtedy w Krakowie Zakład II Fizyki Jądra Atomowego nowo powstałego Instytutu Badań Jądrowych, który stopniowo przekształcony został w roku 1959 w Ośrodek Fizyki Jądrowej w Krakowie, a w roku 1961 uzyskał całkowitą niezależność jako Instytut Fizyki Jądrowej w Krakowie (rys. 1).

Twórcą, organizatorem i kierownikiem tej placówki był we wszystkich stadiach jej rozwoju prof. dr H. Niewodniczański.

* Niniejszy artykuł drukujemy z okazji dwudziestolecia Polski Ludowej (pizyp. Red.).

Badania w zakresie doświadczalnej fizyki jądrowej niskich energii skupione są w Krakowie w dwóch Pracowniach Reakcji Jądrowych A i B, Pracowni Spektrometrii Beta i Pracowni Spektrometrii Gamma Instytutu Fizyki Jądrowej, a także ściśle z nimi współpracującymi Katedrą Fizyki Doświadczalnej UJ



Rys. 1. Ogólny widok Instytutu Fizyki Jądrowej w Krakowie (Foto JAPP — IFJ Kraków)



Rys. 2. Nowy budynek Instytutu Fizyki Uniwersytetu Jagiellońskiego w Krakowie

wraz z Zakładem w Studium UJ w Katowicach oraz w Katedrach Fizyki Jądrowej i Badań Strukturalnych UJ (rys. 2). Ta zapoczątkowana w pierwszym okresie i stale kontynuowana współpraca dotyczy zarówno zagadnień naukowych, jak i pracy dydaktycznej.

Prace doświadczalne z fizyki jądrowej prowadzone są w ośrodku krakowskim zasadniczo w dwu kierunkach:

1) Badania reakcji jądrowych w celu uzyskania informacji zarówno o mechanizmie reakcji, jak i o strukturze jąder atomowych.

2) Badania w zakresie spektroskopii jądrowej prowadzone zarówno metodami spektroskopii promieni β , jak metodami spektroskopii γ , a mające na celu wyznaczenie parametrów struktury jąder atomowych.

Obok tych głównych kierunków od samego początku istnienia ośrodka krakowskiego prowadzone w nim były badania z dziedzin pokrewnych, przy użyciu metod fizyki jądrowej. Należy tu w pierwszym rzędzie wymienić badania struktury materii, prowadzone metodami rozpraszania powolnych neutronów, magnetycznego rezonansu jądrowego, a ostatnio także przy zastosowaniu zjawiska Mössbauera. W ostatnich latach coraz więcej uwagi poświęca się również pracy nad zastosowaniami fizyki jądrowej w różnych gałęziach techniki, rolnictwa i innych dziedzinach gospodarki narodowej. Prace te nie będą ujęte w tym przeglądzie dotyczącym tylko fizyki jądrowej.

Prace z dziedziny spektroskopii jądrowej

W pierwszym okresie rozwoju ośrodka krakowskiego główny nacisk położono na przygotowanie odpowiednich kadr pracowników naukowych, głównie drogą naukowych praktyk zagranicznych. I tak K. Grotowski zajmuje się podczas stażu w Fizyko-Technicznym Instytucie w Leningradzie zagadnieniami pomiarów czasów życia krótkożyciowych stanów jąder neutrono-deficytowych [14, 15, 16]. W Instytucie Fizyki Uniwersytetu w Uppsali Z. Grabowski zajmuje się zagadnieniami spektroskopii promieni β , publikując z tej dziedziny wiele prac naukowych [22, 36, 37, 38, 39, 50, 57, 58, 66, 67, 78]. Również zagadnieniami spektroskopii β zajmował się podczas stażu w Fizyko-Technicznym Instytucie w Leningradzie J. Kormicki [17], a S. Kopta w tymże Instytucie prowadził prace nad problemami wzbudzenia coulombowskiego.

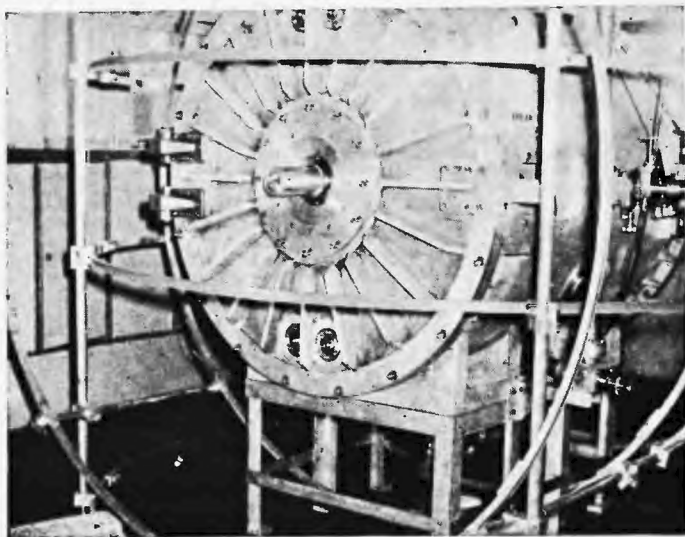
Zagadnieniami pomiarów momentów magnetycznych stanów wzbudzonych jąder zajmuje się A. Hrynkiewicz w czasie swego pobytu w Massachusetts Institute of Technology, Cambridge (USA). Wspólnie z M. Deutchem i R. F. Stieningiem opracowuje różniczkową metodę pomiarów tych momentów magnetycznych, nadającą się szczególnie dobrze dla krótkożyciowych stanów wzbudzonych [23]. Pomiarami momentów magnetycznych stanów wzbudzonych jąder zajmował się również S. Ogaza podczas swego pobytu w Instytucie Fizyki Uniwersytetu w Uppsali [61, 81].

Równocześnie w Krakowie przygotowywana była aparatura naukowo-badawcza do prac z dziedziny spektroskopii promieniowań jądrowych. Z większych zbudowanych w Instytucie Fizyki Jądrowej i Instytucie Fizyki Uniwersytetu Jagiellońskiego urządzeń przeznaczonych do prac w tych dziedzinach wymienić należy:

1) Magnetyczny spektrometr promieni β z cienką soczewką. Osiągane przy jego pomocy zdolności rozdzielcze wynoszą 3%, przy średnicy źródła 5 mm. Posiada on świetlność 0,3%. Nadaje się do badania widm prostych i widm elektronów w koincydencji z promieniami γ .

2) Spektrograf promieni β z jednorodnym polem magnetycznym zadany trwałymi magnesami. Przy szerokości źródła 0,1 mm uzyskać w nim można zdolności rozdzielcze około 0,03%. Przyrząd ten przeznaczony jest do wyznaczania energii przejść γ przez pomiar energii elektronów konwersji wewnętrznej oraz do wyznaczania multipolowości przejść γ w jądrach atomowych przez pomiar stosunków natężeń elektronów konwersji wewnętrznej z różnych podpowłok [84, 98].

3) Podwójny magnetyczny spektrometr β z grubymi soczewkami. Odznacza się on dużą świetlnością, około 3%, i zdolnością rozdzielczą 2,5% przy średnicy



Rys. 3. Podwójny bezrdzeniowy spektrometr promieni β typu toroidalnego Instytutu Fizyki Jądrowej w Krakowie (Foto JAFF — IFJ Kraków)

źródła 5 mm. Daje możliwość pomiaru zarówno widm prostych, jak i koincydencji elektron-elektron i korelacji kątowych elektron- γ .

4) Podwójny magnetyczny bezrdzeniowy spektrometr promieni β typu toroidalnego. Po uruchomieniu w ostatnim czasie tego wielkiego narzędzia uzyskano zdolności rozdzielcze rzędu 0,8% przy świetlności około 10%. Oczekiwane parametry: zdolność rozdzielcza 0,5% przy średnicy źródła 5 mm i świetlności około 15%, będą mogły być osiągnięte po poprawieniu stabilizacji i wygładzania prądu zasilającego. Jest on przeznaczony do pomiarów koincydencji elektron-elektron lub elektron- γ (rys. 3).

Do prac nad spektroskopią promieni γ przeznaczone są następujące większe urządzenia:

1) Aparatury do pomiarów kołowej polaryzacji promieni γ i korelacji kierunkowo-polaryzacyjnej.

2) Układ koincydencyjny typu „Fast-Slow“ o czasowej zdolności rozdzielczej około 2,5 nsek dla energii 511—511 keV [54].

3) Zautomatyzowana aparatura do pomiarów korelacji kierunkowych promieniowania γ .

Pierwsze wykonane w Krakowie prace ze spektroskopii jądrowej dotyczyły oddziaływania promieniowania γ z materią. Były to prace A. Hrynkiewicza dotyczące efektów tworzenia par elektronowych [1, 3, 4, 5, 9].

Głównym kierunkiem badań w dziedzinie spektroskopii promieni β były prace nad pomiarami widm elektronów wewnętrznej konwersji, szczególnie dla neutrono-deficytowych izotopów promieniotwórczych pierwiastków ziem rzadkich [99]. Od szeregu lat prace nad tymi izotopami prowadzone są w systematycznej współpracy z Laboratorium Problemów Jądrowych Zjednoczo-

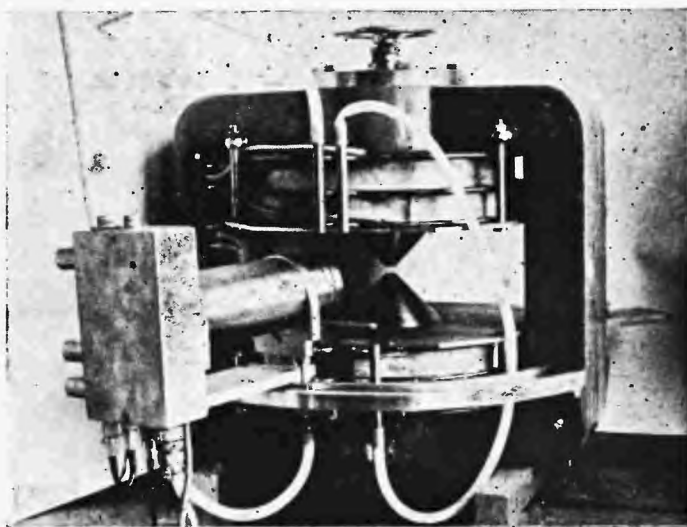


Fig. 4. Aparatura do pomiarów momentów magnetycznych krótkożyciowych stanów wzbudzonych jąder atomowych w Instytucie Fizyki Jądrowej w Krakowie (Foto Knapik — IFJ Kraków)

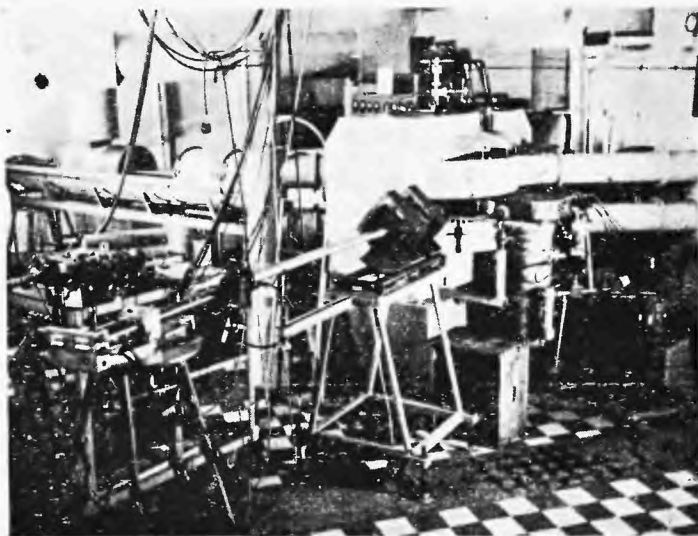
tego Instytutu Badań Jądrowych w Dubnej, gdzie izotopy te otrzymuje się z reakcji spalacji wywołanej protonami o energii 680 MeV.

W dziedzinie spektroskopii promieni γ pomiary momentów magnetycznych stanów wzbudzonych jąder stanowią najważniejszą grupę prac badawczych (rys. 4). Instytut Fizyki Jądrowej w Krakowie należy do nielicznych na świecie laboratoriów, w których wykonywane są tego rodzaju pomiary, przy czym pomiary krakowskie wyróżniają osiągnięte tu szczególnie duże dokładności. Metodą rotacji korelacji kątowych wyznaczono moment magnetyczny stanu rotacyjnego o energii 113 keV jądra ^{177}Hf [52], a metodą różniczkową moment magnetyczny dla poziomu 482 keV jądra ^{181}Ta [53].

Warto w tym miejscu podkreślić, że w Krakowie, w Instytucie Fizyki Uniwersytetu Jagiellońskiego, od szeregu lat prowadzone są prace mające na celu wyznaczanie parametrów stanów jądrowych, a w szczególności elektromagnetycznych momentów jąder, z pomiaru widm optycznych. Z pomiarów

nadształtnej struktury linii widmowych F. Leś wyznaczył elektryczne momenty kwadrupolowe jąder ^{121}Sb i ^{123}Sb [44], a L. Gąbła kwadrupolowy moment elektryczny dla promieniotwórczego jądra ^{152}Eu [56, 97].

Metodę badania korelacji kątowych $\gamma\text{-}\gamma$ stosowano do wyznaczania spinów wzbudzonych jąder, jak na przykład dla jądra ^{146}Eu [70]. Pomiary zaniku korelacji kątowych $\gamma\text{-}\gamma$ dostarczyły również informacji o oddziaływaniach elektrycznych pól pozajądrowych, z elektrycznym momentem kwadrupolowym jądra ^{181}Ta [51], a także o oddziaływaniach magnetycznych jądra ^{155}Gd w stanie wzbudzonym o energii 87 keV z powłoką elektronową [72].



Rys. 5. Cyklotron o średnicy nabiegowników 48 cm Instytutu Fizyki Jądrowej w Krakowie (Foto JAFF – IFJ Kraków)

Dla szeregu jąder wyznaczono czasy życia stanów wzbudzonych w obszarze nanosekundowym [51, 71]. Metodą koincydencji $\gamma\text{-}\gamma$ badano schematy poziomów jąder i wyznaczono na przykład nowy układ poziomów w ^{166}Er [29, 30] i ^{146}Eu [70].

Odnotać tu należy również zbadanie natury poziomu o energii 806 keV jądra ^{234}U i przejścia monopolowego $0^+ \rightarrow 0^+$ z tego stanu [47, 62].

Mały cyklotron Instytutu Fizyki Jądrowej (rys. 5), uruchomiony w roku 1956, od szeregu lat służy do prac z dziedziny wzbudzenia coulombowskiego. Stosując przyspieszane w tym cyklotronie protony o energiach 1,28 MeV i cząstki α o energiach 5 MeV przebadano dla wielu jąder wzbudzenie coulombowskie. Na szczególną uwagę zasługują nie opublikowane jeszcze wyniki S. Kopty otrzymane przy naświetlaniu jąder ^{103}Rh protonami o energiach w zakresie 0,9 do 1,3 MeV i cząstkami α o energii 5 MeV. Stwierdzono przy tym występowanie opóźnionej aktywności z metastabilnego stanu 40 keV

w ^{103}Rh , który jest zasilany z wyższego 365 keV poziomu wzbudzonego, a nie przez bezpośrednie elektryczne oktopolowe wzbudzenie coulombowskie.

Przy współpracy z Centralnym Instytutem Fizyki Jądrowej w Rossendorfie (NRD) zakres prac nad wzbudzeniem coulombowskim został rozszerzony na energie cząstek α około 20 MeV, przyspieszanych w cyklotronie Instytutu w Rossendorfie. Zbadano przy tym wzbudzenie coulombowskie jąder ^{209}Bi przez cząstki α o energiach 27,25 MeV i 19,7 MeV. Wyznaczono zredukowane prawdopodobieństwa przejść dla poziomów 0,91 MeV, 1,6 MeV i 2,6 MeV i zaproponowano nową interpretację schematu przejść dla jądra ^{209}Bi .

Prace z dziedziny reakcji jądrowych

Wobec braku akceleratorów w ośrodku krakowskim w pierwszym okresie jego istnienia prace z reakcji jądrowych wykonywane były przy pomocy promieniowania γ z naturalnych ciał promieniotwórczych. Należą tu, prowadzone na terenie Instytutu Fizyki Uniwersytetu Jagiellońskiego pod kierunkiem prof. dr H. Niewodniczańskiego, prace nad absorpcją neutronów [7, 8] i nad rozkładami katowymi fotonutronów powstających w berylu w wyniku reakcji $^9\text{Be}(\gamma, n)^8\text{Be}$ przy naświetlaniu promieniami γ ze źródła torowego [10]. J. Janik zmierzył absorpcję selektywną neutronów powolnych w selenie i arsenie posługując się fotonutronami wytworzonymi w Be przez promienie γ ze źródła radowego [2].

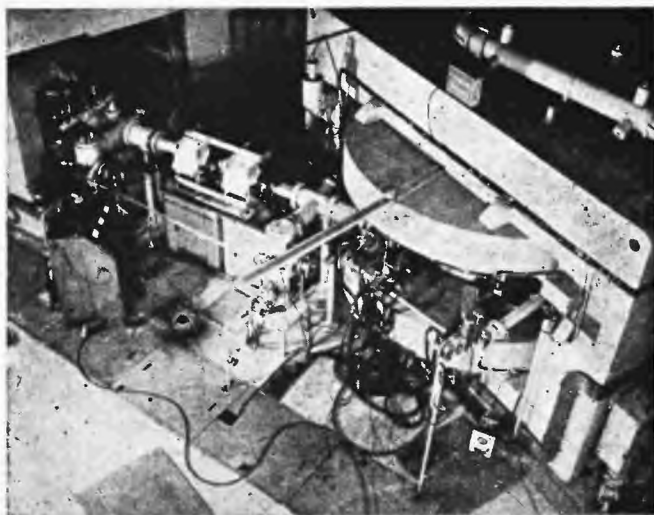
Jak już wspomniano uprzednio prowadzone były równocześnie prace nad rozszerzeniem bazy aparaturowej dla prac nad reakcjami jądrowymi przez budowę akceleratora elektrostatycznego i małego cyklotronu o średnicy nabiegunników 48 cm. Uruchomienie tych urządzeń w roku 1956 pozwoliło rozszerzyć nieco zakres prowadzonych badań, a w pierwszym rzędzie umożliwiło nabycie niezbędnego doświadczenia eksperymentalnego w pracach z fizyki jądrowej niskich energii.

Obecnie podstawowym narzędziem badawczym ośrodka krakowskiego do prac nad reakcjami jądrowymi jest zakupiony w ZSRR cyklotron *U 120* o średnicy nabiegunników 120 cm przyspieszający deuterony do energii około 13 MeV i cząstki α do energii 26 MeV (rys. 6). Cyklotron ten został uruchomiony w listopadzie 1958 roku [95].

Równocześnie z pracami nad budową Instytutu i uruchomieniem jego największego narzędzia — cyklotronu *U 120* — przygotowywana jest podobnie jak w wypadku spektroskopii jądrowej, kadra specjalistów do prac w zakresie reakcji jądrowych, głównie przez dłuższe staże zagraniczne pracowników Instytutu. Staże te odbywały się w przodujących ośrodkach europejskich wyposażonych w cyklotrony i zajmujących się tematyką zbliżoną do wybranej dla ośrodka krakowskiego. Wymienić tu należy Instytuty: Instytut Fizyki Ukraińskiej Akademii Nauk w Kijowie, Fizyko-Techniczny Instytut Akademii

Nauk ZSRR w Leningradzie, Instytuty Fizyki Uniwersytetów w Liverpoolu i Birmingham w Wielkiej Brytanii oraz Uniwersytety w Bazylei i Zurichu w Szwajcarii. Większość tych praktyk naukowych była ściśle związana z obroną z góry tematyką przyszłych Pracowni Reakcji Jądrowych Instytutu, tzn. z reakcjami bezpośredniego oddziaływania i modelem optycznym, a także modelem statystycznym reakcji jądrowych.

Spośród wykonanych za granicą prac naukowych wymienić należy prace nad polaryzacją protonów w rozproszeniach elastycznych [19, 28], polaryzacją deuteronów w rozproszeniu elastycznym i nad asymetrią protonów pochodzących ze strippingu ze spolaryzowanymi deuteronami [25, 28] wykonane



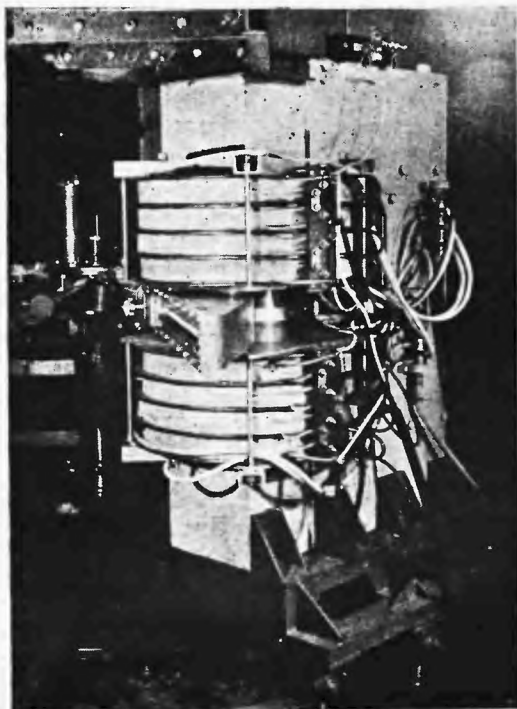
Rys. 6. Cyklotron $U\ 120$ Instytutu Fizyki Jądrowej w Krakowie (Foto JAFF — IFJ Kraków)

przez A. Strzałkowskiego w Laboratorium Fizyki Jądrowej Uniwersytetu w Liverpoolu. S. Świerszczewski przebywając w tym samym ośrodku wykonuje prace nad reakcjami strippingu deuteronów [33], elastycznym rozpraszaniem cząstek ^3He [48] i reakcjami wywołanymi przez cząstki ^3He [49], a A. Budzanowski zajmuje się bardzo ważnym zagadnieniem wyznaczania asymetrii w nieelastycznym rozproszeniu spolaryzowanych protonów [31]. W Instytucie Fizyki Uniwersytetu w Birmingham (Wielka Brytania) K. Grotowski wykonuje bardzo dokładne pomiary polaryzacji protonów o energii 9 MeV w elastycznym rozproszeniu na jądrach miedzi [90], dające wraz z pomiarami różniczkowego przekroju czynnego i całkowitego przekroju czynnego na reakcje najdokładniejszy obecnie układ kompletnych pomiarów dla wyznaczenia parametrów modelu optycznego.

Zagadnieniami modelu statystycznego reakcji jądrowych zajmuje się Z. Lewandowski w czasie pobytu w Instytucie Fizyki Uniwersytetu w Bazylei (Szwajcaria). Bada on tam nieelastyczne rozproszenie neutronów o energii 14,7 MeV na jądrach ^{238}U [46]. Otrzymane niezgodności z modelem Newtona

stara się wyjaśnić zakładając nadprzewodnikową strukturę jądra ^{238}U [85]. Pracując również w Szwajcarii w Instytucie Fizyki Politechniki w Zurychu L. Jarczyk zajmuje się reakcjami (n, γ) [40, 42], wskazując między innymi w swych pracach na możliwość zastosowania reaktora jądrowego jako bardzo silnego źródła promieni γ o widmie liniowym i energiach do 11 MeV [43].

W kraju równocześnie z uruchomieniem cyklotronu podjęto intensywne prace nad konstrukcją aparatury do badań reakcji jądrowych. Spośród skon-



Rys. 7. Magnetyczny spektrometr jonów Instytutu Fizyki Jądrowej w Krakowie (Foto JAFF — IFJ Kraków)

struowanych i zbudowanych w Instytucie Fizyki Jądrowej większych urządzeń wymienić należy:

1) Różnego typu komory rozproszeń pozwalające na pomiar rozkładów kątowych w szerokim zakresie kątów bez naruszania próżni w systemie próżniowym [89]. Umieszczenie tych komór na specjalnym ruchomym zdalnie sterowanym stoliku pozwala na bardzo szybkie ustawienie osi komory w kierunku wiązki cząstek.

2) Magnetyczny spektrometr jonów pozwalający na pomiar rozkładów kątowych cząstek w zakresie kątów od -30° do $+145^\circ$ i widm cząstek w szerokim zakresie energii (np. dla deuteronów od 3 do 13 MeV) ze zdolnością rozdzielczą energetyczną około 110 keV (wliczając w to rozmycie energetyczne wiązki z cyklotronu). (rys. 7).

3) Urządzenie do pomiaru polaryzacji neutronów z gazowym helowym licznikiem scyntylacyjnym jako analizatorem polaryzacji i zarazem analizatorem energii neutronów [92].

4) Dwa układy magnetycznych soczewek kwadrupolowych do pomiarów polaryzacyjnych.

Rozwijane były również, przeznaczone do badania reakcji jądrowych, specjalne techniki detekcji cząstek, jak wspomniany już wyżej gazowy licznik scyntylacyjny, teleskopy liczników pozwalające na rozróżnianie różnych rodzajów cząstek oraz detektory półprzewodnikowe.

Jedna z większych grup badań wykonanych przy pomocy krakowskiego cyklotronu $U\ 120$ dotyczyła reakcji jądrowych bezpośredniego oddziaływania, przy czym głównym celem tych prac było uzyskanie informacji o pewnych aspektach struktury jąder.

Reakcje jądrowe bezpośredniego oddziaływania zachodzą skutkiem oddziaływania cząstki bombardującej z jednym nukleonem jądra tarczy, pewną grupą tych nukleonów lub określonym kolektywnym stopniem swobody tego jądra. Właśnie dzięki temu mechanizmowi reakcje te dostarczają cennych informacji o strukturze jądra.

Typowymi reakcjami jądrowymi bezpośredniego oddziaływania są reakcje strippingu, np. (d, p) , (d, n) , $(^3\text{He}, d)$, reakcje pick up, np. (n, d) , (p, d) , $(d, ^3\text{He})$ i reakcje nieelastycznego rozpraszania cząstek. Reakcje wszystkich wymienionych wyżej typów studiowane były w Krakowie. Głównym problemem dotychczasowych prac było przy tym zbadanie struktury jąder z obszaru powłoki $2s-1d$.

Stany jednocząstkowe jąder mogą być dobrze badane w reakcjach typu strippingu czy pick up, w których nukleon zostaje pochwycony na pewien stan jednocząstkowy względnie wyrwany ze stanu jednocząstkowego. Do prac nad reakcjami tego typu należą wykonane w Krakowie prace dotyczące reakcji $(d, ^3\text{He})$ na jądrach ^{27}Al i ^{32}S [64, 76, 88]. Uzyskane z tych pomiarów eksperymentalne rozkłady kątowe porównano z krzywymi obliczonymi na gruncie teorii fal płaskich. Jakkolwiek poprawną wersją teorii tego rodzaju procesów jest teoria fal zaburzonych, to jednak teoria fal płaskich może nam dostarczyć poprawnych wartości stosunków szerokości zredukowanych dla przejść do różnych stanów wzbudzonych jąder końcowych, w naszym wypadku jąder ^{26}Mg i ^{31}P . Pozwoliło to na zaproponowanie pewnego modelu stanów wzbudzonych tych jąder na gruncie teorii Nilssona, jakkolwiek w wypadku jądra ^{31}P nie jest wykluczona również możliwość zinterpretowania otrzymanych wyników na gruncie modelu wzbudzonego rdzenia.

Pierwsze historycznie prace wykonane przy użyciu krakowskiego cyklotronu dotyczyły również reakcji strippingu. Były nimi prace nad pomiarami rozkładów kątowych i energetycznych [82] oraz polaryzacji [18, 20, 75] neutronów z reakcji $^{12}\text{C}(d, n)^{13}\text{N}$. Do pomiaru polaryzacji posłużono się przy tym wyznaczeniem asymetrii w rozproszeniu neutronów na helu w helowym liczniku proporcjonalnym. Dalszym krokiem w ulepszeniu techniki pomiarów polary-

zacji neutronów było zastąpienie licznika proporcjonalnego przez gazowy helowy licznik scyntylicyjny, przez co poprawiono znacznie energetyczną zdolność rozdzielczą [92]. Urządzenie to zastosowano do pomiaru polaryzacji neutronów z reakcji $D(d, n)$ dla trzech różnych energii deuteronów [87]. Pomiarzy te pozwoliły na usunięcie nieokreśloności znaku polaryzacji, otrzymanej we wcześniejszych pomiarach innych autorów.

Pick up dwu nukleonów badany był w reakcjach (d, α) na kilku lekkich nuklidach (B, F, Al) [32]. Otrzymane rozkłady kątowe porównywano tu również z krzywymi teoretycznymi obliczonymi na gruncie teorii fal płaskich, starając się wyciągnąć pewne wnioski dotyczące mechanizmu tych procesów.

Rozproszenia nieelastyczne deuteronów badano dla jąder ^{27}Al [63] i ^{28}Si [86], przy energii deuteronów 12,8 MeV. Dzięki zastosowaniu spektrometru magnetycznego o zdolności rozdzielczej rzędu 1% możliwe było oddzielenie grup deuteronów odpowiadających nieelastycznemu rozproszeniu do kilku pierwszych stanów wzbudzonych tych jąder.

Dla uzyskania informacji o strukturze tych jąder krzywe eksperymentalne rozkładów kątowych porównano z krzywymi teoretycznymi obliczonymi na gruncie dyfrakcyjnej teorii rozproszenia, a także we współpracy z Uniwersytetem w Oxfordzie z krzywymi obliczonymi na podstawie najlepszej i najściślejszej obecnie formy teorii uwzględniającej sprzężenie między kanałem rozproszenia nieelastycznego i kanałem wejściowym [100]. Wyniki tych pomiarów i ich analizy teoretycznej wskazują na stosowność dla jądra ^{27}Al modelu wzbudzonego rdzenia, według którego stany wzbudzone tego jądra traktować możemy jako kolektywne wzbudzenia stanu 2^+ rdzenia ^{28}Si sprzężone z jednocząstkowym stanem $d_{5/2}$ dziury protonowej.

Dla poprawnej interpretacji wyników eksperymentów dotyczących reakcji bezpośredniego oddziaływania konieczna jest znajomość oddziaływania bombardujących cząstek z jądrami tarczy, a także cząstek emitowanych z jądrem końcowym. Podczas gdy dla nukleonów oddziaływanie z jądrami jest zupełnie dobrze znane i podano nawet ostatnio potencjał uniwersalny tego oddziaływania, pozwalający na opis zjawisk rozpraszania w całym prawie obszarze nuklidów i w szerokim zakresie energii przy pomocy niewielu tylko wolnych parametrów, to problem oddziaływania z jądrami cząstek złożonych takich jak deutron czy cząstka α jest ciągle jeszcze daleki od tego stanu. Tym zagadnieniom poświęcona była największa grupa prac z reakcji jądrowych wykonanych w ośrodku krakowskim.

Dla pełnego opisu oddziaływania i jednoznacznego wyznaczenia parametrów potencjału optycznego opisującego to oddziaływanie wymagane są możliwie dokładne dane eksperymentalne obejmujące możliwie pełny zespół obserwacji. Obok zatem rozkładów kątowych cząstek rozproszonych elastycznie dane te winny obejmować również pomiary całkowitych przekrojów czynnych na reakcje, a dla cząstek ze spinem również pomiary polaryzacji.

Rozkłady kątowe cząstek w rozproszeniu elastycznym zmierzone w Krakowie obejmują dwa następujące zespoły danych:

1) dla deuteronów o energii 12,8 MeV na jądrach Be, C, O, Mg, Al, Si, S, Ca, Ti, ^{58}Ni , ^{60}Ni , Au, Bi [21, 55, 63, 65, 73, 77, 86, 100], dla deuteronów o energii 12,1 MeV na jądrach S i Ca [65], dla deuteronów o energii 11,4 MeV na jądrach Al i S [65] i dla deuteronów o energii 9,8 MeV na jądrach Al [65];

2) dla cząstek α o energii 24,7 MeV na jądrach O, Mg, Al, Si, Ca, Mn, Co, Ni, Cu, Ge, Zr, Ag, In, Sn, Hf, W, Au, Bi, U [74, 96].

Szczególnie cenny jest zespół pomiarów dla cząstek α , gdyż stanowi on najobszerniejszy obecnie na świecie układ danych dotyczących elastycznego rozpraszania cząstek α .

Zestawiając wyniki dotyczące rozpraszania deuteronów na różnych, szczególnie lekkich, nuklidach stwierdzono przy tym występowanie pewnego efektu nie obserwowanego dla nukleonów, a polegającego na zanikaniu jednego z maksimum w rozkładzie kątowym dla jąder o liczbie masowej powyżej pewnej wielkości [77, 65]. Porównanie własnych wyników z wynikami obcymi wykonanymi przy innych energiach wskazuje na to, że przy ustalonej energii maksimum to zanika dla jąder o liczbach masowych powyżej pewnej wartości, a dla ustalonego nuklidu dla energii deuteronów niższej od pewnej granicznej. Jakkolwiek formalnie efekt ten może być opisany przez model optyczny, jak to pokazały rachunki wykonane w Oak Ridge National Laboratory (USA), fizyczna przyczyna jego występowania nie jest jeszcze dostatecznie wyjaśniona.

Podobny efekt można również zauważyć dla rozpraszania cząstek α . Szczególnie interesujący jest tu zauważony dla rozpraszania na pewnych nuklidach, np. na Ca, wzrost przekroju czynnego (liczonego w stosunku do przekroju czynnego Rutherforda) dla dużych wstecznych kątów rozpraszania.

Dla uzyskania możliwie kompletnych danych eksperymentalnych, dotyczących oddziaływania deuteronów z jądrami, podjęto również w Krakowie eksperyment mający na celu wyznaczenie całkowitego przekroju czynnego na reakcje dla deuteronów o energii 12,8 MeV. Pomiaru takie wykonane zostały dla nuklidów ^{12}C , ^{58}Ni , ^{60}Ni i ^{209}Bi metodą sumowania cząstkowych przekrojów czynnych na reakcje różnych typów [55, 73]. Wykonane we współpracy z Laboratorium Fizyki Jądrowej Uniwersytetu w Oxfordzie na gruncie modelu optycznego rachunki dla pomiarów krakowskich wskazują na powierzchniowy charakter absorpcji deuteronów. Należy podkreślić, że wykonane w Krakowie pomiary całkowitych przekrojów czynnych na reakcje są pierwszymi tego rodzaju pomiarami wykonanymi na świecie dla deuteronów.

Daleko zaawansowane są w Krakowie prace nad przygotowaniem własnego programu obliczeń przy pomocy modelu optycznego, przeznaczonego na maszynę Urał II Centrum Obliczeniowego Polskiej Akademii Nauk w Warszawie. Obecnie rachunki takie dla pomiarów krakowskich wykonywane były w Oak Ridge National Laboratory (USA), Centre d'Etudes Nucléaires w Saclay (Francja) i w Laboratorium Fizyki Jądrowej Uniwersytetu Oxfordzkiego. Szczególnie owocna była współpraca z tym ostatnim Laboratorium.

Osobną grupę prac nad reakcjami jądrowymi stanowią prace wykonane przy udziale również fizyków radzieckich i warszawskich w Laboratorium

Reakcji Jądrowych Zjednoczonego Instytutu Badań Jądrowych w Dubnej [34, 35, 68, 93, 94]. Prace te dotyczą reakcji jądrowych z ciężkimi jonami przyspieszonymi na dwu wielkich cyklotronach tego Laboratorium. Stosując oryginalną technikę pomiaru aktywności neutronów opóźnionych badano w tych pracach reakcje transferu nukleonów. Tego rodzaju badania będą mogły — jak się wydaje — dostarczyć informacji o powierzchniowej strukturze jąder atomowych. Posługując się głównie jonami ciężkimi przyspieszonymi w cyklotronie o średnicy 3 m Instytutu w Dubnej, wykonano pomiary przekroju czynnego i funkcji wzbudzenia dla reakcji transferu wielu nukleonów. Bardzo interesujące są uzyskane w tym Laboratorium przez E. Łożyńskiego z Krakowa, jeszcze nie opublikowane, wyniki dotyczące rozkładów kątowych w reakcjach przejścia.

Ostatnio są na ukończeniu w Instytucie Fizyki Jądrowej w Krakowie prace nad uruchomieniem generatora szybkich neutronów z reakcji $T(d, n)$. Uzyskanie tego nowego podstawowego narzędzia pozwoli na rozszerzenie zakresu prac nad reakcjami jądrowymi również na reakcje z szybkimi neutronami.

Planuje się również i czyni starania nad uzyskaniem dla Krakowa drugiego większego cyklotronu z modulacją przestrzenną pola magnetycznego, który pozwalałby na otrzymanie protonów o energiach rzędu kilkudziesięciu MeV.

Daje się również coraz silniej odczuwać ostatnio potrzeba stworzenia w Krakowie ośrodka obliczeniowego wyposażonego w szybko liczące maszyny cyfrowe, gdyż stosowana obecnie praktyka korzystania z maszyn takich w Warszawie, czy nawet za granicą, jest i zbyt uciążliwa, i niedostateczna.

Na zakończenie wspomnieć jeszcze należy o wynikach Ośrodka Krakowskiego w dziedzinie szkolenia kadr specjalistów z fizyki jądrowej. Od szeregu lat w Uniwersytecie Jagiellońskim przy ścisłej współpracy z Instytutem Fizyki Jądrowej prowadzona jest specjalizacja studiów fizyki w zakresie fizyki jądra atomowego. Wykształcono już w Ośrodku Krakowskim wielu magistrów fizyki tej specjalności, około dwudziestu doktorów i przeprowadzono dwie habilitacje. Obecnie specjalizację z fizyki jądrowej przewiduje się również w nowo otwartym Studium Uniwersytetu Jagiellońskiego w Katowicach.

Wykaz publikacji z doświadczalnej fizyki jądrowej niskich energii ośrodka krakowskiego

1950 r.

- [1] A. Z. Hrynkiwicz, *On the Angular Distribution of Electron Pairs Created in Lead by Gamma-Rays of ThC*. Acta phys. Polon., **10**, 251 (1950).
- [2] J. A. Janik, *On the Selective Absorption of Thermal Neutrons in Se and As*. Acta phys. Polon., **10**, 261 (1950).

1951 r.

- [3] A. Z. Hrynkiewicz, *On the Absorption in Aluminium of Electron Pairs Created in Lead by Gamma-Rays of ThC*. Acta phys. Polon., **11**, 15 (1951).
- [4] A. Z. Hrynkiewicz, *On the Dependence of the Cross-Section for Pair Production on the Atomic Number Z*. Acta phys. Polon., **11**, 263 (1951).

1953 r.

- [5] A. Z. Hrynkiewicz, *On the Dependence of the Cross-Section for Pair Production on the Atomic Number Z*. Bull. Acad. Polon. Sci., Cl. III, **1**, 49 (1953).
- [6] H. Niewodniczański, M. Wielowiejska, *3.20 MeV Radiation of the ThD Determined by the Photographic Method*. Bull. Acad. Pol. Sci., Cl. III, **1**, 293 (1953).
- [7] M. Wielowiejska, *On the Statistical Photographic Method of the Determining the Cross-Section for the Absorption of the Slow Neutrons*. Acta phys. Polon., **12**, 8 (1953).
- [8] M. Wielowiejska, *On the Application of Nuclear Emulsion Method to the Determination of the Absorption Coefficient for Slow Neutrons*. Bull. Acad. Pol. Sci., Cl. III, **1**, 60 (1953).

1954 r.

- [9] A. Z. Hrynkiewicz, *On the Dependence of the Cross-Section for Pair Production on the Atomic Number Z*. Acta phys. Polon., **13**, 205 (1954).
- [10] H. Niewodniczański, M. Wielowiejska, *Angular Distribution of Photo-Neutrons from Beryllium*. Bull. Acad. Pol. Sci., Cl. III, **2**, 25 (1954).

1955 r.

- [11] J. Szymakowski, *Dyfuzyjna komora mgłowa do badania promieniowania jonizującego*. Zeszyty Nauk. UJ Mat.-Fiz.-Chem., **1**, 203 (1955).
- [12] S. Wiktor, *The Energetic Part of the Gamma-Ray Spectrum of ThD Determined with the Aid of Diffusion Cloud Chamber*. Bull. Acad. Pol. Sci., Cl. III, **3**, 321 (1955).

1956 r.

- [13] L. Jarczyk, Z. Lewandowski, *Application of the Hershell Effect for Selective Brasing of Background in Nuclear Emulsion*. Acta phys. Polon., **15**, 143 (1956).

1957 r.

- [14] E. E. Berłowicz, K. Grotowski, M. P. Bonitz, W. I. Breslav, P. N. Preobrażenskij, *Issledowanie wremen žizni nižnich urowniej jader wobuždaemych pri elektronnom zachwat*. Izv. Akad. Nauk SSSR, **21**, 1643 (1957).
- [15] E. E. Berłowicz, K. Grotowski, M. P. Bonitz, L. A. Gorodinskij, *Half life of the 264 keV excited level of ¹⁹²Er*. ŽETF, **33**, 1523 (1957).

1958 r.

- [16] E. E. Berłowicz, K. Grotowski, M. P. Bonitz, W. I. Breslav, B. N. Preobrażenski, *Half life on the Excited Levels of Neutron Deficient Isotopes*. Nucl. Phys., **6**, 672 (1958).
- [17] J. Żylicz, J. Kormicki, B. P. Peregud, *Stabilizacja postojannogo toka s ispolzowaniem pola postojannogo magnita w kaczestwie opornoj wielicziny*. Dokl. VIII Sowieszcz. po Jad. Spektr., Leningrad (1958).

1959 r.

- [18] A. Budzanowski, K. Grotowski, H. Niewodniczański, J. Nurzyński, *The Polarization of Neutrons from the $^{12}\text{C}(d, n)^{13}\text{N}$ Reaction*. Bull. Acad. Pol. Sci., Cl. III, **7**, 583 (1959).
- [19] M. A. Al-Jeboori, M. S. Bokhari, A. Strzałkowski, B. Hird, *The Polarization of Protons Elastically Scattered from Oxygen at 8.7 MeV*. Proc. Phys. Soc., **74**, 705 (1959).

1960 r.

- [20] A. Budzanowski, K. Grotowski, H. Niewodniczański, J. Nurzyński, *La Polarization de Neutrons de la Reaction de Stripping $^{12}\text{C}(d, n)^{13}\text{N}$* . Journ. Phys. Radium, **21**, 366 (1960).
- [21] N. Cindro, M. Cerineo, A. Strzałkowski, *Elastic Scattering of 13 MeV Deuterons on Al*. Nucl. Phys., **21**, 38 (1960).
- [22] Z. Grabowski, S. Gustafsson, J. Marklund, J. B. Häller, *Angular Correlation Measurements in ^{136}Ba* . Nucl. Phys., **20**, 159 (1960).
- [23] A. Z. Hrynkiewicz, *Pomiary momentów magnetycznych krótkożyciowych stanów wzbudzonych jąder*. Post. Fiz., **11**, 521 (1960).
- [24] A. Hrynkiewicz, M. Deutsch, *Life time of the 165 keV Transition in ^{52}Mn* . Bull. Am. Phys. Soc., **5**, 454 (1960).
- [25] M. A. Al-Jeboori, M. S. Bokhari, A. Strzałkowski, B. Hird, *Polarization in Deuteron Elastic Scattering from Carbon at 6 MeV*. Proc. Phys. Soc., **75**, 875 (1960).
- [26] Z. Lewandowski, M. Makowska-Rzeszutko, Z. Wróbel, *Fading of Tracks of Alpha Particles in Nuclear Emulsions and a Method for the Correction of the Visibility of Alpha-Particles Tracks in the Gamma Background*. Acta phys. Polon., **19**, 599 (1960).
- [27] A. Strzałkowski, B. Hird, *Deuteron Stripping with Polarized Deuterons*. Proc. Phys. Soc., **75**, 868 (1960).
- [28] A. Strzałkowski, M. S. Bokhari, M. A. Al-Jeboori, B. Hird, *The Polarization of Protons in Elastic Scattering and the Justification of Optical Model*. Proc. Phys. Soc., **75**, 502 (1960).

1961 r.

- [29] E. Bożek, H. Niewodniczański, S. Ogaza, S. Szymczyk, Y. V. Norsejew, *Energy Levels in ^{166}Er Nucleus*. Acta phys. Polon., **20**, 257 (1961).
- [30] E. Bożek, H. Niewodniczański, S. Ogaza, S. Szymczyk, T. Walczak, I. A. Yutlandow, *Gamma Vibrational Levels in ^{166}Er* . Acta phys. Polon., **20**, 351 (1961).
- [31] A. Budzanowski, R. W. Clift, B. Hird, *Inelastic Protons Asymmetries at 9 MeV*. Nucl. Phys., **27**, 193 (1961).

- [32] N. Cindro, M. Cerineo, A. Strzałkowski, (*d, alpha*) Reactions on some Light Nuclei at 13 MeV. Nucl. Phys., **24**, 107 (1961).
- [33] A. W. Dalton, G. Parry, H. D. Scott, S. Świerszczewski, The $^{58}\text{Ni}(d, p)^{59}\text{Ni}$ and $^{60}\text{Ni}(d, p)^{61}\text{Ni}$ Reactions. Proc. Phys. Soc., **77**, 682 (1961).
- [34] G. N. Flerow, L. Pomorski, J. Tys, V. V. Wołkov, Investigations of the Transfer Reactions in the Bombardment of Nuclei with Heavy Ions by Means of Delayed Neutron Detection. Proc. Symp. on Nucl. Inst., Harwell (1961).
- [35] G. N. Flerow, W. W. Wołkow, L. Pomorski, J. Tys, Obrazowanie jader ^{17}N pri obłuczeni niektórych elementow tjażelymi jonami. ŻETF, **41**, 1365 (1961).
- [36] T. R. Gerholm, B. C. Pettersson, B. van Nooijen, Z. Grabowski. Penetration Matrix Elements and Nuclear Structure Effects in Tl^{203} . Nucl. Phys., **24**, 177 (1961).
- [37] Z. Grabowski, Gamma-Gamma Angular Correlation Measurements in Gd^{152} . Ark. Fys., **20**, 177 (1961).
- [38] Z. Grabowski, B. van Nooijen, Gamma-Gamma Directional Correlation in Hg^{200} . Ark. Fys., **16**, 479 (1961).
- [39] Z. Grabowski, B. G. Pettersson, T. R. Gerholm, J. E. Thun, Penetration Matrix Elements and Nuclear Structure Effects in Ta^{231} . Nucl. Phys., **24**, 251 (1961).
- [40] L. Jarczyk, J. Lang, R. Müller, W. Würfli, Untersuchung der Reaktion $^{209}\text{Bi}(n, \text{gamma})^{210}\text{Bi}$ mit einer Gamma-Gamma Koinzidenz Methode. Helv. phys. Acta, **34**, 457 (1961).
- [41] L. Jarczyk, J. Lang, R. Müller, W. Würfli, (*n, gamma*) Wirkungsquerschnitte für Li, Be und C. Helv. phys. Acta, **34**, 483 (1961).
- [42] L. Jarczyk, J. Lang, R. Müller, W. Würfli, Photoausbeute und Antwortfunktionen einiger Szintillationkristalle für Gamma Energien bis 11 MeV. Helv. phys. Acta, **34**, 488 (1961).
- [43] L. Jarczyk, H. Knopfel, J. Lang, R. Müller, W. Würfli, The Nuclear Reactor as a High Intensity Source of Discrete Gamma Rays up to 11 MeV. Nucl. Inst. and Meth., **13**, 287 (1961).
- [44] F. Leś, Nuclear Electric Quadrupole Moment of ^{121}Sb and ^{123}Sb . Acta phys. Polon., **9**, 775 (1961).
- [45] Z. Lewandowski, P. Huber, R. Wagner, Messung des Neutronenspektrums einer Pu—Be Quelle. Helv. phys. Acta, **34**, 457 (1961).
- [46] Z. Lewandowski, R. Plattner, G. Poppelbaum, Inelastische Streuung von 14.7 MeV Neutronen an ^{238}U . Helv. phys. Acta, **34**, 815 (1961).
- [47] E. Łożyński, Własności elektrycznego przejścia monopolowego o energii 811 keV w jądrze ^{234}U . Praca doktorska, Uniwersytet Jagielloński (1961).
- [48] G. Parry, H. D. Scott, S. Świerszczewski, The Elastic Scattering of ^3He by C, Mg, Al and Cu. Proc. Phys. Soc., **77**, 230 (1961).
- [49] G. Parry, H. D. Scott, S. Świerszczewski, The Angular Distributions of Alpha Particles Groups from the Reaction $^{24}\text{Mg}(^3\text{He}, \text{alpha})^{23}\text{Mg}$. Proc. Phys. Soc., **77**, 1024 (1961).
- [50] B. G. Petterson, T. R. Gerholm, Z. Grabowski, B. van Nooijen, Penetration Matrix Elements and Nuclear Structure Effects in Tl^{201} . Nucl. Phys., **24**, 196 (1961).

1962 r.

- [51] E. Bożek, A. Z. Hryniewicz, Z. Konieczny, S. Ogaza, M. Rybicka, S. Szymczyk, The Attenuation of the Angular Correlation of ^{181}Ta 133—482 keV Cascade in Liquids. Rep. IFJ Nr. 155 (1962); Physica, **28**, 705 (1962).
- [52] E. Bożek, A. Z. Hryniewicz, Z. Konieczny, M. Rybicka, S. Szymczyk, Nuclear g-Factor of the 113 keV Rotational State in Hf^{177} . Rep. IFJ Nr. 156 (1962); Acta phys. Polon., **21**, 307 (1962).

- [53] E. Bożek, A. Z. Hryniewicz, J. Styczeń, *g-Factor of the 482 keV Level of Ta¹⁸¹ Measured with the Differential Method*. Rep. IFJ Nr. 158 (1962); Phys. Lett., **1**, 126 (1962).
- [54] E. Bożek, A. Z. Hryniewicz, T. Walczak, G. Zapalski, *Fast-Slow Coincidence Circuit with Time to Pulse-Height Converter for a Nanosecond Range*. Nukleonika, **7**, 669 (1962).
- [55] A. Budzanowski, K. Grotowski, *Elastic Scattering Angular Distributions and Total Reaction Cross-Sections for the Interaction of 12.8 MeV Deuterons with ⁵⁸Ni and ⁶⁰Ni Nuclei*. Rep. IFJ Nr. 201 (1962); Phys. Lett., **2**, 280 (1962).
- [56] L. Gabła, *The Isotope Shift Effect in the Optical Radiation of Radioactive Nuclide ¹⁵²Eu*. Acta phys. Polon., **21**, 305 (1962).
- [57] Z. Grabowski, T. E. Thun, M. L. El-Nesr, W. D. Hamilton, *A Search for Nuclear Structure Effects in ¹⁶⁹Tm*. Z. Phys., **167**, 111 (1962).
- [58] W. D. Hamilton, Z. Grabowski, J. E. Thun, *Angular Correlation and Resonant Scattering in ¹¹⁷Sn*. Nucl. Phys., **29**, 21 (1962).
- [59] A. Z. Hryniewicz, *On the Differential Method of g-Factor Measurement of Short-Lived Excited Nuclear States*. Rep. IFJ. Nr. 157 (1962); Nucl. Inst. and Meth., **16**, 317 (1962).
- [60] P. Huber, Z. Lewandowski, R. Plattner, C. Poppelbaum, R. Wagner, *Neutronenspektrum einer Pu-Be Quelle*. Helv. phys. Acta, **35**, 557 (1962).
- [61] E. Karlsson, E. Mathias, S. Ogaza, *The Giromagnetic Ratio of the First Rotational State in Hf¹⁷⁸*. Ark. Fys., **22**, 257 (1962).
- [62] E. Łożyński, H. Niewodniczański, *Some Experiments on the Electric Monopole Transition in U²³⁴*. Acta phys. Polon., **22**, 91 (1962).
- [63] H. Niewodniczański, J. Nurzyński, J. Wilczyński, *Elastic and Inelastic Scattering of 12.8 MeV Deuterons on ²⁷Al Nuclei*. Rep. IFJ Nr. 204 (1962); Proc. Int. Symp. on Dir. Int. and Nucl. React. Mech., Padua, 824 (1962).
- [64] F. Pellegrini, S. Wiktor, *A Study of ²⁷Al(d, ³He)²⁶Mg Reaction*. Phys. Lett., **1**, 236 (1962).
- [65] A. Strzałkowski, *Energy Dependence of the Deuteron Elastic Scattering for Nuclei in the Region of A = 40*. Rep. IFJ Nr. 202 (1962); Phys. Lett., **2**, 121 (1962).
- [66] J. E. Thun, Z. Grabowski, M. S. El-Nasr, G. Bruce, *Possible Nuclear Structure Effects in Lu¹⁷⁵*. Nucl. Phys., **29**, 1 (1962).
- [67] J. E. Thun, Z. Grabowski, W. D. Hamilton, M. S. El-Nasr, *Angular Correlation Measurements in Hf¹⁷⁷*. Nucl. Phys., **29**, 13 (1962).
- [68] W. W. Wołkow, L. Pomorski, J. Tys, G. N. Flerow, *Nabludzenie reakcji podchwata trzech neutronów i reakcji srywa trzech protonów pri wzaimodeistwi ionow N¹⁴ i Ne²⁰ s jadrami C, Al, Cu i Ta*. ŽETF, **42**, 635 (1962).
- [69] W. W. Wołkow, L. Pomorski, J. Tys, G. N. Flerow, *Reakcji peredaczi 2n i 3n pri oblu-czeni Al, Cu i Ta ionami N¹⁵ i N¹⁴*. ŽETF, **43**, 865 (1962).

1963 r.

- [70] E. Bożek, H. Niewodniczański, S. Ogaza, M. Rybicka, J. Styczeń, *Gamma-Gamma Directional Correlation in ¹⁴⁶Eu*. Rep. IFJ Nr. 231 (1962); Acta phys. Polon., **24**, 131 (1963).
- [71] E. Bożek, A. Z. Hryniewicz, S. Ogaza, M. Rybička, J. Styczeń, *The Half Life of the 57 keV First Excited State in Pr¹⁴³*. Rep. IFJ Nr. 283 (1963); Phys. Lett., **6**, 89 (1963).
- [72] E. Bożek, A. Z. Hryniewicz, S. Ogaza, J. Styczeń, *Magnetic Interaction of the ¹⁵⁵Gd Nucleus in the 87 keV Excited State with the Electronic Shell*. Rep. IFJ Nr. 299 (1963).
- [73] A. Budzanowski, L. Freindl, K. Grotowski, M. Rzeszutko, M. Słapa, J. Szmider, P. E. Hodgson, *Elastic Scattering and Total Reaction Cross-Sections for the Interaction of 12.8 MeV Deuterons with ¹²C, ⁵⁸Ni, ⁶⁰Ni and ²⁰⁹Bi Nuclei*. Rep. IFJ Nr. 257 (1963); Nucl. Phys., **49**, 144 (1963).

- [74] A. Budzanowski, K. Grotowski, S. Micek, H. Niewodniczański, J. Śliż, A. Strzałkowski, H. Wojciechowski, *Studies of Scattering of 25 MeV Alpha-Particles on Atomic Nuclei*. Coll. on Low En. Nucl. Phys., Tihany (1963).
- [75] A. Budzanowski, K. Grotowski, H. Niewodniczański, J. Nurzyński, M. Słapa, *Polarizacja neutronów w reakcji $^{12}\text{C}(d, n)^{13}\text{N}$* . II Wsiesoj. Konf. po Jad. Reak. pri Mal. i Sr. Ener., Moskwa (1963).
- [76] A. Budzanowski, F. Pellegrini, S. Wiktor, *The $(d, ^3\text{He})$ Reaction on Sulphur Nuclei*. Rep. IFJ Nr. 288 (1963).
- [77] L. Freindl, H. Niewodniczański, J. Nurzyński, M. Słapa, A. Strzałkowski, *Elastic Scattering of 12.8 MeV Deuterons on some Light Nuclei*. Rep. IFJ Nr. 203 (1962); Acta phys. Polon., **23**, 619 (1963).
- [78] Z. Grabowski, S. Gustafsson, G. Bäckström, *Search for Two-Quantum Decay in $^{114}\text{In}^m$* . Nucl. Phys., **38**, 648 (1963).
- [79] K. Grotowski, *Zagadnienia modelu optycznego dla deuteronów*. Nukleonika, **8**, 289, 355 (1963); Rep. IFJ Nr. 242 (1963).
- [80] A. Z. Hrynkiewicz, S. Szymczyk, T. Walczak, G. Zapalski, F. Baldeweg, G. Stiller, *Coulomb Excitation of Bismuth with Alpha-Particles*. Rep. IFJ Nr. 285 (1963); Phys. Lett., **6**, 326 (1963).
- [81] E. Karlsson, E. Matthias, S. Gustafsson, K. Johansson, A. G. Svensson, P. da RochaAndrade, S. Ogaza, *g-Factors of the First Excited States in ^{175}Lu and ^{203}Tl* . Proc. Int. Meet. on Extranucl. Pert. in Ang. Corr., Uppsala (1963).
- [82] N. Kolonko, Z. Lewandowski, M. Makowska-Rzeszutko, H. Niewodniczański, S. Wiktor, Z. Wróbel, *Energy and Angular Distributions of the Neutrons from Stripping Reaction $^{12}\text{C}(d, n)^{13}\text{N}$* . Rep. IFJ Nr. 200 (1962); Acta phys. Polon., **23**, 225 (1963).
- [83] S. Kopta, *Cyklotron o średnicy nabiegowników 48 cm Instytutu Fizyki Jądrowej w Krakowie*. Post. Techn. Jądr., **639** (1963).
- [84] J. Kormicki, *Duży spektrograf na promienie beta z jednorodnym polem magnetycznym zadany magnesami trwałymi*. Post. Techn. Jądr., **52** (1963).
- [85] Z. Lewandowski, *Superconductivity of the ^{238}U Nucleus — a Possible Explanation of the Measured Nuclear Temperature*. Rep. IFJ Nr. 259 (1963); Phys. Lett., **6**, 342 (1963).
- [86] H. Niewodniczański, J. Nurzyński, A. Strzałkowski, *Elastic and Inelastic Scattering of 12.8 MeV Deuterons on ^{28}Si Nuclei and Core Excitation in ^{27}Al Nucleus*. Rep. IFJ Nr. 263 (1963); Journ. de Phys., **24**, 944 (1963).
- [87] H. Niewodniczański, J. Szmider, J. Szymakowski, *Polarization of Neutrons from the $\text{D}(d, n)^3\text{He}$ Reaction for Deuteron Energies between 5.9 and 11.3 MeV*. Rep. IFJ Nr. 262 (1963); Journ. de Phys., **24**, 871 (1963).
- [88] F. Pellegrini, S. Wiktor, *A Study of $(d, ^3\text{He})$ Reaction Leading to ^{26}Mg* . Rep. IFJ Nr. 207 (1962); Nucl. Phys., **40**, 412 (1963).
- [89] H. Rapacki, *Dział Konstrukcyjny Instytutu Fizyki Jądrowej w Krakowie. Przegląd skonstruowanych urządzeń i aparatury*. Post. Techn. Jądr., **707** (1963).
- [90] A. B. Robbins, K. A. Grotowski, G. W. Greenlees, *Polarization of 9.4 MeV Protons Elastically Scattered from Copper*. Phys. Rev., **130**, 707 (1963).
- [91] A. Strzałkowski, *Zagadnienia elastycznego rozpraszania deuteronów na jądrach atomowych*. Rep. IFJ Nr. 241 (1963); Nukleonika, **8**, 301, 371 (1963).
- [92] J. Szmider, J. Szymakowski, *The High Pressure Helium-Xenon Gas Scintillation Counter as a Fast Neutrons Energy and Spin Polarization Analyser*. Rep. IFJ Nr. 266 (1963).
- [93] W. W. Wołkow, L. Pomorski, J. Tys, G. N. Flerow, *Izuczenie reakcji peredaczi przy wzajemnej interakcji ciężkich jonów z jądrami z pomocą zapadających neutronów*. Preprint ZIBJ Nr. 1192 (1963).
- [94] W. W. Wołkow, L. Pomorski, J. Tys, J. Wilczyński, *Izuczenie reakcji peredaczi dwóch neutronów przy obświetleniu izotopów cirkonia Zr^{90} , Zr^{92} i Zr^{94} ionami N^{15}* . ŽETF, **45**, 897 (1963).
- [95] *Pięćdziesiąt lat pracy Cyklotronu Krakowskiego*. Rep. IFJ Nr. 294 (1963).

1964 r.

- [96] A. Budzanowski, H. Wojciechowski, K. Grotowski, H. Niewodniczański, A. Strzałkowski, C. Micek, J. Śliż, I. Chwaszczewska, *Apparatura dla tocznego izmierenia differencjalnego popierecznego sieczenia uprugo rassejanych alfa czastic*. Rep. IFJ Nr. 310 (1964).
- [97] L. Gabła, *Nuclear Electric Quadrupole Moment of Radioactive Nucleus ^{152}Eu Obtained by the Isotope Shift Effect in the Atomic Spectrum*. Acta phys. Polon., **25**, 617 (1964).
- [98] J. Kormicki, H. Niewodniczański, Z. Stachura, *Permanent Magnet Beta Ray Spectrograph with Flat Homogenous Field*. Rep. IFJ Nr. 000 (1964).
- [99] J. Kormicki, H. Niewodniczański, Z. Stachura, *Electron Conversion Spectrum of ^{153}Tb* . Rep. IFJ Nr. 000 (1964).
- [100] H. Niewodniczański, J. Nurzyński, A. Strzałkowski, J. Wilczyński, P. E. Hodgson, J. R. Rook, *Elastic and Inelastic Scattering of 12.8 MeV Deuterons on ^{27}Al and ^{28}Si Nuclei*. Rep. IFJ Nr. 295 (1964); Nucl. Phys. (w druku).

Zdzisław Wilhelmi

Katedra Fizyki Jądra Atomowego UW
Zakład Reakcji Jądrowych IBJ

Doświadczalna fizyka jądra atomu ośrodka warszawskiego w latach 1945-64 *

Fizyka jądrowa ma w Warszawie tradycje stare, bo trzydziestoletnie. Na kilka lat przed drugą wojną światową w Pracowni Radiologicznej im. Kernbauma Ludwik Wertenstein z garstką współpracowników podjął badania nad promieniotwórczością naturalną i wzbudzoną. Nieco później, w uniwersyteckim Zakładzie Fizyki Doświadczalnej — Andrzej Sołtan wraz z Cichockim i Wertensteinem rozpoczął badania reakcji jądrowych na zbudowanym przez siebie akceleratorze kaskadowym.

Wrzesień 1939 roku brutalnie przerwał tę pracę. Wraz z całą nauką polską padła zmiażdżona przez okupanta i fizyka warszawska. Po wojnie „Zakład na Hożej“, który już zdążył sobie zdobyć imię jednego z aktywniejszych w Europie ośrodków badań fizycznych, zwłaszcza w optyce atomowo-molekularnej, mógł Pieńkowskiemu i garstce jego uczniów, ocalałych z koszmarnych lat okupacji — ofiarować jedynie nagie mury. Zapał tych ludzi i ich wytrwały wysiłek sprawił jednak, że wkrótce Instytut Fizyki Doświadczalnej zaczął żyć na nowo. Najpierw podniosła się z upadku optyka — szczególnie ulubiona przez Pieńkowskiego — w parę lat później kolej przyszła na fizykę jądrową — i oto w 1948 roku powołano w Instytucie Katedrę Atomistyki — oddając ją w ręce Sołtana, który przez parę lat powojennych kierował w Politechnice Łódzkiej Katedrą Fizyki Technicznej.

Już od początku istnienia¹ Katedry Atomistyki zaznaczyły się w jej rozwoju dwa kierunki — kierunek fizyki jądra atomu, to jest fizyki jądrowej niskich energii oraz kierunek fizyki wysokich energii i promieniowania kosmicznego. Po śmierci Sołtana, który zmarł w 1959 roku, oba te nurty rozdzieliły się formalnie i dziś na miejscu Katedry Atomistyki istnieją dwie: Katedra Fizyki Jądra Atomowego (kierownik Z. Wilhelmi) i Katedra Fizyki Cząstek Elementarnych (kierownik J. Pniewski).

W artykule tym zajmujemy się jedynie rozwojem fizyki jądra. Artykuł M. Mięsowicza omówi postępy w dziedzinie fizyki cząstek elementarnych.

* Niniejszy artykuł drukujemy z okazji dwudziestolecia Polski Ludowej (przyp. Red.).

Z powodu ograniczeń importowych i braku pieniędzy jedyną drogą uzyskania potrzebnych do pracy badawczej przyrządów było ich wykonywanie własnymi siłami. Dlatego właśnie rozpoczęła się prowadzona „domowym sposobem” w Katedrze Atomistyki budowa pierwszej w Polsce aparatury jądrowej — przeliczników, komór jonizacyjnych, źródeł neutronowych (Danysz i Wilhelmi [1]).

Poważną poprawę przyniósł rok 1950. Uruchomiono wtedy akcelerator kaskadowy na 1 milion woltów, zakupiony w Szwajcarii. Jako pierwsze weszły „na wiązkę” prace związane z modelem statystycznym. Polegały one na pomiarach przekrojów jąder na reakcje typu (n, p) , na poszukiwaniach osobliwości tych przekrojów dla jąder magicznych oraz na porównywaniu wyników doświadczalnych z przewidywaniami teorii statystycznej (Wilhelmi [8], [10], Wilhelmi i in. [4]).

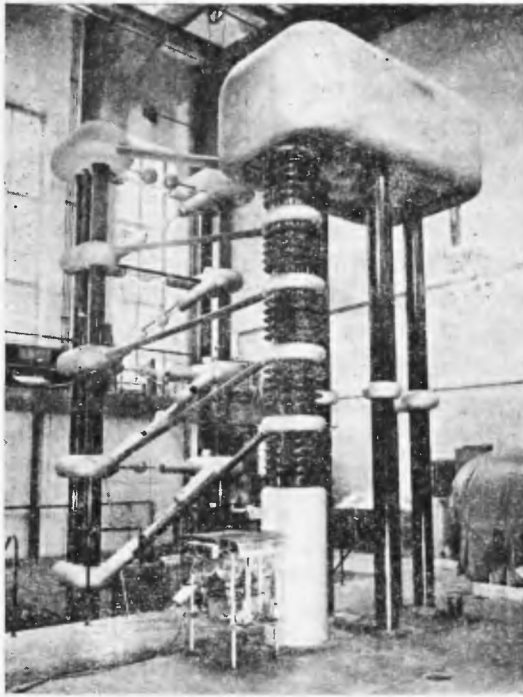
Mimo jednorazowego poważnego wydatku, jakim był zakup akceleratora, sytuacja przyrządowa była nadal trudna. Dotacje Ministerstwa Szkolnictwa Wyższego na rozwój badań jądrowych były znikomo małe i nie dawały możliwości zaspokojenia potrzeb rosnących w miarę rozwoju prac naukowych. Trzeba było więc w dalszym ciągu zużywać energię kadry naukowej na rękodzieła techniczne i zaopatrywać się w aparaturę własnymi siłami. Troska Sołtana o przyszłość Katedry a zarazem jego sceptycyzm w ocenie dalszego rozwoju sytuacji doprowadziły do decyzji budowy „gospodarskim sposobem” akceleratora elektrostatycznego na 3 MeV i cyklotronu, który miał przyspieszać deuterony do energii 14 MeV. Zainicjowana została również próba wytwarzania ciężkiej wody, niestety, nie uwieńczona powodzeniem. Z powodu braku pieniędzy musiano odstąpić również od realizacji gotowego już projektu cyklotronu (Ryżko, Domański i in. (nie publ.), Wilhelmi (nie publ.)), a budowę generatora V. d. G. prowadzono bardzo skromnymi środkami.

Zupełnie zasadniczo zmieniła się sytuacja fizyki jądrowej w Warszawie, a zresztą i w całej Polsce, kiedy w roku 1955 został utworzony decyzją Rządu Instytut Badań Jądrowych, zaś w kilka miesięcy później Urząd Pełnomocnika Rządu do Spraw Wykorzystania Energii Jądrowej. Dyrektorem Naczelny IBJ został Andrzej Sołtan, a Pełnomocnikiem Rządu Wilhelm Billig.

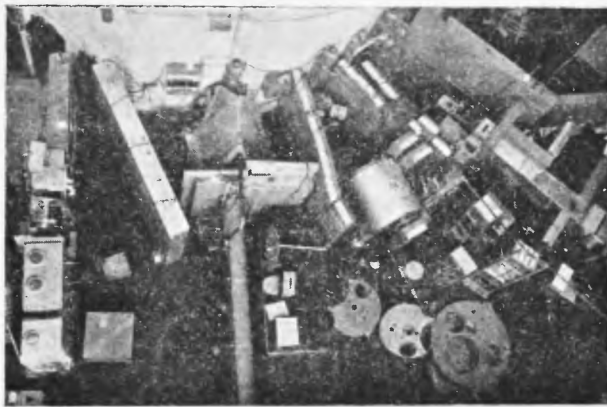
Pobudką bezpośrednią powołania do życia Instytutu była radziecka oferta udzielenia Polsce i innym krajom obozu socjalistycznego pomocy w badaniach jądrowych. Aby tę pomoc, polegającą między innymi na dostawie do Polski cyklotronu i reaktora, możliwie szybko i w pełni wykorzystać, trzeba było zawczasu opracować program badań, przygotować kadry naukowe i zbudować niezbędne laboratoria.

Zadania te podjął właśnie Instytut Badań Jądrowych, w którego skład weszły istniejące już poprzednio placówki PAN:

1. Zakład Izotopów Promieniotwórczych (Warszawa).
2. Zakład Fizyki Jądrowej (Kraków).
3. Zakład Fizyki Elementarnych Częstek (Warszawa), utworzony jeszcze



Rys. 1. Akcelerator kaskadowy (Katedra Fizyki Jądra Atomowego UW, ul. Hoża)



Rys. 2. Aparatura fizyczna przy kanałach poziomych reaktora „Ewa”. W środku — stanowisko mechanicznego selektora neutronów (Świerk)

w 1954 roku specjalnie w celu wykonania projektu i zbudowania eksperymentalnego reaktora.

Zostało zdecydowane, że cyklotron przejdzie w ręce fizyków krakowskich, zaś reaktor będzie zlokalizowany w ośrodku warszawskim. Decyzja ta zaważyła silnie na dalszych losach fizyki jądra atomowego w Warszawie i w Krakowie, gdyż stawiała fizyków warszawskich w mniej korzystnej sytuacji. Nie ulega

bowiem wątpliwości, że cyklotron jest znacznie cenniejszym od reaktora narzędziem badań fizyki jądrowej.

W początkach istnienia IBJ fizyka jądrowa była skupiona w Zakładzie I, kierowanym przez Sołtana. Już od pierwszej chwili Zakład ten dzielił się na trzy części, które w 1957 roku wyodrębniły się formalnie, dając następujące Zakłady:

1. Zakład I A (kier. Z. Wilhelmi) zajmujący się właściwą fizyką jądrową¹.
2. Zakład I B (od 1963 roku noszący numer II, kier. B. Buras) zajmujący się stosowaniem metod fizyki jądrowej do badania ciała stałego.
3. Zakład IX (kier. W. Frankowski) pracujący nad zagadnieniami energetyki jądrowej i konstrukcji nowych reaktorów.

W dalszym ciągu tego artykułu będziemy mówić jedynie o tych placówkach, które zajmowały się fizyką jądra, a więc o Zakładzie I A (i I od 1963 roku) oraz o ściśle z nim współpracującej Katedrze Atomistyki UW — a po jej rozdzieleniu — Katedrze Fizyki Jądra Atomowego UW.

Ich działalność naukowa biegnie dwoma głównymi nurtami. Są to:

1. Reakcje jądrowe niskich energii.
2. Spektroskopia jądrowa.

Do tych dwóch podstawowych kierunków dołączył się później kierunek trzeci, a mianowicie

3. Fizyka plazmy, o której tu jednak mówić w tym artykule nie będziemy. Jej rozwój jest przedmiotem osobnego referatu. Laboratorium Fizyki Plazmy zostało w roku 1961 przeniesione z macierzystego Zakładu I A i wcielone do nowo organizowanego Zakładu Fizyki Plazmy IBJ. Przeszło ono do tego Zakładu razem z całą aparaturą i personelem naukowym, który posiadał już ciekawe osiągnięcia techniczne i cenny dorobek naukowy (Gryziński [12, 16, 17, 22]).

Wiele uwagi poświęcono również stosowaniu metod jądrowych do problemów mających bezpośrednie znaczenie dla medycyny, górnictwa, metalurgii i innych dziedzin gospodarki narodowej. Na omówienie wyników tej działalności nie ma jednak miejsca w tym artykule, który jest poświęcony tylko badaniom podstawowym z fizyki jądra.

Reakcje jądrowe

Na ukształtowanie się profilu badań wpływ niewątpliwie znaczny miało uruchomienie w ośrodku warszawskim reaktora EWA. Kosztowne to narzędzie nie odkrywające wprawdzie bardzo rozległych i zawrotnych perspektyw badań w fizyce jądra atomu, dawało dość duże możliwości eksperymentalne. Dlatego właśnie został uruchomiony dość obszerny program badań z dziedziny fizyki

¹ Po sześciu latach istnienia, na początku 1963 roku Zakład I A rozdzielił się na dwie części, tworząc Zakład Reakcji Jądrowych (I) (kier. Z. Wilhelmi) i Zakład Fizyki Jądra Atomowego (I A) (kier. W. Kusch).

neutronowej, oparty o wykorzystanie tego w istocie jedyne w ośrodku warszawskim dużego narzędzia badań.

Szczególne uwaga była poświęcona badaniom „trypartycji“ — rzadkiej odmiany procesu rozszczepienia, w której oprócz dwóch ciężkich fragmentów obserwuje się również emisję cząstki α o znacznej energii.

Badania tego zjawiska mogące stanowić źródło informacji o mechanizmie tak ważnej praktycznie i ciekawej reakcji, jaką jest rozszczepienie ciężkich jąder, były prowadzone poprzednio w paru zagranicznych ośrodkach przy udziale fizyków warszawskich: w Moskwie — Sowińskiego [20], w Saclay — Turkiewicza [13].

Wykonywane w Świerku prace nad trypartycją ^{235}U , ^{238}U i ^{239}Pu były prowadzone początkowo metodą komór jonizacyjnych, później zaś przy pomocy detektorów półprzewodnikowych.

Bardzo ciekawym wynikiem, jaki w związku z tymi pracami uzyskano, było wykrycie reakcji $^{235}\text{U}(n, \alpha)^{232}\text{Th}$ wywołanej przez neutrony termiczne (Sowiński i in. [93]). Jej występowanie wyjaśniło pewne niezrozumiałe dotąd anomalie widma cząstek α pochodzących z trypartycji i otworzyło drogę do badania wysoko leżących poziomów ^{232}Th . Wydaje się również, że badanie tej reakcji pozwoli wyciągnąć także i inne ważne wnioski, między innymi dotyczące wysokości bariery kulombowskiej w jądrach silnie zdeformowanych.

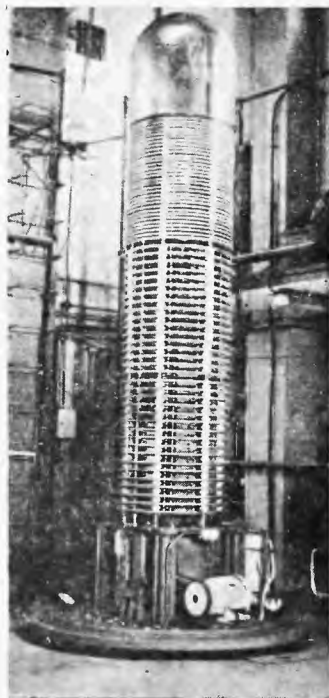
Z prac wykonanych przez fizyków warszawskich za granicą należy wspomnieć o przeprowadzonych w Orsay badaniach rozszczepienia różnych jąder ciężkich pod wpływem protonów o energii 156 MeV (L. Kowalski [39, 113, 114, 115, 116]). Technika detektorów półprzewodnikowych mierzono bezpośrednio rozkład pędów jąder ulegających rozszczepieniu, co dało interesujące informacje o procesach poprzedzających akt rozszczepienia.

Drugi problem, jaki był podjęty w dziedzinie fizyki neutronów, to badanie rezonansów jądrowych metodami spektroskopii neutronowej. Badania tego typu stanowią dotychczas jedno z najważniejszych źródeł informacji o gęstości poziomów oraz ich szerokościach całkowitych i cząstkowych i do dziś są prowadzone w kilku wielkich instytutach USA (m. in. w Argonne Nat. Lab.) i ZSRR (w Inst. Eksp. i Teor. Fiz., Moskwa oraz w ZIBJ, Dubna). Z prac fizyków warszawskich należy tu wspomnieć eksperymenty W. Ratyńskiego, wykonane w Instytucie Eksperymentalnej i Teoretycznej Fizyki w Moskwie (Ratyński i in. [95]). Mierzono widma γ z wychwytu neutronów do poszczególnych rezonansów ^{195}Pt , ^{197}Au , ^{182}W , ^{183}W , ^{198}Hg i ^{199}Hg i otrzymano ciekawe wyniki rzucające światło na mechanizm reakcji (n, γ) i strukturę poziomów wzbudzonych.

W Warszawie prace nad spektroskopią neutronów trzeba było zaczynać od budowy aparatury, gdyż jej unikalność nie pozwalała na zakup. Instytut Lotnictwa wziął na siebie trudne techniczne zadanie wykonania konstrukcji *fast choppera*, który by nadawał się dobrze do pracy z bardzo małymi ilościami badanych substancji. Ten właśnie rejon — prace z izotopami rozdzielonymi — wydawał się najmniej wyeksploatowaną dziedziną spektroskopii neutronów.

Dla sprawdzenia założeń konstrukcyjnych *choppera* wykonano własnymi siłami, sposobem „domowym“ egzemplarz pilotujący (Graffstein i in. [87, 88]). Został on użyty również do pewnych pomiarów całkowitych przekrojów czynnych oraz do badań procesów dyfuzji neutronów (Ogrzewalski i in. [98]).

Rozumiejąc, że z punktu widzenia fizyki jądra atomowego reaktor jest narzędziem o dość wąskim zakresie stosowania — część sił stojących do dyspozycji skierowano na przygotowanie nowych środków technicznych. Tak więc podjęto we współpracy z Zakładem Elektroniki IBJ budowę w Świerku protonowego akceleratora liniowego na 10 MeV. Nadano również większy rozmach



Rys. 3. Ciśnieniowy generator elektrostatyczny „Lech“ (Zakład I IBJ i Katedra Fizyki Jądra Atomowego UW, ul. Hoża)

pracom nad konstrukcją generatora Van de Graaffa, zlokalizowanego przy ul. Hożej i w końcu 1961 roku oddano go do eksploatacji (Bobrowski i in. [70]). Ten pierwszy w Polsce ciśnieniowy generator Van de Graaffa stał się natychmiast po rozruchu głównym narzędziem pracy fizyków zajmujących się w Warszawie reakcjami jądrowymi. Programy badań wykonywanych w oparciu o stary uniwersytecki generator kaskadowy mogły być znacznie pogłębione, a tempo pracy zwiększone.

Główny wysiłek „Hożej“ koncentrował się na jednym, podstawowym problemie — mechanizmie reakcji jądrowych niskich energii. Jest to zagadnienie, które stanowi dziś niewątpliwie jeden z fundamentalnych i najbardziej ważnych problemów fizyki jądra atomowego. Grupa warszawska skupiała uwagę głównie na wąskim odcinku reakcji wywołanych przez neutrony prędkie,

starając się odcinek ten zbadać możliwie wszechstronnie i systematycznie. Badania były rozwijane koncentrycznie, przy czym podchodzono do zagadnienia mechanizmu z dwóch stron. Pierwsza z dróg biegła poprzez badania kątowych i energetycznych rozkładów produktów reakcji jądrowych wywołanych przez neutrony prędkie. Szczególne zainteresowanie budził problem wzajemnej konkurencji mechanizmu *direct* i *compound*. W pracy dotyczącej reakcji $^{122}\text{Te}(n, p)^{122}\text{Sb}$ (Turkiewicz [64]) zostało zbadane widmo energetyczne protonów i rozkład kątowy przy energii neutronów 14 MeV. Wyniki wskazują na duży udział mechanizmu *direct*. Można również wnosić, że w reakcji tej wzbudzają się głównie poziomy jednocząstkowe schwytanego neutronu. O dobitnym wkładzie oddziaływań bezpośrednich w mechanizm reakcji świadczyły



Rys. 4. Akcelerator liniowy protonowy 10 MeV. Widok ogólnej hali (Świerk)

również wykonane w Warszawie, przy użyciu spektrometru półprzewodnikowego, badania reakcji $^{139}\text{La}(n, \alpha)^{136}\text{Cs}$ (Jaskóła i in. [83]). Praca ta rzuca także pewne światło na strukturę „gronową“ powierzchni jąder. Zasluguje na podkreślenie, że w związku z szerokim programem badania widm naładowanych produktów reakcji uruchomiono przed trzema laty w Katedrze Fizyki Jądra Atomowego i w Zakładzie I A IBJ prace nad detektorami półprzewodnikowymi. Zbiegły się one z niezależnie od nich podjętą przez Zakład I B akcją opracowania technologii detektorów krzemowych z barierą powierzchniową. Nawiązana między Zakładami współpraca dała rychło wyniki (Chwaszczewska i in. [90, 94, 99], Buras i in. [103]) i do badań nad trypartycją, a także nad reakcjami (n, α) wprowadzono tę, w całym tego słowa znaczeniu, świetną nowoczesną technikę pomiarową. Zbudowano również unikalne, dotąd nigdzie nie stosowane, urządzenie do badania widm produktów reakcji. Jest to teleskop półprzewodnikowy. Jego istotną część składową stanowi cienki detektor krzemowy o grubości ok. 25 μ , który służy do odróżniania cząstek na zasadzie pomiaru jonizacji właściwej.

Do tej samej grupy tematycznej, co i wymienione powyżej badania, należą także prace prowadzone w Świerku nad niesprężystym rozpraszaniem neutronów. Z myślą o nich zbudowano „domowym sposobem“ generator neutronów (Bielewicz i in. [63], Januszewski i in. [72]) i spektrometr oparty na zasadzie pomiaru czasu przelotu (Moroz [71], Kozłowski [80]). Przedmiotem zainteresowania są zarówno widma neutronów, jak i promieniowanie γ towarzyszące rozpraszaniu.

Z prac prowadzonych na ten temat przez warszawskich fizyków trzeba powiedzieć o udziale T. Niewodniczańskiego w pracach nad niesprężystym rozpraszaniem neutronów prowadzonych w Politechnice Zuryskiej (Brügger i in. [45, 66], Niewodniczański i in. [67], Niewodniczański, Steiger [95]). Dotyczyły one korelacji kątowych $n'-\gamma$ w reakcji $^{56}\text{Fe}(n, n'\gamma)$ przy energii 2,0 MeV oraz w reakcji $^{24}\text{Mg}(n, n'\gamma)$ przy energii 3,2 MeV. Dzięki dużej czułości zastosowanej metody wykryto obecność w tych reakcjach niewielkiej domieszki mechanizmu bezpośredniego.

Drugi sposób podejścia do zagadnienia mechanizmu reakcji prowadził poprzez pomiary przekrojów i badanie ich zależności od energii. Jak wiadomo bezwzględna wartość tych przekrojów może stanowić sprawdzian modelu reakcji, niekiedy czulszy niż kątowy lub energetyczny rozkład produktów.

W systematycznych pomiarach przekrojów reakcji (n, p) wykonanych na Hożej dla kilku izotopów cyny i telluru (Brzosko i in. [81]) zdobyto dość obfity materiał, który pozwolił prześledzić zależność przekroju od liczby neutronów w jądrze. Wyniki wskazują na to, że zależność ta jest regularna, ale różni się ilościowo od przewidywań Lewkowskiego i Gardnera. Porównanie z teorią statystyczną mówi o stosunkowo niewielkim udziale mechanizmu *compound* w tych reakcjach. Ostatnio grupa warszawska zajęła się sprawą stosunków izomerycznych, to jest stosunków przekrojów na utworzenie różnych stanów izomerycznych jądra końcowego. Można sądzić, że stosunki te zależą od sposobu, w jaki jądro zostało utworzone, że mogą zatem być indykatorem mechanizmu rządzącego reakcją. Zadanie, jakie w związku z tym zostało postawione, to wyjaśnienie przydatności, granic stosowania i czułości tego nowego narzędzia badania reakcji. Dotychczas zostały otrzymane wyniki dla dziesięciu par izomerów antymonu i indu tworzących się w reakcjach (n, p) , $(n, 2n)$, (n, np) (Brzosko i in. [82]). Zostały one porównane z przewidywaniami teorii statystycznej, przy czym korzystano z pomocy maszyn matematycznych Zjednoczonego Instytutu Badań Jądrowych w Dubnej i Ośrodka Obliczeniowego PAN. Dalsze eksperymenty, których część będzie realizowana w oparciu o dubneński akcelerator ciężkich jonów, są w toku.

Prace należące tematycznie do tego samego zespołu studiów nad mechanizmem reakcji badanych metodą przekrojów czynnych były wykonywane także przez grupę fizyków warszawskich i krakowskich w Zjednoczonym Instytucie Badań Jądrowych. Przedmiotem zespołu tych ciekawych eksperymentów były reakcje transferu wielonukleonowego badane przy pomocy me-

tody aktywacyjnej, w której wykorzystano opóźnioną emisję neutronu z jądra ^{14}N (Flerow i in. [62], Volkov i in. [76, 77, 108, 109]).

Nieco odrębny temat w programie reakcji stanowią badania efektów polaryzacyjnych. Pierwszy wkład fizyków warszawskich w to ważne zagadnienie — to udział Wilhelmięgo [18, 40] w rozległych badaniach polaryzacji neutronów z reakcji $^7\text{Li}(p, n)^7\text{Be}$, jakie były wykonane w Uniwersytecie w Wisconsin w USA. W tych eksperymentach, w których do analizy polaryzacji użyto rozpraszania na ciekłym tlenie, wyznaczono serię rozkładów kątowych polaryzacji neutronów dla kilku wartości energii protonów w obszarze 2,1 do 3,0 MeV. Wyniki sugerują nowe parametry poziomów w jądrze ^8Be , różniące się od przyjmowanych poprzednio.

Przedmiotem zainteresowania grupy warszawskiej są badania efektów polaryzacyjnych w reakcjach z lekkimi jądrami. Obecnie bada się polaryzację neutronów z reakcji $^7\text{Li}(d, n)^8\text{Be}$ przy użyciu aparatury, w której analizatorem polaryzacji jest gazowy licznik scyntylicyjny z helem o ciśnieniu stukilkudziesięciu atmosfer.

Na zakończenie tego przeglądu postępów w dziedzinie reakcji chociaż parę słów należy się aparatom. Skonstruowano ich w Warszawie wiele, my jednak podamy tutaj tylko niektóre z nich:

1. Akcelerator elektrostatyczny typu Van de Graaffa na 3 MeV [70].
2. Akcelerator kaskadowy na 500 MeV o stabilności napięcia ok. 0,1% (stanowi on źródło jonów do akceleratora liniowego).
3. Generator neutronów prędkich [63, 72].
4. Teleskop scyntylicyjny do badania produktów reakcji wywołanych przez neutrony ($E + dE/dx$).
5. Teleskop półprzewodnikowy do tego samego celu, będący przyrządem zupełnie unikalnym.
6. Spektrometr neutronów typu *time-of-flight* [71, 80].
7. Oryginalny układ elektroniczny dający wybitne zwiększenie światłości spektrometrów typu *time-of-flight* dla neutronów powolnych [85].
8. Analizator magnetyczny wiązki jonów do energii protonów 5 MeV.
9. Selektor neutronów rezonansowych [87, 88].
10. Poczta mechaniczna do badania produktów reakcji o okresie rzędu 1 sek.
11. Spektrometryczny licznik proporcjonalny do badania miękkiego promieniowania (β , γ , X) do mierzenia przekrojów metodą aktywacyjną.
12. Analizator polaryzacji neutronów.
13. Układ koincydencyjny *fast-slow* do mierzenia przekrojów metodą aktywacyjną.

Tę listę wykonanego sprzętu moglibyśmy znacznie rozszerzyć i uzupełnić ją wykazem aparatury zakupionej. Jednakże lista potrzeb jest znacznie większa. Na jej czele stoją nowoczesne akceleratory. Bez nich — bez tandemu, bez cyklotronu ciężkich jonów — ośrodek warszawski, który dziś szybko rozwija się i krzepnie, za lat kilka zwiędnie i uschnie. Bowiem nie można uprawiać fizyki jądrowej bez nowoczesnych akceleratorów.

Spektroskopia jądrowa

Podobnie jak reakcje i ten dział fizyki jądrowej musiał zaczynać od budowy aparatury. Kiedy przed ośmiu laty powstawał Zakład I miał on tylko jeden niewykończony i niewysokiej klasy spektrometr β typu Siegbahna z grubą soczewką. Dziś spektroskopisci warszawscy posiadają trzy inne spektrometry: jeden z nich, z niejednorodnym polem magnetycznym o podwójnym ogniskowaniu $\pi\sqrt{2}$, został sprowadzony z ZSRR, trzy inne były wykonane własnymi siłami. Są to:

1. Spektrograf z poprzecznym polem jednorodnym o półkolistym ogniskowaniu.

2. Spektrometr bezrdzeniowy toroidalny o świetlności ok. 10% i zdolności rozdzielczej poniżej 1%.

3. Spektrometr typu Siegbahna z cienką soczewką.

Tematyka rozwijana w ośrodku warszawskim w Świerku i na Hożej tworzy cztery zespoły. Są to:

1. Badania schematu rozpadu jąder.

2. Badania prawdopodobieństwa przejść γ w jądrach obszaru przejściowego.

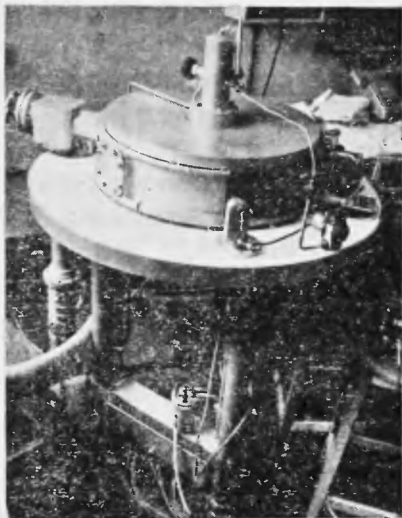
3. Badania polaryzacji podłużnej w rozpadzie β .

4. Badania oddziaływań jądra z powłoką elektronową.

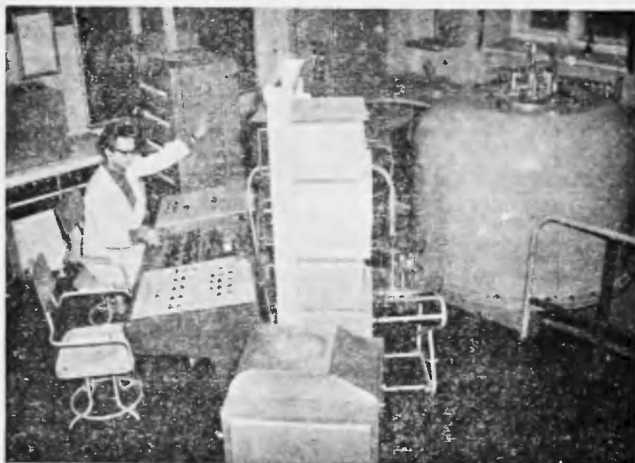
Na rozwój badań należących do pierwszej grupy bardzo korzystnie wpłynęła pod względem tematycznym współpraca ze Zjednoczonym Instytutem Badań Jądrowych w Dubnej. Większość zbadanych izotopów stanowi produkty reakcji kruszenia jądra tantalu przez protony o energii 660 MeV, otrzymane z synchrocyklotronu dubneńskiego. Były to głównie jądra silnie zdeformowane należące do obszaru ziem rzadkich: ^{166}Tm (Żylicz i in. [34], Prejbisz i in. [111]), ^{165}Tm , ^{167}Tm (Chojnacki i in. [31, 25]), ^{140}Pr (Chojnacki i in. [32]), ^{166}Yb (Jasiński i in. [79]), ^{165}Er (Żylicz i in. [78]), ^{159}Dy (Wołczek i in. [106]). W pracy [34] znaleziono dwie składowe widma β^+ rozpadu ^{166}Tm i zmierzono ich względne natężenia. Wyniki uzyskane — wyraźnie sprzeczne z przewidywaniami teorii Davydova i Filipova — stanowiły bodajże pierwszy silny argument eksperymentalny przeciw tej teorii jąder „nieosiowych“ podówczas cieszący się w świecie dużym zainteresowaniem.

Praca Jasińskiego i in. [79] zasługuje również na uwagę. Metodą spektrometrii scyntylacyjnej uzyskano tam nowe informacje o rozpadzie ^{166}Yb pozwalające ustalić schemat rozpadu tego jądra.

Ciekawa jest również praca dotycząca przejścia $^{165}\text{Er} \rightarrow ^{165}\text{Ho}$ (Żylicz i in. [78] — zarówno ze względu na wyniki, jak i na samą metodę. Dla dokładnego wyznaczenia wartości Q tego przejścia posłużono się tutaj pomiarem prostego widma wewnętrznego promieniowania hamowania, którego kształt skonfrontowano przy użyciu testu χ^2 z przewidywaniami teorii Glaubera—Martina. Zbadano także kształt widma koincydencyjnego $K\text{-X}\gamma$, promieniowania hamowania odpowiadającego wychytowi elektronu z powłoki K . Wyznaczono również $\log ft$ dla rozpadu tego silnie zdeformowanego jądra ^{165}Er i przedysku-



Rys. 5. Spektrometr β o podwójnym ogniskowaniu typu $\pi \sqrt{2}$ (Zakład I A, Świerk)



Rys. 6. Spektrometr bezrdzeniowy toroidalny (Katedra Fizyki Jądra Atomowego UW, ul. Hoża)

towano w oparciu o znalezioną wartość tego logarytmu wpływ efektów dwój-
kowania występujących w modelu nadprzewodników Solovieva na elementy
macierzowe rozpadu β .

Schematy rozpadu badane były nie tylko odnośnie do jąder silnie zdefor-
mowanych, lecz również i innych. Korzystając z tego, że ośrodek warszawski
jest wyposażony z jednej strony w reaktor o dość znacznym strumieniu neu-
tronów, z drugiej strony w niezłą aparaturę spektroskopieczną — fizycy war-
szawscy mają w swych planach badania izotopów krótkożyciowych, dających
się wyprodukować w reaktorze. I tak zbadany został schemat rozpadu ^{23}Ne ,

produktu reakcji $^{22}\text{Ne}(n, \gamma)^{23}\text{Ne}$ (Lancman i in. [112]). W ramach prac związanych z tym rozpadem wyznaczono metodą fluorescencji rezonansowej (Ambroży i in. [48]) czas życia pierwszego poziomu wzbudzonego ^{23}Na . Uzyskano również pewne nowe wyniki dotyczące przejść izomerycznych w ^{199}Hg (Sosnowski i in. [2]).

Tematyka grupy 2 obejmuje wyznaczanie prawdopodobieństwa przejść γ na podstawie pomiarów życia poziomów wzbudzonych. Prace Jastrzębskiego [107] dotyczące jąder izotopów złota ^{193}Au , ^{195}Au , ^{197}Au nawiązują do modelu de Shalita wzbudzenia rdzenia, dostarczając argumentów przemawiających za jego stosownością.

Głównym problemem, na którym koncentrowały się prace ośrodka warszawskiego, związane z polaryzacją w rozpadzie β , jest zależność podłużnej polaryzacji od liczby atomowej emitera. W pracy Sosnowskiego i in. [47] zmierzono przy użyciu selektora prędkości Wiena polaryzację elektronów z rozpadu β kilku izotopów i stwierdzono istnienie odstępstw ich wartości od przewidywanych przez teorię Feynmana i Gell-Manna. Odstępstwa te były już dostrzeżone poprzednio przez Spiwaka i Mikaeliana, lecz dopiero w pracy Sosnowskiego i in. [47] stwierdzono, że zależą one od liczby atomowej emitera i rosną wraz z jej wzrostem. W celu dokładniejszego zbadania tej zależności prowadzone są dalsze prace w Katedrze Fizyki Jądra Atomowego UW.

Wiele uwagi poświęcono w ostatnim okresie badaniom oddziaływania jądra z powłoką elektronową. Interesowano się szczególnie wewnętrznym promieniowaniem hamowania. Przy pomocy wyznaczania kształtu tego promieniowania określona była w pracy Żylicza i in. [78] oraz Wołczka i in. [106] energia przejść w kilku izotopach ziem rzadkich. Przeprowadzono również pomiary wewnętrznego promieniowania hamowania towarzyszącego wychytowi elektronów w jądrach średnio ciężkich i stwierdzono, że prawdopodobieństwo wychytu radiacyjnego z powłoki K jest zgodne z relatywistycznym wariantem teorii dla wychytu K . Nie można tego powiedzieć o wychycie z innych powłok (publikacje w przygotowaniu).

Kilka słów należy się pracom robionym przez fizyków warszawskich w zagranicznych laboratoriach. W olbrzymiej większości prace te są tematycznie związane z omówionym powyżej programem realizowanym w Warszawie. Tak więc w okresie 1958—1963 ogłoszono kilka prac robionych w Instytucie Nobla przez Sujkowskiego lub przy jego współudziale na różne tematy dotyczące oddziaływania jądra z powłoką elektronową [15, 49, 50, 51, 52, 53, 54]. Są to prace poświęcone głównie badaniu zjawiska Augera [15, 49, 50, 51] oraz zjawiska fotoelektrycznego [52].

Większość publikacji Jastrzębskiego i jego współpracowników francuskich dotyczy jąder obszaru przejściowego ^{190}Hg , ^{192}Hg , ^{195}Hg , ^{190}Au , ^{192}Au , ^{193}Au , ^{195}Au , ^{190}Pt (Jastrzębski i Kilcher [57, 58, 59, 74, 102]), oraz obszaru ziem rzadkich ^{139}La , ^{156}Eu (Vorgnes i Jastrzębski [60], Jastrzębski [105]). Głównym celem tych prac były pomiary czasu życia różnych stanów wzbudzonych w obszarze nanosekundowym.

Prace Zwięglińskiego, wykonywane w ZSRR dotyczą nadształtej struktury promieniowania γ związanej z oddziaływaniem kwadrupolowym w sieci krystalicznej [36], jądrowego zjawiska Zeemana w ^{119}Sn [7] i innych zagadnień związanych z pochłanianiem rezonansowym promieniowania γ w kryształach [56, 75].

Podsumowanie

Obraz, jaki tu grubymi kreskami został naszkicowany, daje na pewno prawo do optymizmu. Przebyto bardzo trudny odcinek drogi: od powojennych, martwych zgliszcz do laboratoriów oddychających aktualną, żywą problematyką naukową. Od jałowego mówienia o fizyce — do paru dziesiątków publikacji wypuszczanych w ciągu roku.

Ale tytułem do największego zadowolenia jest nie liczba publikacji rosnąca szybko z roku na rok, lecz przede wszystkim zastępy młodych zdolnych fizyków, coraz liczniejsze i coraz dojrzałe. One to właśnie są autorem wielkiego procesu powstawania polskiej fizyki jądrowej, autorem i zarazem najcenniejszym jego produktem. Kiedy przed ośmiu laty przystępowaliśmy do budowy ośrodka fizyki jądrowej w Świerku mieliśmy do pomocy garstkę tylko młodych, przeważnie bardzo młodych fizyków, którzy brak doświadczenia pokrywali swym zapalem i gorącą wolą służenia fizyce. Dzisiaj ci nasi koledzy — to dojrzałe naukowcy, którzy nie tylko potrafią pracować samodzielnie, ale i kierować pracą innych. Przy ich pomocy Katedra Fizyki Jądra Atomowego jest zdolna oddawać co rok przemysłowi, instytutom naukowym, uczelniom kilkunastu młodych magistrów fizyków jądrowych dobrze przygotowanych do służby dla rozwoju nauki i dla postępu technicznego.

Wykaz publikacji z fizyki jądra atomowego ośrodka warszawskiego

- [1] M. Danysz, Z. Wilhelmi, *A method of determining the efficiency of Ra—Be sources*. Acta phys. Polon., **11**, 71 (1950).
- [2] S. Pieńkowski, E. Kirszenstein-Skrzypczak, *Ocena stopnia promieniotwórczości meteorytu łowickiego*. Bull. Pol. Ac. Sci. Let., **52**, 205 (1951).
- [3] J. Pniewski, *Beta spectrum of RaE in the low energy region*. Acta phys. Polon., **11**, 216 (1952).
- [4] Z. Wilhelmi, R. Brunsz, C. Dąbrowski, *Some new nuclear reactions produced by fast neutrons in tin*. Bull. Acad. Pol. Sci., Ser. Sci. math. astron. phys., **1**, 105 (1953).
- [5] M. Danysz, J. Pniewski, *Spectrum of radium E*. Nature, **171**, 694 (1953).
- [6] S. Pieńkowski, *Radioactive d'un groupe des phosphorites polonaises I*. Bull. Acad. Pol. Sci., Ser. Sci. math. astron. phys., **1**, 39 (1953).
- [7] M. Danysz, J. Pniewski, *A method of preparation of very thin RaE sources*. Acta phys. Polon., **11**, 226 (1953).
- [8] Z. Wilhelmi, *Cross section of atomic nuclei for the (n, p) reaction*. Acta phys. Polon., **13**, 243 (1954).
- [9] S. Zmysłowska, *Analyse de la radioactivité des minéraux formes au contact d'une veine granitique avec une serie calcvire*. Acta phys. Polon., **14**, 159 (1955).

- [10] Z. Wilhelmi, *Cross sections of atomic nuclei for the (n, p) reaction*. Proceedings of the International Conference on the Peaceful Uses of Atomic Energy, Geneva 1955, vol. 2, 102 (1955).
- [11] Z. Wilhelmi, N. I. Pirogowa, *The $^{121}\text{Sb}(n, p)^{121}\text{Sn}$ reaction*. Bull. Acad. Pol. Sci., Ser. Sci. math. astron. phys., 5, 401 (1957).
- [12] M. Gryziński, *Stopping power of a medium for heavy charged particles*. Phys. Rev., 107, 147 (1957).
- [13] F. Netter, H. Faraggi, A. Garin-Bonnet, J. Julien, C. Corge, J. Turkiewicz, *Probabilités comparées de fission avec émission de particules de long parcours pour divers matériaux sous l'action des neutrons lents et rapides*. Rapport CEA, Nr 965, Saclay (1958) oraz Proceedings of the International Conference on the Peaceful Uses of Atomic Energy, a/Conf. 15/P/1188, Geneva 1958.
- [14] B. Kuchowicz, *A drift tube calculation method for linear accelerators*. IBJ, Rep. 42/IA (1958).
- [15] Z. Sujkowski, H. Slätis, *On the L—Auger lines in the beta-ray spectrum of the active deposit of thoron*. Ark. Fys., 14, 101 (1958).
- [16] M. Gryziński, *Fusion chain reaction with charged particle*. Phys. Rev., 111, 900 (1958).
- [17] M. Gryziński, *Classical theory of electronic and ionic collisions*. Phys. Rev., 115, 374 (1959) oraz IBJ, Rep. 59/IA (1958).
- [18] S. M. Austin, S. E. Darden, A. Okazaki, Z. Wilhelmi, *Angular distribution of the polarization of neutrons from the $^7\text{Li}(p, n)^7\text{Be}$ reaction*. Bull. Amer. Phys. Soc., II, 4, 403 (1959).
- [19] S. Hultenberg, Z. Sujkowski, *Beta spectroscopic study of the angular distribution of the K—, L— and M+ N— shell photoelectrons from uranium*. Phys. Rev. Letters, 3, 227 (1959).
- [20] W. Mostowoj, T. A. Mostowaja, M. Sowiński, J. B. Sałtykow, *Raspredielenie oskolkow pri trojnom dielenii ^{235}U tieptowymi neutronami*. Atomnaja Energija, 7, 372 (1959).
- [21] R. Sosnowski, S. Sterliński, J. Topa, J. Żylicz, *Isomeric transition in ^{199}Hg* . Acta phys. Polon., 18, 573 (1959) oraz IBJ, Rep. 89/IA (1959).
- [22] M. Gryziński, *Role of fusion chain reactions in the nonstationary evolution of stars — supernova stars*. Phys. Rev., 115, 1087 (1959) oraz IBJ, Rep. 93/IA (1959).
- [23] L. Bobrowski, E. Górski, A. Marcinkowski, M. Jaskóła, *Wysokocastotnyj istocznik ionow*. IBJ, Rep. 96/IA (1959).
- [24] W. Ratyński, J. Turkiewicz, P. Żuprański, *Potential scattering of neutrons in the resonance region*. IBJ, Rep. 103/IA (1959) oraz Bull. Acad. Pol. Sci., Ser. Sci. math. astron. phys., 7, 527 (1959).
- [25] S. Chojnacki, H. Laneman, R. Sosnowski, O. Wołczek, J. Żylicz, I. A. Jutlandow, *Internal conversion electrons of ^{167}Tm* . Bull. Acad. Pol. Sci., Ser. Sci. math. astron. phys., 7, 535 (1959) oraz IBJ, Rep. 115/IA (1959).
- [26] S. Chojnacki, A. Jasiński, J. Kownacki, H. Laneman, I. A. Jutlandow, *Gamma spektr ^{165}Tm* . IBJ, Rep. 120/IA (1959).
- [27] A. Jasiński, J. Kownacki, *Spektr gamma izluczenia iz gorizontalnogo kanala reaktora*. IBJ, Rep. 121/IA (1959).
- [28] W. Ratyński, J. Turkiewicz, P. Żuprański, *Potential scattering of neutrons for Fe, Co, Ni, Cu, Zn, Se*. IBJ, Rep. 131/IA (1960) oraz Bull. Pol. Sci., Ser. Sci. math. astron. phys., 8, 117 (1960).
- [29] W. S. Jewsejew, W. F. Komarow, W. Kusch, W. S. Roganow, W. A. Czernogorowa, M. Szymczak, *Fast neutron scintillation layer-detector for measurements against γ -ray background*. Acta phys. Polon., 19, 675 (1960).
- [30] J. Jastrzębski, *Étude de la désintégration du ^{139}Ba* . J. Phys. Radium, 21, 12 (1960).
- [31] S. Chojnacki, A. Jasiński, J. Kownacki, W. Kusch, H. Laneman, I. A. Jutlan-

- dow, *Gamma spectra of ^{165}Tm and ^{167}Tm* . Bull. Acad. Pol. Sci., Ser. Sci. math. astron. phys. **8**, 407 (1960) oraz IBJ Rep. 136/IA (1960).
- [32] S. Chojnacki, J. Kopystyński, Z. Prejbisz, R. Sosnowski, J. Żylicz, I. A. Jutlandow, *Note on positron radiation from ^{140}Pr* . IBJ Rep. 148/IA (1960) oraz Acta phys. Polon., **20**, 1021 (1961).
- [33] W. Prokurat, J. Żylicz, *A simple magnetometer for beta spectroscopy purposes*. IBJ Rep. 155/IA (1960).
- [34] J. Żylicz, Z. Prejbisz, S. Chojnacki, J. Wołowski, Yu. Norseev, *Positron radiations of ^{166}Tm* . IBJ Rep. 177/IA (1960) oraz Acta phys. Polon., **20**, 321 (1961).
- [35] B. Datchsaren, I. A. Lewenberg, J. W. Norseev, W. N. Pokrowski, S. Chojnacki, *Nejtrono-deficytnyj izotop ^{155}Ho* . Atomnaja Energija, **8**, 248 (1960).
- [36] N. N. Delagin, W. S. Szpinel, W. A. Briuchanow, B. Zwięgliński, *Swierchtonkaja struktura gamma lucej obustowlennaja kwadрупolnym wzaimodejstwem w krystalliczeskoj reszotkie*. Z. eksper. teor. Fiz., **39**, 220 (1960).
- [37] N. N. Delagin, W. S. Szpinel, W. A. Briuchanow, B. Zwięgliński, *Jadernyj Zeeman efekt w ^{110}Sn* . Z. eksper. teor. Fiz., **39**, 894 (1960).
- [38] H. K. Brugger, T. Niewodniczański, M. P. Steiger, *n-gamma Korrelation der unelastischen Neutronenstreuung (I)*. Helv. phys. Acta, **33**, 576 (1960).
- [39] L. Kowalski, *Realisation et étude d'une chambre a pression a bismuth, detecteur de neutrons de grande energie*. J. Phys. Rad., **21**, 779 (1960).
- [40] S. M. Austin, S. E. Darden, A. Okazaki, Z. Wilhelmi, *The polarization of neutrons from the $^7\text{Li}(p, n)^7\text{Be}$ reaction, II*. Nuclear Phys., **22**, 451 (1961).
- [41] K. Małuszyńska, L. Natanson, Yuan Han Yung, *Azimuthal angular distribution of alfa particles from the $^{10}\text{B}(n, \alpha)^7\text{Li}$ reaction with polarized thermal neutrons*. IBJ Rep. 194/IA (1961) oraz Bull. Acad. Pol. Sci., Ser. Sci. math. astron. phys., **9**, 119 (1961).
- [42] A. K. Ławruchina, F. E. Rakowski, Su Chunguj, S. A. Chojnacki, *Dielenie jader surmy bystryimi protonami*. D.A.N. SSSR, **137**, 826 (1961).
- [43] K. Małuszyńska, L. Natanson, J. Turkiewicz, P. Żuprański, *Angular distribution of neutrons elastically scattered on Ca*. IBJ Rep. 249/IA (1961) oraz Bull. Acad. Pol. Sci., Ser. Sci. math. astron. phys., **9**, 621 (1961).
- [44] W. S. Jewseew, W. F. Komarow, W. Z. Kusch, W. S. Roganow, W. A. Czernogorowa, M. M. Szymczak, *Asimetria w ugiowom raspredelenii nejtronow ispuskajemych pri zachwate π^- mezonow w kalcii*. Raporty O.I.J.I., p. 759 (1961).
- [45] H. R. Brugger, T. Niewodniczański, M. P. Steiger, *Unelastische Streuung von nieder energetischen Neutronen an ^{24}Mg* . Helv. phys. Acta, **34**, 487 (1961).
- [46] A. Rytz, H. Winkler, F. Zamboni, W. Zych, *Absolutbestimmung des Schwellenwerte der Reaktion $^{19}\text{F}(p, n)^{19}\text{Ne}$ bis 4,2 MeV*. Helv. phys. Acta., **34**, 819 (1961).
- [47] R. Sosnowski, Z. Wilhelmi, J. Wojtkowska, *Relative measurements on the longitudinal polarization of beta rays from ^{24}Na , ^{56}Mn , ^{122}Sb , ^{166}Ho and ^{198}Au* . IBJ Rep. 220/IA (1961) oraz Nucl. Phys., **26**, 280 (1961).
- [48] B. Ambroży, A. Faudrowicz, A. Jasiński, J. Kownacki, H. Lancman, J. Ludziejewski, *Measurements of the mean life of the first excited state of ^{23}Na* . IBJ Rep. 221/IA (1961) oraz Acta phys. Polon., **20**, 537 (1961).
- [49] E. Sujkowski, *Beta spectrometric study on the decay of ^{203}Pb and the K-Auger spectrum of Tl*. Arkiv Fys., **20**, 243 (1961).
- [50] Z. Sujkowski, O. Malin, *L-Auger Electron Spectrum of Thallium in the electron capture decay of ^{203}Pb* . Arkiv. Fys., **20**, 193 (1961).
- [51] P. Erman, Z. Sujkowski, *Gamma transition probabilities and the Auger effect in the beta-decay of ^{133}Xe* . Arkiv. Fys., **20**, 209 (1961).
- [52] Z. Sujkowski, *Experimental study of the longitudinal angular distribution of photoelectrons from inner shells of uranium*. Arkiv. Fys., **20**, 269 (1961).
- [53] H. Ryde, Z. Sujkowski, *Determination of the relative intensities of the gamma rays*

- from the decay of ^{182}Ta by the external conversion method. Arkiv. Fys., **20**, 289 (1961).
- [54] Z. Sujkowski, B. Nagel, *Incoherent scattering of 662 keV gamma rays on the K-electrons of lead*. Arkiv. Fys., **20**, 322 (1961).
- [55] Z. Sujkowski, *Adaptation of $\pi\sqrt{2}$ beta ray spectrometer for coincidence experiments*. Nuclear Instrum. and Methods, **12**, 187 (1961).
- [56] W. A. Bruchanow, N. N. Deljagin, W. Zwięgliński, W. S. Szpinel, *Sdwiigi energii gamma pierechoda, nabludajemyje pri rezonansnom pogloszczenii gamma kwantow w kristallach*. Ž. eksper. teor. Fiz., **40**, 713 (1961).
- [57] J. Jastrzębski, P. Kilcher, *Premiers niveaux excites du Platine 190*. J. Phys. Radium, **22**, 523 (1961).
- [58] J. Jastrzębski, P. Kilcher, *Etude de la désintégration du mercure 192*. Comptes Rendus, **252**, 2221 (1961).
- [59] J. Jastrzębski, P. Kilcher, *Transitions dans les noyaux impair-impair ^{190}Au et ^{192}Au* . J. Phys. Radium., **22**, 672 (1961).
- [60] M. Vorgnes, J. Jastrzębski, *Periode des niveaux excites de ^{155}Eu* . J. Phys. Radium., **22**, 669 (1961).
- [61] B. Łyszczarz, J. Turkiewicz, *Apparatus for processing of nuclear emulsions*. IBJ Rep. 293/IB (1961).
- [62] G. N. Flerow, W. W. Wołkow, L. Pomorski, J. Tys, *Obrazowanie jader ^{17}N pri obłuczeni niekatorych elementow tiazelymi ionami*. Zh. eksper. teor. Fiz., **41**, 1365 (1961).
- [63] J. Bielewicz, J. Januszewski, A. Mokwiński, *Kaskadnyj uskoritiel dejtonow 200 keV rabotajuszczyj kak istocznik nejtronow 14 MeV*. IBJ Rep. 277/IA (1961).
- [64] J. Turkiewicz, *Structure of the spectrum of protons from the $^{122}\text{Te}(n, p)^{122}\text{Sb}$, reaction for 14,1 MeV neutrons*. Phys. Rev., **127**, 570 (1962).
- [65] S. Iglewski, K. Małuszyńska, L. Natanson, J. Turkiewicz, P. Żuprański, *Further measurements of the angular distribution of fast neutrons elastically scattered on Ca*. IBJ Rep., 354/IA (1962) oraz Acta phys. Polon., **23**, 843 (1963).
- [66] H. R. Brugger, T. Niewodniczański, M. P. Steiger, *(n', gamma)-Korrelation für $^{24}\text{Mg}(n, n' \text{ gamma})$ bei 3,25 MeV*. Helv. phys. Acta, **35**, 3 (1962).
- [67] T. Niewodniczański, P. Schurmann, M. P. Steiger, *(n', gamma)-Winkelkorrelation für $^{56}\text{Fe}(n, n' \text{ gamma})$ bei 2,0 MeV*. Helv. phys. Acta, **35** (1962).
- [68] A. Rytz, H. H. Staub, H. Winkler, W. Zych, *Absolute precision determination of several resonance and threshold energies and the alfa particle energy of ^{210}Po (part II)*. Helv. phys. Acta, **35**, 341 (1962).
- [69] H. Winkler, W. Zych, *180° Ablenkmagnet für die Absolutbestimmung von Partikelenergien*. Helv. phys. Acta, **34**, 449 (1961).
- [70] Z. Bobrowski, Z. Wilhelmi, E. Górski, A. Marcinkowski, A. Sołtan, M. Jaskóła, *Elektrostatykeskij uskoritiel pod dawleniem „Lech“*. Nukleonika **8**, 1 (1963) oraz IBJ Rep. 353/IA (1962).
- [71] Z. Moroz, *Fast neutron time-of-flight spectrometer*. IBJ Rep., 324/IA (1962).
- [72] J. Januszewski, J. Koralewski, W. Kusch, Z. Moroz, J. Wojtkowska, *The adaptation of 14 MeV neutron generator to the measurements of neutron spectrum time-of-flight technique*. IBJ Rep. 353/IA (1962).
- [73] M. Dakowski, J. Kownacki, H. Laneman, Z. Wilhelmi, *Issledowanie radioaktywnosti szlakow primienijajemych w proizwodstwie stroitielnych materialow*. IBJ Rep. 269/IA (1961) oraz Biuletyn Instytutu Budownictwa Mieszkaniowego, **12**, z. 9-M, 1 (1961).
- [74] J. Jastrzębski, R. Kilcher, *Vie moyenne des premiers etats excites des isotopes 192, 193, 195 de Au et de ^{198}Hg* . Comptes Rendus, **254**, 1911 (1962).
- [75] W. A. Briuchanow, N. N. Deljagin, B. Zwięgliński, S. A. Segreev, W. S. Szpinel, *Izmiernenie spiektrow rezonansnogo pogloszczenia gamma kwantow w kristallach*. Pribory i Tech. Eksper., **1**, 23 (1962).
- [76] W. W. Wołkow, L. Pomorski, I. Tys, G. N. Flerow, *Nabludienie reakeji podchwata*

- trech neutronow i reakcji srywa trzech protonow pri wzaimodeistwi jonow ^{14}N i ^{20}Ne s jadrami C, Al, Cu i Ta. *Ž. eksper. teor. Fiz.*, **42**, 635 (1962).
- [77] W. W. Wołkow, L. Pomorski, J. Tys, G. N. Flerow, *Reakcji peredač 2n i 3n pri oblczeni Al, Cu i Ta ionami*. *Ž. eksper. teor. Fiz.*, **43**, 865 (1962).
- [78] J. Żylicz, Z. Sujkowski, J. Jastrzębski, O. Wołczek, S. Chojnaeki, J. Jutlandow, *Experimental matrix element for the electron capture transition ^{165}Er , ^{165}Ho* . *Nuclear Phys.*, **42**, 330 (1963) oraz IBJ Rep. 358/IA (1963).
- [79] A. Jasiński, J. Kownacki, H. Lancman, J. Ludziejewski, S. Chojnaeki, J. Jutlandow, *The decay scheme of ^{166}Yb* . *Nuclear Phys.*, **41**, 303 (1963).
- [80] T. Kozłowski, *A correction device for the elimination of the pulse height influence on the time-to-pulse height converter resolution*. IBJ Rep., 378/IA (1962).
- [81] J. Brzosko, P. Decowski, Z. Wilhelmi, *The cross sections of (n, p) reactions producing isomeric and ground states of indium and antimony isotopes*. *Nuclear Phys.*, **45**, 179 (1963) oraz IBJ Rep. 400/I (1963).
- [82] J. Brzosko, P. Decowski, K. Siwek-Diament, Z. Wilhelmi, *Isomeric cross section ratios for some reactions induced by neutrons in tin and tellurium isotopes*. Rep. Central Res. Institute for Physics, Budapest (1963).
- [83] M. Jaskóła, W. Osakiewicz, J. Turkiewicz, Z. Wilhelmi, *Energy spectrum of alpha particles from the $^{138}\text{La}(n, \alpha)^{136}\text{Cs}$ reaction with 14,1 MeV neutrons*. *Nucl. Phys.*, **53**, 270 (1964) oraz IBJ Rep. 478/I (1963).
- [84] J. Turkiewicz, *Sur le mécanisme de la tripartition*. IBJ Rep., 481/I (1964).
- [85] M. Moszyński, A. Tuross, Z. Wilhelmi, *An electronic device improving resolution of neutron time-of-flight spectrometer with manylayer tray of counters*. IBJ Rep. 469/I (1963) oraz Nuclear Instrum. and Methods (w druku).
- [86] M. Nowicki, A. Tuross, *General-Purpose Window Amplifier*. IBJ Rep. 479/I (1963).
- [87] A. Graffstein, Z. Wilhelmi, *Miechaniczeskij selektor rezonansnych neutronow „Ag-nieszka I“*. IBJ Rep., 442/I (1963) oraz *Nukleonika*, **8**, 715 (1963).
- [88] A. Graffstein, Z. Wilhelmi, *Miechaniczeskij selektor rezonansnych neutronow „Ag-nieszka II“*. IBJ Rep., 443/I (1963) oraz *Nukleonika* (w druku).
- [89] J. Jastrzębski, F. Picard, P. Schapiro, J. L. Piucu, *Distributions angulaires des reactions $^{16}\text{O}(d, \alpha)^{14}\text{N}$ et $^{12}\text{C}(d, \alpha)^{10}\text{B}$* . *Nuclear Phys.*, **40**, 400 (1963).
- [90] J. Chwaszczewska, M. Dakowski, W. Przyborski, M. Sowiński, A. Schechter, E. Kierzek-Pecolt, Z. Weydman, P. Zalewski, *Recent results on silicon semiconductor nuclear particle detectors in Poland*. IBJ Rep., 444/IA, II, IX (1963).
- [91] M. Dakowski, H. Piekarcz, M. Sowiński, J. Chwaszczewska, *Mietod tocznych izmierenij tolszczyiny odnorodnosti tonkich slojow i folg*. IBJ Rep., 446/II, IA (1963).
- [92] J. Rondio, Z. Wilhelmi, *On some possibilities of determining the spins of a „negative“ level*. *Acta phys. Polon.*, **23**, 221 (1963).
- [93] M. Sowiński, M. Dakowski, H. Piekarcz, *On the possibility of a $^{235}\text{U}(n, \alpha)^{232}\text{Th}$ reaction for slow neutrons*. IBJ Rep., 462/IA (1963).
- [94] J. Chwaszczewska, M. Dakowski, A. Dąbrowski, M. Sowiński, M. Słapa, *Powierchnostno-bariernyje kremniewyje detektory s ochrannymi kolcami i wozmożnosti ich primienienija*. IBJ Rep., 463/IA (1963).
- [95] T. Niewodniczański, M. P. Steiger, *n-gamma Winkelkorrelation für $^{56}\text{Fe}(n, n' \text{ gamma})$ 0,845 bei 2,0 MeV*. *Helv. phys. Acta*, **36**, 707 (1963).
- [96] W. Ratyński, K. Ignatiew, I. Kirpicznikow, P. Bielajew, S. Suchoruczkin, *Spiektiry gamma-tuczey rezonansnogo zachwata neutronow*. *Ž. eksp. teor. Fiz.*, **45**, 870 (1963), I.T.F. Rep., 149, Moskwa (1963).
- [97] E. Rurarz, B. Grabowski, *Determination of the long counter efficiency for neutrons from the Ra—Be source and from the $\text{T}(d, n)^4\text{He}$ reaction*. IBJ Rep., 437/IA (1963).
- [98] Z. Ogrzewalski, T. Rzeszot, E. Warda, A. Graffstein, *Measurements of neutron*

- diffusion parameters in water using a fast chopper.* IBJ Rep., 403/IX (1963) oraz Nukleonika, **8**, 545 (1963).
- [99] M. Dakowski, M. Sowiński, *Niskoszumowy wzmacniacz uczulony na ładunek.* Nukleonika, **8**, 280 (1963).
- [100] V. Meyer, W. Reichart, H. H. Staub, H. Winkler, F. Zamboni, W. Zych, *Experimentelle Untersuchung der Massen-Impulsrelation des Elektrons.* Helv. phys. Acta, **86**, 981 (1963).
- [101] J. Ludziejewski, J. Białkowski, *Scintillacyjonnyj spektrometr dla mjągkiego gamma izkuczenija s primienienijem metodow sowpadienij i summirowanija.* IBJ Rep., 455/IA (1963).
- [102] J. Jastrzębski, P. Kilcher, *La desintegration du mercure 192.* Nuclear Phys., **45**, 679 (1963).
- [103] B. Buras, M. Dakowski, M. Sowiński, J. Chwaszczewska, *Wzaimodiejstwije tjażolyh oskolkow dielenija s n-p pierchodom.* IBJ Rep., 476/II (1963).
- [104] A. Jasiński, J. Kownacki, H. Lancman, *A fast and convenient method of measuring the thickness of thin coatings on steel sheets.* IBJ Rep., 485/IA (1963) oraz Nukleonika (w druku).
- [105] A. Mekler, *Stabilizacja magnitnogo pola elektromagnita odklonajuszczego puczek protonow s energiej 500 keV.* IBJ Rep., 477/IA (1963).
- [106] O. Wołczek, Tat-To-Nguyen, I. Jutlandow, *Determination of the ^{150}Dy — ^{150}Th transition energy by the method of the shape of the internal bremsstrahlung spectrum.* IBJ Rep., 430/IA (1963).
- [107] J. Jastrzębski, *Probabilites des transitions de premiers etats excites dans les noyaux ^{193}Au , ^{195}Au et ^{197}Au .* Phys. Letters, **3**, 289 (1963).
- [108] W. W. Wołkow, L. Pomorski, J. Tys, J. Wilczyński, *Izuczenie reakcji peredaczi dwuch nejtronov pri obtuczenij izotopov cirkonija ^{90}Zr , ^{92}Zr i ^{94}Zr ionami ^{15}N .* Z. eksp. teor. Fiz., **45**, 897 (1963).
- [109] W. W. Wołkow, L. Pomorski, J. Tys, J. N. Flerow, *Izuczenie reakcji peredaczi pri wzaimodejstwi tjażolyh ionow s jadrami s pomoszczu zapazdywajuszczej nejtronnoj aktiwnosti OIJ I, Rep., 1192 (1963).*
- [110] J. Jastrzębski, *Pomiar czasow zycia stanow izomerycznych w zakresie nanosekundowym.* IBJ Rep., 428/I (1963).
- [111] Z. Prejbisz, K. Pawlak, K. Stryczniewicz, *Contribution to the investigation of ^{160}Tm decay scheme.* Bull. Acad. Pol. Sci., Ser. Sci. math. astron. phys. (w druku).
- [112] H. Lancman, A. Jasiński, J. Ludziejewski, J. Kownacki, *Beta and Gamma spectra of ^{23}Ne and the excited state of ^{23}Na .* Nuclear Phys. (w druku).
- [113] L. Kowalski, W. Sebaoun, *Utilisation d'une couche de CsI(Tl) obtenue par evaporation sous vide, comme detecteur de fragments de fission.* J. Phys. Rad., **23**, 63 (1962).
- [114] L. Kowalski, C. Stephan, H. Langevin-Joliot, P. Radvanyi, *Effet cinematique dans la fission induite par des protons de 156 MeV dans les nauaux d'V, Bi et Au.* Physics Letters, **2**, 356 (1962).
- [115] L. Kowalski, C. Stephan, *Distributions angularies et sections efficaces de la fission de l'uranium, le bismuth et l'or induite par des protons de 156 MeV.* J. Phys. Rad., **24**, 901 (1963).
- [116] L. Kowalski, C. Stephan, *Competition between proton and neutron emission in the different evaporation chains following the bombardement of ^{209}Bi and V^{238} by protons of 156 MeV.* (Odeslane do opublikowania w Nucleonice.)
- [117] L. Kowalski, *Contribution à l'etude de la fission des noyaux bourds a grande energie.* Annales de Physique, **8**, 1 (1963).
- [118] A. Ławruchina, E. E. Rakowski, Su-Chun-Guj, S. Chojnacki, *Dielenie jader surmy protonami wysokoj energii.* Z. eksp. teor. Fiz., **40**, 409 (1961).
- [119] W. Osakiewicz, J. Turkiewicz, Z. Wilhelmi, M. Jaskóła, *Investigation of the nuclear surface by means of (n, α) reactions.* IBJ Rep. 515/I oraz Nuclear Phys. (w druku).

Eugene P. Wigner

Princeton University, Princeton, New Jersey

Zagadnienie pomiaru *

Wstęp

W ostatnich latach byliśmy świadkami odradzającego się zainteresowania zasadami i pojęciami podstawowymi mechaniki kwantowej¹ pobudzonego przez usiłowania, aby zmienić probabilistyczną interpretację mechaniki kwantowej. Jednak chociaż wyniki w tym kierunku nie były tak owocne, jak tego spodziewali się ich inicjatorzy², zainteresowanie nie ustało. Dlatego po przeszło dwóch dekadach bezczynności jesteśmy znowu świadkami dyskusji o podstawach teorii kwantów i wynikających z nich wniosków epistemologicznych. Jak często dzieje się w podobnych przypadkach, niektóre wcześniejsze pomysły zostały zapomniane i w nowoczesnej literaturze pewne z nich nie zostały jeszcze odkryte. Nieco zmieniła się terminologia, wprowadzono nowe idee i podjęto nowe wysiłki. Gdy rozmawiałem z wieloma przyjaciółmi na temat, który tutaj

* Artykuł ten ukazał się w *American Journal of Physics*, **31**, 6 (1963). Przekładu dokonano za zgodą Wydawcy i Autora.

Dokonano przeglądu standardowej teorii pomiarów, kładąc specjalny nacisk na wpływające z niej wnioski natury pojęciowej i epistemologicznej. Wyciągnięto wniosek, że teoria standardowa jest jedyną, która daje się pogodzić z dzisiejszą mechaniką kwantową. Gdyby więc zażądać, aby mechanika kwantowa dawała coś więcej niż związki pomiędzy prawdopodobieństwami kolejnych obserwacji, należałoby zmodyfikować równania mechaniki kwantowej. Zwrócono szczególną uwagę na przypadek, gdy przyrząd pomiarowy jest makroskopowy i jego wektor stanu nie jest dokładnie znany przed pomiarem.

¹ Y. Aharonow and D. Bohm, *Phys. Rev.* **122**, 1649 (1961); *Nuovo cimento* **17**, 964 (1960); B Bertotti, *Nuovo cimento Suppl.* **17**, 1 (1960); L. de Broglie, *J. phys. radium* **20**, 963 (1959); J. A. de Silva, *Ann. Inst. Henri Poincaré* **16**, 289 (1960); A. Datzef, *Comp. rend.* **251**, 1462 (1960); *J. phys. radium* **21**, 201 (1960); **22**, 101 (1961); J. M. Jauch, *Helv. Phys. Acta* **33**, 711 (1960); A. Landé, *Z. Physik* **162**, 410 (1961); **164**, 558 (1961); **164**, 558 (1961); *Am. J. Phys.* **29**, 503 (1961); H. Margenau and R. N. Hill, *Progr. Theoret. Phys.* **26**, 727 (1961); A. Peres and P. Singer, *Nuovo cimento* **15**, 907 (1960); H. Putnam, *Phil. Sci.* **28**, 234 (1961); M. Renninger, *Z. Physik* **158**, 417 (1960); L. Rosenfeld, *Nature* **190**, 384 (1961); F. Scklögl, *Z. Physik* **159**, 411 (1960); J. Schwinger, *Proc. Akad. Sci U.S.* **46**, 570 (1960); J. Tharrats, *Compt. rend.* **250**, 3786 (1960); H. Wakita, *Prog. Theoret. Phys.* **23**, 32 (1960); **27**, 139 (1962); W. Weidlich, *Z. Naturforsch* **15a**, 651 (1960); J. P. Wesley, *Phys. Rev.* **122**, 1932 (1961). Zobacz też artykuły: E. Teller, M. Born, A. Landé, F. Bopp and G. Ludwig w *Werner Heisenberg und die Physik unserer Zeit* (Friedrich Vieweg und Sohn, Braunschweig, 1961).

² Zobacz komentarz V. Focka w *Max Planck Festschrift* (Deutscher Verlag der Wissenschaften, Berlin (1958), p. 177, szczególnie rozdz. II.

chę przedyskutować, stało się dla mnie jasne, że będzie rzeczą pożyteczną przedstawić ponownie standardowy pogląd panujący przy końcu lat dwudziestych i to jest pierwszym zadaniem tego artykułu. Teoria standardowa wynika z pracy Heisenberga, w której po raz pierwszy została sformułowana zasada nieoznaczności³. Dalekosiężne możliwości tkwiące w idei Heisenberga ocenił jak sądzę w pełni pierwszy v. Neumann⁴, lecz wielu innych doszło niezależnie do podobnych wniosków. W pięknej książeczce Londona i Bauera⁵ przedstawione jest chyba w sposób kompletny to, co nazwę poglądem ortodoksyjnym.

Wnioski epistemologiczne wynikające z poglądu ortodoksyjnego są bardzo specyficzne. Dlatego należy zbadać pogląd ortodoksyjny z wielką starannością i rozglądać się za możliwościami pozwalającymi na ucieczkę od wniosków, do których pogląd ten prowadzi. Dla dużej grupy fizyków wnioski te nie są łatwe do przyjęcia i, chociaż nie odnosi się to do autora, jest on zdania, że dalekosiężny charakter wniosków epistemologicznych może niejednemu sprawiać trudności. Niepokój, który także podziela wielu przyznających się do poglądu ortodoksyjnego, ma swoje źródło w podejrzeniu, że nie można dojść do ważnych wniosków epistemologicznych bez starannej analizy procesu nabywania wiadomości. Zamiast tego zanalizujemy tylko ten typ informacji, który można otrzymać od świata zewnętrznego i nieożywionego według mechaniki kwantowej.

Napotkaliśmy tu na odwieczne pytanie, czy fizycy nie przekraczają swoich kompetencji szukając prawdy filozoficznej. Jestem zdania, że tak jest rzeczywiście⁶. Jednak wnioski o charakterze zasadniczym wynikające ze sformułowania praw fizyki w postaci mechaniki kwantowej wydają się interesujące, nawet gdy dopuścimy myśl, że rezultaty do których dojdziemy mogą nie być ostateczną prawdą.

Pogląd ortodoksyjny

Możliwe stany układu można według mechaniki kwantowej scharakteryzować przez wektory stanu. Te wektory stanu — cytujemy prawie dosłownie von Neumanna — zmieniają się w czasie na dwa sposoby: 1) z biegiem czasu

³ W. Heisenberg, *Z. Physik* **43**, 172 (1927); również jego artykuł w *Niels Bohr and the Development of Physics*, Pergamon Press, London, 1955; N. Bohr, *Nature* **121**, 580 (1928); *Naturwissenschaften* **17**, 483 (1929) w szczególności *Atomic Physics and Human Knowledge*, John Wiley & Sons, Inc. New York 1948.

⁴ Zobacz J. von Neumann, *Mathematische Grundlagen der Quantenmechanik*, Verlag Julius Springer, Berlin 1932, tłumaczenie angielskie przez Princeton University Press, Princeton, New Jersey 1955. Zobacz też P. Jordan, *Anschauliche Quantentheorie*, Julius Springer Berlin 1936, rozdział V.

⁵ *La Théorie de l'observation en mécanique quantique*, Herman et Cie., Paris 1939 lub E. Schrödingera, *Naturwissenschaften* **23**, 807, ff (1935); *Proc. Cambridge Phil. Soc.* **31**, 555 (1935).

⁶ Ten punkt widzenia wyraził szczególnie dobrze H. Margenau w pierwszych dwóch rozdziałach artykułu w *Phil. Sci.* **25**, 23 (1958).

w sposób ciągły według zależnego od czasu równania Schrödingera, które nazwiemy równaniem ruchu mechaniki kwantowej, 2) wektor stanu zmienia się jednak też w sposób nieciągły, według praw prawdopodobieństwa, jeżeli na układzie wykonuje się pomiar. Ten drugi rodzaj zmian nazywa się często redukcją funkcji falowej. Ta właśnie redukcja wektora stanu jest nie do przyjęcia dla wielu naszych kolegów.

Założenie dwóch typów zmian wektora stanu wprowadza dziwny dualizm. Należy podkreślić tutaj, że omawiany dualizm wiąże się bardzo luźno z często dyskutowanym dualizmem falowo-cząsteczkowym. Ten ostatni dualizm jest tylko częścią ogólniejszego pluralizmu, lub nawet *infinitezimalizmu* odnoszącego się do nieskończonej liczby niekomutujących wielkości mierzalnych. Można naturalnie mierzyć położenie cząstek, lub ich prędkości, albo też nieskończoność innych wielkości mierzalnych. Dualizm dyskutowany tutaj jest prawdziwym dualizmem i odnosi się do dwóch sposobów zmieniania się wektora stanu. Zauważmy mimochodem, że aspekt probabilistyczny teorii jest przeciwieństwem tego, do czego, jak można by oczekiwać, doprowadziłyby nas zdobywanie wiadomości przez codzienne doświadczenia. Praw probabilistycznych należałoby się spodziewać głównie wtedy, gdy następuje zmiana układu z biegiem czasu. Można by się więc spodziewać, że współdziałanie cząstek, ich zderzenia, są wydarzeniem rządzonym przez prawa statystyczne. Tu wcale się tak nie dzieje, niepewność w zachowaniu się układu nie zwiększa się w czasie, gdy układ pozostawiony jest samemu sobie, tzn. gdy nie jest poddany pomiarowi. W tym przypadku własności układu, opisane przez wektor stanu, zmieniają się w sposób przyczynowy, bez względu na to, jak długi był okres czasu, w którym układ był odosobniony. Przeciwnie, zjawisko zależne od przypadku występuje wtedy, gdy wykonuje się na układzie pomiar, gdy próbujemy sprawdzić, czy jego własności zmieniły się w taki sposób, jak to przepowiadały nasze równania przyczynowe. Jednak według mechaniki kwantowej zakres, w jakim można przepowiedzieć wyniki wszystkich pomiarów wykonanych na układzie, nie maleje z upływem czasu, w którym układ został pozostawiony samemu sobie i jest taki sam bezpośrednio po obserwacji jak długo po nim. Niepewność wyniku, że się tak wyrazimy, rośnie z czasem dla jednych pomiarów właśnie w tym samym stopniu, jak maleje dla innych. Odpowiednikiem tego jest w mechanice klasycznej twierdzenie Liouville'a. Mówi ono, że jeżeli wiemy, że punkt przedstawiający stan układu w przestrzeni fazowej znajduje się w danej chwili w skończonym elemencie objętościowym, to w każdej chwili późniejszej można wskazać element o tej samej objętości, zawierający punkt, który przedstawia stan układu. Podobnie niepewność wyniku pomiaru Q w chwili 0 jest dokładnie równa niepewności pomiaru $Q_t = \exp(-iHt/\hbar)Q_0 \exp(iHt/\hbar)$ w chwili t . Informacja dostępna w chwili późniejszej może mieć mniejszą wartość niż informacja dostępna we wcześniejszym stanie układu (jest to przyczyna wzrostu entropii): w zasadzie jednak suma informacji nie zmienia się w czasie.

Niesprzeczność poglądu ortodoksyjnego

Spróbujmy zredukować oba rodzaje zmian wektora stanu do jednego. W tym celu najprościej jest opisać cały proces pomiaru jako zdarzenie odbywające się w czasie, rządzone równaniami ruchu mechaniki kwantowej. Można by pomyśleć, że jeżeli taki opis jest możliwy, to nie ma potrzeby zakładania drugiego rodzaju zmian wektora stanu, jeżeli zaś niemożliwe, można by wywnioskować, że postulat pomiaru jest niezgodny z resztą mechaniki kwantowej. Niestety okaże się, że sytuacja nie jest taka prosta.

Chcąc opisać proces pomiaru za pomocą równań ruchu mechaniki kwantowej będziemy musieli zrealizować oddziaływanie pomiędzy obiektem a przyrządem pomiarowym. Rozważmy pomiar wielkości mającej *ostre* stany własne $\sigma^{(1)}, \sigma^{(2)} \dots$. Dla tych stanów obiektu pomiar z pewnością da kolejne wartości $\lambda_1, \lambda_2, \dots$. Gdy obiekt był początkowo w stanie $\sigma^{(v)}$, a przyrząd w stanie a , to stan układu łącznego obiektu i przyrządu przed oddziaływaniem był $a \times \sigma^{(v)}$. W tym przypadku oddziaływanie nie powinno zmienić stanu obiektu i powinno prowadzić do

$$a \times \sigma^{(v)} \rightarrow a^{(v)} \times \sigma^{(v)}. \quad (1)$$

Stan obiektu nie zmienił się, natomiast stan aparatu zależy i będzie zależał od początkowego stanu obiektu. Stan $a^{(v)}$ przyrządu będzie się przeto nazywał „ v -tym położeniem wskazówki“. Wektory stanu a^1, a^2, \dots są wzajemnie ortogonalne — zwykle odpowiednie stany są rozróżniane nawet makroskopowo. Ponieważ rozważaliśmy dotąd tylko stany *ostre*, dla których rozważany pomiar na pewno daje jedną określoną wartość, zatem do rozważań naszych nie weszły w ogóle elementy statystyczne⁷.

Zobaczmy teraz, co się dzieje, gdy stan początkowy obiektu nie jest ostry, lecz jest dowolną kombinacją liniową $\alpha_1 \sigma^{(1)} + \alpha_2 \sigma^{(2)} + \dots$. Z liniowego charakteru równań ruchu mechaniki kwantowej wynika wtedy (jako rezultat tzw. zasady superpozycji), że wektor stanu układu łącznego obiektu i przyrządu staje się równy prawej stronie związku

$$a \times [\Sigma \alpha_v \sigma^{(v)}] \rightarrow \Sigma \alpha_v [a^{(v)} \times \sigma^{(v)}]. \quad (2)$$

Jest rzeczą zrozumiałą, że rezultat ten nie zawiera w sobie żadnych elementów statystycznych. Jednak w stanie (2), powstałym wskutek pomiaru, zachodzi korelacja statystyczna pomiędzy stanem obiektu i przyrządu: równoczesny pomiar — wykonany na układzie łącznym obiektu i przyrządu — dwóch wielkości fizycznych, z których jedną jest oryginalna wielkość odnosząca się do obiektu, a drugą położenie wskazówki przyrządu, prowadzi zawsze do zgodnych wyników. Dlatego jeden z tych pomiarów jest niepotrzebny. Stan obiektu może być ustalony przez obserwację przyrządu. Jest to rezultat szczególnej postaci wektora stanu (2), mianowicie tego, że nie zawiera ona żadnego wyrazu typu $a^{(v)} \times \sigma^{(\mu)} \quad v \neq \mu$.

⁷ Hermitowskiego charakteru każdej wielkości obserwowalnej można dowiedzieć na podstawie równania (1) i unitarnej natury transformacji zaznaczonej strzałką. Por. E. Wigner Z. Phys. 133, 101 (1952), notka 2 na str. 102.

Dobrze wiadomo, że korelacje statystyczne tego rodzaju grają bardzo ważną rolę w strukturze mechaniki kwantowej. Jednym z pierwszych, którzy to spostrzegli, był Mott, który podał wytłumaczenie dlaczego fale kuliste⁸ wylatujących cząstek pozostawiają prostoliniowe ślady. Rzeczywiście zasadniczą różnicę pojęciową pomiędzy mechaniką kwantową a wcześniejszą teorią Bohra, Kramersa i Slatera stanowi to, że mechanika kwantowa, przez wyprowadzenie fal w przestrzeni konfiguracyjnej zamiast w przestrzeni zwykłej, pozwala na takie korelacje statystyczne.

Powracając do zagadnienia pomiarów widzimy, że nasza alternatywa: albo konflikt pomiędzy teorią pomiarów i równaniem ruchu, albo wyjaśnienie teorii i pomiarów za pomocą równań ruchu, zostały zrećnie wyminięte. Równania ruchu pozwalają na opis procesu, a stan obiektu jest odzwierciedlony przez stan przyrządu, przez co zagadnienie mierzenia na obiekcie przekształca się na zagadnienie obserwacji przyrządu. Oczywiście, że można to przerzucić dalej wprowadzając drugi przyrząd mierzący stan pierwszego itd. Jednak idea fundamentalna pozostaje niezmieniona i pełny opis obserwacji jest niemożliwy, ponieważ równania ruchu mechaniki kwantowej są przyczynowe i nie zawierają elementów statystycznych, podczas gdy pomiar je zawiera.

Należy mieć na uwadze, że jeżeli teoretyk kwantowy dyskutuje pomiary, robi liczne idealizacje. Zakłada na przykład, że pomiar za pomocą przyrządu dostarczy rezultatów bez względu na to, jaki był stan początkowy obiektu. Jest to naturalnie nierealistyczne, gdyż obiekt może się oddalić od przyrządu i nie zetknąć się z nim już nigdy. Co ważniejsze, przyswoił on sobie słowo *pomiar* i używał go w celu scharakteryzowania specjalnego typu oddziaływania, przy pomocy którego można otrzymać informacje o stanie określonego obiektu. Zatem pomiar stałej fizycznej, takiej jak przekrój czynny, nie należy do kategorii tego, co teoretyk nazywa pomiarem. Jego pomiar odpowiada tylko na pytanie odnoszące się do przejściowych stanów układu fizycznego, jak na przykład: „Jaka jest składowa x -owa pędu atomu?“ Z drugiej strony, ponieważ nie ma on możliwości nadążania za informacjami, dopóki nie dojdą one do jego świadomości, uważa on pomiar za zakończony, gdy tylko została ustalona odpowiedniość statystyczna pomiędzy wielkością, która miała być zmierzona, a stanem pewnego wyidealizowanego przyrządu. Dlatego postąpiłby dobrze, gdyby podkreślił z naciskiem specjalne znaczenie słowa *pomiar*.

Te uwagi kończą przegląd ortodoksyjnej teorii pomiaru. Jak wspomnieliśmy poprzednio, wszystko to jest zawarte na przykład w książce Londona i Bauera.

Krytyka teorii ortodoksyjnej

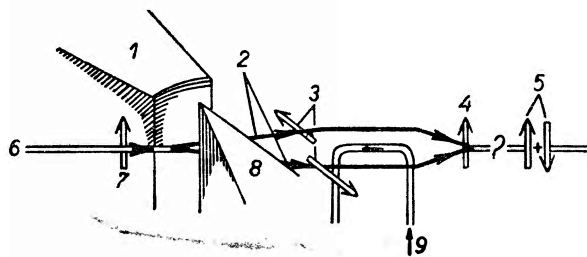
Czynione są wysiłki mające na celu modyfikowanie ortodoksyjnej teorii pomiarów przez zupełne odejście od obrazu streszczonego przez równania (1), (2). Przedyskutujemy jedną tylko próbę, w której zakłada się, że wynikiem pomiaru

⁸ N. F. Mott, Proc. Roy. Soc. (London) 126, 79 (1929).

nie jest wektor stanu typu (2), lecz tzw. mieszanina, mianowicie *jeden* z wektorów stanu

$$a^{(\mu)} \times \sigma^{(\mu)} \quad (3)$$

i że ten szczególny wektor stanu pojawi się z prawdopodobieństwem $|\alpha_{\mu}|^2$ jako wynik oddziaływania pomiędzy obiektem a przyrządem. Gdyby tak było, stan układu nie zmieniłby się gdyby ktoś stwierdził — w jakiś bliżej nieokreślony sposób — który z wektorów stanu (3) odpowiada aktualnemu stanowi układu, a więc można by tylko „stwierdzić, która z różnych możliwości pojawiła się”. Innymi słowy, końcowa obserwacja tylko wzbogaca nasze wiadomości o układzie, natomiast go niezmienia. Nie jest to prawdą, jeżeli wektor stanu po oddziaływaniu pomiędzy obiektem a przyrządem jest dany przez (2), ponieważ *stan przedstawiony przez wektor (2) ma własności, których nie ma żaden ze stanów (3)*. Może będzie rzeczą pożyteczną zilustrować na przykładzie tę fundamentalną, chociaż często pomijaną sprawę.



Rys. 1. 1, 8 — bieguny magnesu, 2 — wiązki wychodzące, 3 — wektory spinu, 4 — teoria ortodoksyjna, 5 — mieszanina, 6 — wiązka cząstek, 7 — wektor spinu, 9 — prąd elektryczny

Weźmy jako przykład doświadczenie Sterna i Gerlacha⁹, w którym mierzy się rzut spinu wiązki cząstek padających na kierunku prostopadły do płaszczyzny rysunku (zob. rys. 1). Wskaźnik ν może w tym przypadku przybierać dwie wartości: odpowiadają one dwóm możliwym skierowaniom spinu. *Przyrządem* jest współrzędna przestrzenna cząstki w kierunku prostopadłym do płaszczyzny rysunku. Jeżeli w doświadczeniu okaże się, że ta współrzędna jest dodatnia, spin jest skierowany ku nam; jeżeli jest ujemna, od nas. Doświadczenie ilustruje korelację statystyczną pomiędzy stanem *przyrządu* (współrzędną przestrzenną) i stanem obiektu (spinem). Zwykle wykonuje się pomiar kierunku spinu poprzez obserwację otoczenia, tj. umiejscowienie wiązki. Jeżeli chodzi o ustalenie korelacji statystycznej, to pomiar jest zakończony, gdy cząstka dolatuje do miejsca, gdzie znajdują się na rycinie poziome strzałki spinu.

Dla nas jest jednak ważna prawa strona rysunku. Wskazuje ona na to, że stan układu łącznego — obiektu i przyrządu (współrzędne spinowe i przestrzenne cząstki, tj. całkowity stan cząstki) — posiada cechy, których nie miałyby z osobna żadna z rozdzielonych wiązek. Jeżeli obie wiązki połączymy znowu w jedną za pomocą pola magnetycznego, wytworzonego przez prąd

⁹ To samo doświadczenie dyskutował niedawno z innego punktu widzenia H. Wakita. Progr. Theoret. Phys. 27, 139 (1962).

płynący w zaznaczonym na rycinie przewodzie, obie wiązki będą interferować i spin będzie z powrotem pionowy. To można sprawdzić przepuszczając połączoną wiązkę przez drugi magnes, nie zaznaczony jednak na rycinie. Jeżeli spin wiązki był skierowany ku nam, to po jej przejściu przez drugi magnes okaże się, że spin z równymi prawdopodobieństwami może przyjąć kierunek pierwotny lub przeciwny. To samo zachodzi dla drugiej cząstki, która była odchylona od nas. Chociażby nawet opisane doświadczenie było trudno wykonać, nie ma poważnych wątpliwości co do tego, że cząstki będą się zachowywały w ten sposób i że ich spiny będą opisywane w rozważanych warunkach przez równanie ruchu mechaniki kwantowej. Zatem z przykładu naszego widać, że własności układu łącznego obiektu i aparatu są z pewnością opisane przez wyrażenie postaci (2) i że w *tym przypadku* są one różne od własności *każdej* alternatywy (3).

W przypadku doświadczenia Sterna i Gerlacha można więc wskazać specyficzny i prawdopodobnie możliwy do przeprowadzenia doświadczalny sposób rozróżniania pomiędzy wektorem stanu (2), danym przez teorię ortodoksyjną, a bardziej pogładową mieszaniną stanów (3), której można by oczekiwać na pierwszy rzut oka. Nie ma chyba wątpliwości, że w tym przypadku poprawna jest teoria ortodoksyjna. Jest rzeczą znamioną, że trudno jest nawet w tym prostym przypadku, rozróżnić między tymi dwiema możliwościami. To nasuwa dwa pytania. Najpierw, czy istnieje w bardziej skomplikowanych przypadkach zasada, która umożliwi rozróżnienie między wektorem stanu (2) a mieszaniną stanów (3). Jak wiadomo autorowi, pytania tego nikt jeszcze na serio dotąd nie postawił, zatem trudno jest dyskutować na ten temat. Następnie zapytujemy, czy istnieje ciągle przejście pomiędzy (2) i mieszaniną stanów (3), takie że w prostszych przypadkach wynikiem współdziałania pomiędzy obiektem a przyrządem jest (2), lecz w bardziej skomplikowanych i bardziej realistycznych przypadkach aktualny stan obiektu i przyrządu dużo bardziej przypomina mieszaninę stanów. To zagadnienie znowu można badać stosując mechanikę kwantową lub można zażądać odstępstw od równań ruchu mechaniki kwantowej, a w szczególności od zasady superpozycji.

Wyrażenie „bardziej skomplikowany i bardziej realistyczny“ oznacza u nas, że przyrząd pomiarowy, którego stan należy związać ze stanem wielkości mierzonej, ma tę własność, że jego stan jest łatwo mierzyć, tzn. wytworzyć odpowiedniość między *nim* a innym przyrządem. Najłatwiej jest ustalić tę odpowiedniość pomiędzy stanem przyrządu, współdziałającego wprost z obiektem, a innym przyrządem, gdy pierwszy ma naturę makroskopową, a więc gdy jest skomplikowany z punktu widzenia mechaniki kwantowej. Łatwość, z jaką można ustalić te wtórne odpowiedniości daje wprost miarę tego, jak realne jest stwierdzenie faktu, że pomiar został zakończony. Jest rzeczą jasną, że jeżeli stan przyrządu, który wykonał pierwszy pomiar jest równie trudny do odczytania jak stan obiektu, nie można powiedzieć, że ustalenie odpowiedniości między jego stanem a stanem obiektu kończy w pełni pomiar. Jednak tak uważa się w teorii ortodoksyjnej. Zatem stawiamy pytanie, czy założenie,

że w ostatecznym wyniku pomiaru realistycznego stan łączny obiektu i przyrządu nie jest funkcją falową jak w (2), lecz mieszaniną stanów (3), jest zgodne z mechaniką kwantową. Zobaczymy, że odpowiedź jest przecząca. Zatem modyfikacja ortodoksyjnej teorii pomiaru, wspomniana na początku tego rozdziału, jest sprzeczna z zasadami mechaniki kwantowej.

Przystąpmy teraz do rachunków. Chociaż tego zwykle się nie podkreśla, jest rzeczą jasną, że do tego, aby wynikiem oddziaływania była mieszanina stanów, stan początkowy musi być mieszaniną¹⁰. To wynika z ogólnego twierdzenia mówiącego, że wartości własne macierzy gęstości są stałymi ruchu. Założenie, że stan początkowy układu łącznego obiektu i przyrządu jest mieszaniną, jest rzeczywiście bardzo naturalne, ponieważ bardzo trudno jest znać wektor stanu przyrządu, który w warunkach obecnie rozważanych jest zwykle makroskopowy. Załóżmy przeto, że wektor stanu przyrządu jest mieszaniną stanów A^1, A^2, \dots przy czym prawdopodobieństwo wystąpienia $A^{(e)}$ wynosi p_e . Można założyć, że wektory $A^{(e)}$ są nawzajem ortogonalne. Równania ruchu dadzą dla stanu $A^{(e)}$ przyrządu i stanu $\sigma^{(v)}$ obiektu stan końcowy

$$A^{(e)} \times \sigma^{(v)} \rightarrow A^{(ev)} \times \sigma^{(v)}. \quad (4)$$

Każdy stan $A^{(1v)}, A^{(2v)}, \dots$ wskaże ten sam stan obiektu, dla nich wszystkich położeniem wskazówki jest v . Jednak dla różnych v położenia wskazówki są też różne. Z drugiej strony $A^{(\rho v)}$ i $A^{(\sigma v)}$ dla $\rho \neq \sigma$ są też ortogonalne, ponieważ $A^{(\rho v)} \times \sigma^{(v)}$ i $A^{(\sigma v)} \times \sigma^{(v)}$ wynikają przez transformację unitarną z dwóch stanów ortogonalnych $A^{(\rho)} \times \sigma^{(v)}$ i $A^{(\sigma)} \times \sigma^{(v)}$, a iloczyn skalarny $A^{(\rho v)} \times \sigma^{(v)}$ z $A^{(\sigma v)} \times \sigma^{(v)}$ jest równy $(A^{(\rho)}, A^{(\sigma)})$. Zatem $A^{(ev)}$ tworzą układ ortogonalny (choć prawdopodobnie niezupełny)

$$(A^{(ev)}, A^{(\sigma v)}) = \delta_{e\sigma} \delta_{vv}. \quad (5)$$

Z liniowego charakteru równań ruchu wynika znowu, że jeżeli stan początkowy obiektu jest kombinacją liniową $\sum a_\nu \sigma^{(\nu)}$, to stan układu łącznego obiektu i przyrządu będzie po pomiarze mieszaniną stanów

$$A^{(e)} \times \sum_\nu a_\nu \sigma^{(\nu)} \rightarrow \sum_\nu a_\nu [A^{(ev)} \times \sigma^{(\nu)}] = \Phi^{(e)} \quad (6)$$

¹⁰ Tę sprawę pomijają liczni autorzy, którzy odkrywają ponownie opis pomiaru podany już przez v. Neumanna i opisany wzorami (1) i (2). Ci autorzy zakładają, że z natury makroskopowej przyrządu pomiarowego wynika, że jeżeli prawdopodobne jest kilka „położeń wskazówki“ (jak w przypadku gdy wektorem stanu jest (2)), to stan jest koniecznie mieszaniną (a nie liniową kombinacją) stanów (3) — to znaczy stanów takich, że dla każdego z nich położenie wskazówki jest określone (ostre). Argumentuje się w ten sposób, że do obiektów makroskopowych stosuje się mechanikę klasyczną, a takie stany jak (2) nie mają odpowiednika w teorii klasycznej. Ten argument jest sprzeczny z dzisiejszą mechaniką kwantową. Ruch ciała makroskopowego można rzeczywiście opisać dobrze za pomocą równań klasycznych, jeżeli jego stan da się opisać klasycznie. Jest rzeczą jasną, że to ostatnie założenie nie jest według dzisiejszej teorii spełnione, chociażby w skrajnym przypadku Schrödingerskiego paradoksu z kotem (por. odnośnik 5). Dalej dyskusja doświadczenia Sterna i Gerlacha podana w tekście ilustruje fakt, że istnieją w zasadzie obserwowalne różnice pomiędzy wektorem stanu danym przez prawą stronę (2) a mieszaniną stanów (3), z których każdy ma określone położenie. Wspomnimy dalej o propozycjach takiego zmodyfikowania równań ruchu mechaniki kwantowej, aby dopuścić możliwość, żeby mieszanina stanów (3) była wynikiem pomiarów nawet wtedy, gdyby stan początkowy był wektorem stanu.

z prawdopodobieństwem p_e . Ta sama mieszanina powinna wtedy być według omawianego postulatu równoważna mieszaninie stanów ortogonalnych

$$\Psi^{(\mu k)} = \sum_{\nu} x_e^{(\mu k)} [A^{e\mu} \times \sigma^{(\nu)}]. \quad (7)$$

Są to najogólniejsze stany, w których wielkości pierwotnie mierzone mają określoną wartość, mianowicie λ_{μ} i w których ten stan jest sprzężony z pewnym stanem (jednym ze stanów $\sum_e x_e^{(\mu k)} A^{e\mu}$), dla którego położeniem wskazówki jest μ . Dalej, jeśli prawdopodobieństwo stanu $\Psi^{(\mu k)}$ oznaczymy przez $P_{\mu k}$, musimy mieć

$$\sum_k P_{\mu k} = |\alpha_{\mu}|^2 \quad (7a)$$

$x_e^{(\mu k)}$ będą naturalnie zależeć od liczb a .

Okazuje się jednak, że mieszanina stanów $\Phi^{(e)}$ nie może być równocześnie mieszaniną stanów $\Psi^{(\mu k)}$ (chyba że tylko jedna z liczb a jest różna od zera). Warunkiem koniecznym byłoby żądanie, aby $\Psi^{(\mu k)}$ były takimi kombinacjami liniowymi $\Phi^{(e)}$, żeby można było znaleźć współczynniki u w ten sposób, że

$$\sum_e x_e^{(\mu k)} [A^{(e\mu)} \times \sigma^{(\mu)}] = \Psi^{(\mu k)} = \sum_e u_e \Phi^{(e)} = \sum_{e\nu} u_e \alpha_{\nu} [A^{(e\nu)} \times \sigma^{(\nu)}]. \quad (8)$$

Wtedy z liniowej niezależności $A^{(e\nu)}$ wynika związek

$$u_e \alpha_{\nu} = \delta_{\nu\mu} x_e^{(\mu k)}, \quad (8a)$$

który nie może być spełniony, gdy więcej niż jedno a jest różne od zera. Zatem zastrzeżenie, że stan układu łącznego obiektu i przyrządu jest po pomiarze mieszaniną stanów, z których każdemu odpowiada określone położenie wskazówki, nie jest zgodne z równaniami ruchu mechaniki kwantowej.

Musimy więc wyciągnąć wniosek, że *pomiarów pozostawiających łączny układ obiektu i przyrządu w jednym ze stanów z określonym położeniem wskazówki nie można opisać przy pomocy liniowych praw mechaniki kwantowej*. Jeżeli więc istnieją takie pomiary, mechanika kwantowa posiada jedynie ograniczoną ważność. Ten wniosek musiał być dobrze znany wielu fizykom, chociaż nawet przedstawionego tu argumentu dawniej nie przytaczano. Ludwig w Niemczech oraz autor wysunęli niezależnie od siebie przypuszczenie, że równanie ruchu mechaniki kwantowej należy tak zmodyfikować, aby dopuścić możliwość wykonania pomiaru opisanego typu. Sugestii tych nie będziemy omawiać szczegółowo, ponieważ są tylko sugestiami¹¹ i nie mają obecnie mocy przekonywającej. Chociaż któraś z nich mogłaby być słuszna, musimy wyciągnąć

¹¹ Zob. art. G. Ludwiga *Solved and Unsolved Problems in the Quantum Mechanics of Measurement* (odnośnik 1) oraz artykuł autora w *The Scientist Speculates* wydane przez J. Gooda, William Heinemann, London 1962, str. 284.

wniosek, że jedynie teoria ortodoksyjna jest oparta na mocnych fundamentach i że pociąga ona za sobą uznanie dualistycznej teorii zmian wektora stanu. W szczególności wynika stąd tzw. redukcja wektora stanu. Jednak na powtórzone poprzednio pytanie odpowiemy: tak, istnieje ciągle przejście pomiędzy wektorem stanu (2), otrzymanym z teorii ortodoksyjnej, a mieszaniną stanów (3) postulowaną przez bardziej pogładową teorię pomiarów¹¹.

Co to jest wektor stanu?

Pojęcie wektora stanu jest tak ważne w mechanice kwantowej, że należy przedyskutować jego rolę i sposoby jego wyznaczania. Ponieważ według mechaniki kwantowej wszystkie informacje otrzymuje się jako wyniki pomiarów. zwykłym sposobem otrzymywania wektora stanu jest wykonanie pomiaru na układzie¹².

Aby odpowiedzieć na postawione zagadnienie wyprowadzimy najpierw wzór na prawdopodobieństwo, aby kolejne pomiary wykonywane na układzie dały pewne określone wyniki. Wzór ten podamy i w obrazie Schrödingera, i w obrazie Heisenberga. Założmy, że wykonujemy n kolejnych pomiarów na układzie w chwilach t_1, t_2, \dots, t_n . Operatorami wielkości nieznanych są w obrazie Schrödingera Q_1, Q_2, \dots, Q_n . Ich wektory własne oznaczymy przez ψ z odpowiednimi wskaźnikami górnymi. Podobnie ich wartości własne oznaczymy przez q , przy czym

$$Q_j \psi_k^{(j)} = q_k^{(j)} \psi_k^{(j)}. \quad (9)$$

Operatory Heisenberga odpowiadające tym wielkościom, mierzone w odpowiednich chwilach są równe:

$$Q_j^H = e^{iHt_j} Q_j e^{-iHt_j}. \quad (10)$$

Wektory własne tych operatorów oznaczymy przez $\varphi_k^{(j)}$, gdzie

$$\varphi_k^{(j)} = e^{iHt_j} \psi_k^{(j)}; \quad Q_j^H \varphi_k^{(j)} = q_k^{(j)} \varphi_k^{(j)}. \quad (10a)$$

Jeżeli wektorem stanu był początkowo wektor Φ , to prawdopodobieństwo, aby ciąg pomiarów dał kolejno rezultaty $q_\alpha^{(1)}, q_\beta^{(2)}, \dots, q_\mu^{(n)}$, jest równe kwadratowi bezwzględnej wartości wyrażenia

$$(e^{-iHt_1} \Phi, \varphi_\alpha^{(1)}) (e^{-iH(t_2-t_1)} \varphi_\alpha^{(1)}, \varphi_\beta^{(2)}) \dots (e^{-iH(t_n-t_{n-1})} \varphi_\lambda^{(n-1)}, \varphi_\mu^{(n)}). \quad (11)$$

To samo wyrażenie napisane przy pomocy wektorów własnych operatorów Heisenberga ma prostszą postać

$$(\Phi, \varphi_\alpha^{(1)}) (\varphi_\alpha^{(1)}, \varphi_\beta^{(2)}) \dots (\varphi_\lambda^{(n-1)}, \varphi_\mu^{(n)}). \quad (11a)$$

¹² Istnieją jednak inne możliwości doprowadzenia układu do określonego stanu. Są one oparte na fakcie, że mały układ współistniejący z układem dużym, będącym w określonym i znanym stanie, może znaleźć się w określonym stanie z prawie absolutną pewnością. Zatem jeżeli umieścić atom wodoru w dużym zbiorniku, w którym nie ma promieniowania, prawie na pewno przekaże on swoją całą energię polu promieniowania w zbiorniku i przejdzie do stanu normalnego. Na tę metodę przygotowywania stanu kładł nacisk H. Margenau.

Należy zauważyć, że prawdopodobieństwo nie jest jednoznacznie wyznaczone przez operatory Heisenberga Q_j^H i ich wektory własne. *Porządek czasowy*, w którym pomiary są wykonywane odgrywa istotną rolę. Już v. Neumann wprowadził omawiane tu wyrażenie i ich uogólnienie dla przypadku, gdy wartości własne $q_\alpha^{(1)}, q_\beta^{(2)}, \dots$ mają więcej wektorów własnych. W tym przypadku jest rzeczą bardziej właściwą wprowadzić operatory rzutowe dla każdej wartości własnej $q^{(j)}$ każdego operatora Heisenberga Q_j^H . Jeżeli omawiany operator rzutowy oznaczymy przez P_{jk} , to prawdopodobieństwo, aby wynikiem kolejnych pomiarów był ciąg $q_\alpha^{(1)}, q_\beta^{(2)}, \dots, q_\mu^{(n)}$ jest

$$(P_{n\mu} \dots P_{2\beta} P_{1\alpha} \Phi, P_{n\mu} \dots P_{2\beta} P_{1\alpha} \Phi). \quad (12)$$

Wyrażenie (11) lub (11a) można też otrzymać, żądając, aby $\psi_k^{(j)}$ był wektorem stanu, gdy pomiar $Q^{(j)}$ dał wynik $q_k^{(j)}$. Istotnie, stwierdzenie, że $\psi_k^{(j)}$ jest wektorem stanu jest jedynie skróconym wyrażeniem faktu, że ostatni, właśnie wykonany, pomiar wielkości $Q^{(j)}$ na układzie dał wynik $q_k^{(j)}$. W przypadku niezwyrodniałym wektor stanu zależy tylko od wyniku ostatniego pomiaru, a przyszłe zachowanie się układu nie zależy od jego bardziej odległej przeszłości. Tak nie jest, gdy mamy do czynienia z przypadkiem zwyrodniałym.

Najprostszym wyrażeniem na wektor stanu Heisenberga, gdy j -ty pomiar dał wartość $q_k^{(j)}$, jest w tym przypadku po właściwym znormalizowaniu

$$P_{jk} \dots P_{2\beta} P_{1\alpha} \Phi. \quad (12a)$$

Jeżeli po znormalizowaniu wyrażenie (12a) nie zależy od oryginalnego wektora stanu Φ , pewna liczba pomiarów wystarczyła do zupełnego wyznaczenia stanu układu i wytworzył się stan czysty. Jeżeli wektor (12a) zależy jeszcze od początkowego wektora stanu Φ i jeżeli nie wiadomo, z którym wektorem należało zacząć, stan układu jest mieszaniną wszystkich stanów (12a) z wszystkimi możliwymi Φ . Oczywiście pomiar pojedynczy wielkości Q , której wszystkie wartości są niezwyrodniałe, wystarczy, aby sprowadzić układ do stanu czystego, chociaż ogólnie można przewidzieć, który stan czysty się wytworzy.

Uznajemy na podstawie przeprowadzonej dyskusji, że wektor stanu wyraża krótko tylko tę część naszych informacji dotyczących układu, która jest potrzebna do przewidywania (w takim stopniu jak to jest możliwe) jego przyszłości. Przypadkowo macierz gęstości gra podobną rolę, poza tym, że nie można przewidywać przyszłości przy jej pomocy w sposób tak zupełny, jak wtedy gdy mamy wektor stanu. Przyznajemy też, że prawa mechaniki kwantowej dają jedynie związki pomiędzy prawdopodobieństwami wyników kolejnych doświadczeń wykonywanych na układzie. Wprawdzie prawa mechaniki klasycznej można też sformułować poprzez tego rodzaju związki o charakterze probabilistycznym, jednak można je też sformułować w terminologii obiektywnej rzeczywistości. Ważne jest, że prawa mechaniki kwantowej można wyrazić tylko poprzez związki między prawdopodobieństwami.

Zagadnienia poglądu ortodoksyjnego

Niezgodność bardziej poglądowej interpretacji praw mechaniki kwantowej z równaniami ruchu może oznaczać, że należy utrzymać interpretację ortodoksyjną; może też znaczyć, że będziemy musieli odrzucić zasadę superpozycji. Można to zrobić według propozycji Ludwiga lub mojej, lub w jakiś jeszcze inny nie znany dotąd sposób. Dylemat, na który napotkaliśmy wymaga zrobienia przeglądu wszystkich możliwych stałych stron interpretacji ortodoksyjnej i obecny ostatni rozdział będzie poświęcony takiemu przeglądowi.

Zasadniczą pojęciową słabością poglądu ortodoksyjnego jest, według mnie, to, że postuluje on tylko abstrakcyjnie oddziaływania, których skutek ilustrują strzałki we wzorach (1) lub (4). W przypadku pewnych wielkości obserwowanych (jak x, y, p) nikt nie wierzy na serio, że taki przyrząd pomiarowy istnieje. Można nawet wykazać, że żadnej wielkości obserwowalnej, nie komutującej z addytywnie zachowanymi wielkościami (takimi jak pęd czy moment pędu lub ładunek elektryczny), nie można dokładnie mierzyć i w celu zwiększenia dokładności pomiarów należy używać bardzo dużych przyrządów pomiarowych. Najprostszy dowód tego podali Araki i Yanase¹³. Z drugiej strony większość wielkości, o których sądzimy, że możemy je zmierzyć, nie komutuje z wielkościami zachowanymi, tak, że nie można ich mierzyć przyrządem mikroskopowym. To budzi podejrzenie, że przyrząd pomiarowy musi z zasady być makroskopowy i przypomina nam, że nasze wątpliwości, odnośnie do ważności zasady superpozycji w procesie mierzenia, były związane z makroskopową naturą przyrządu. Łącznego wektora stanu (2), wynikającego z pomiaru przy pomocy bardzo dużego przyrządu, *nie można odróżnić tak prosto od mieszaniny*, jak tego nie można było zrobić z wektorem stanu w doświadczeniu Sterna i Gerlacha, które przedyskutowaliśmy¹⁴.

Druga, chociaż chyba nie tak poważna trudność powstaje, gdy próbujemy obliczyć prawdopodobieństwo tego, że współdziałanie między obiektem a przyrządem jest tego rodzaju, że istnieją stany $\sigma^{(p)}$, dla których zachodzi (1). Przypominamy, że oddziaływanie prowadzące do tego równania było po prostu repostulowane jako typ oddziaływania, który prowadzi do pomiaru. Prawdopodobieństwo pewnego oddziaływania rozumiem w sensie określonym przez Rosenzweiga i Dysona, którzy rozważali zbiory możliwych oddziaływań i określali prawdopodobieństwa poszczególnych oddziaływań¹⁵. Jeżeli przyjmie się ich (lub jakąś podobną) definicję, prawdopodobieństwo oddziaływania, przy którym istnieją stany $\sigma^{(p)}$ spełniające (1), staje się równe zeru. Dowód

¹³ H. Araki i M. Yanase, Phys. Rev. **120**, 666 (1961); por. też E. P. Wigner, Z. Physik **131**, 101 (1952).

¹⁴ Na to zwrócił już uwagę dr Bohm. Zob. Rozdział 22.11 jego *Quantum theory* (Prentice Hall, Inc. Englewood Cliffs, New Jersey 1951).

¹⁵ C. E. Porter and N. Rosenzweig, *Suomalaisen Tiedeakatemia Toimotuksia* VI, No. 44 (1960); Phys. Rev. **120**, 1698 (1960); F. Dyson, J. Math. Phys. **3**, 140, 157, 166 (1962). Popatrz też E. P. Wigner, *Proceedings of the Fourth Canadian Mathematics Congress*, University of Toronto Press, Toronto 1959, p. 174.

tego jest podobny do dowodu twierdzenia¹⁶, że prawdopodobieństwo reprodukcji stanu układu jest zerem. Istotnie, według (1) każde $\sigma^{(n)}$ odpowiada reprodukcji układu. Trudność tę rozwiązuje się przypuszczając, że jeżeli układ mający wektor stanu a — to znaczy przyrząd — jest bardzo duży, to związek (1) może być spełniony z bardzo małym błędem. Znowu okazuje się, że na to, aby istniała możliwość mierzenia, aparat musi być duży.

Nasze rozumowania nad ortodoksyjną interpretacją praw kwantowych możemy streścić w najkrótszy i najbardziej popularny sposób mówiąc, że prawa te dają nam jedynie związki pomiędzy prawdopodobieństwami wyników kilku kolejnych obserwacji układu. Wypowiedź ta jest całkiem rozsądna i rzeczywiście taka wypowiedź powinna się nasuwać w sposób naturalny, jeżeli w danych pomiarach pojawiają się w sposób nieunikniony elementy przypadkowości. Jednak w słowie „kolejny“ tkwi pewna słabość, ponieważ nie jest to pojęcie relatywistyczne. Większość obserwacji ma charakter nielokalny i należy przyjąć, że posiadają one koniecznie pewną rozciągłość w czasie, a więc trwanie. Jednak *wielkości obserwowalne* dzisiejszej teorii są momentalne, a więc są wielkościami nierelatywistycznymi. Jedynymi wyjątkami są lokalne operatory pola: wiemy jednak z dyskusji Bohra i Rosenfelda, jak skrajnie abstrakcyjne założenia musi się przyjąć aby opisać ich pomiar¹⁷. Ten stan rzeczy z pewnością nie daje powodów do uspokojenia.

Trzy już przedyskutowane zagadnienia — lub przynajmniej dwa z nich — są realne. Być może dlatego rzeczą pożyteczną będzie jeszcze raz podkreślić, że są to zagadnienia formalnej matematycznej teorii pomiarów i opisu pomiaru przez przyrząd makroskopowy. Nie wynika z nich jednak to, że „redukcja pakietu falowego“ (jakkolwiek to nazwiemy) rzeczywiście zachodzi w pewnych przypadkach. Rozważmy na przykład zderzenie protonu z neutronem i wyobraźmy sobie, że oglądamy to zjawisko z układu współrzędnych, w których środek ich masy spoczywa. Gdy pominiemy wiązkę nierozproszoną, wektor stanu ma w bardzo dobrym przybliżeniu (ponieważ zachodzi tylko rozproszenie tali S) postać

$$\psi(r_p, r_n) = \frac{1}{r} e^{ikr} w(r),$$

gdzie $r = |r_p - r_n|$ jest odległością obu cząstek, a $w(r)$ pewną powoli zmienną funkcją tłumiącą, znikającą dla $r < r_0 - \frac{1}{2}c$ i $r > r_0 + \frac{1}{2}c$, gdzie r_0 jest średnią odległością obu cząstek w rozważanej chwili, a c długością spójności wiązki. Jeżeli wykonano pomiar pędu jednej z cząstek (tej możliwości nigdy się nie kwestionuje) i pomiar ten dał wynik $-p$, wektor stanu drugiej cząstki staje się nagle (słabo tłumioną) falą płaską odpowiadającą pędowi p . To samo można wyrazić mówiąc, że gdyby wykonać pomiar pędu drugiej cząstki, dałby on

¹⁶ Por. artykuł autora w *Logic of Personal Knowledge*, Routledge and Kegan Paul, London 1961, p. 231.

¹⁷ N. Bohr and L. Rosenfeld, *Kgl. Danske Videnskab Selskab, Mat.-fys. Medd.* **12**, No 8 (1933); *Phys. Rev.* **78**, 194 (1950); E. Corinaldesi, *Nuovo cimento* **8**, 494 (1951); B. Ferretti, *Nuovo cimento* **12**, 558 (1954)

rezultat $-p$, jak wynika z prawa zachowania pędu. Do tego samego wniosku można też dojść przez formalne obliczenie możliwych wyników łącznego pomiaru pędów obu cząstek. Można iść nawet dalej¹⁸. Zamiast mierzyć pęd cząstki można mierzyć jej kręt dokoła stałej osi. Jeżeli ten pomiar daje wynik $m\hbar$, wektor stanu drugiej cząstki staje się nagle falą cylindryczną, a jej składowa momentu pędu dokoła tej samej osi wynosi $-m\hbar$. Inaczej mówiąc, gdybyśmy wykonali pomiar rozważanej składowej momentu pędu drugiej cząstki, otrzymalibyśmy z pewnością $-m\hbar$. Można to znowu wywnioskować z prawa zachowania momentu pędu (który znika dla układu obu cząstek), lub stosując analizę formalną. Znowu wystąpiła tu *kontrakcja pakietu falowego*.

Widać też, że błędem byłoby powiedzieć w omówionym przykładzie, że nawet zanim w ogóle wykonano doświadczenie stan był mieszaniną fal płaskich rozchodzących się w przeciwnych kierunkach. Nie można oczekiwać, żeby momenty pędu jakiejkolwiek pary takich fal wykonywały opisaną przed chwilą korelację. Jest to naturalne, ponieważ fale płaskie nie są falami cylindrycznymi lub dlatego, że (13) jest wektorem stanu mającym inne własności niż każda mieszanina. Korelacje statystyczne, które są wyraźnie postulowane przez mechanikę kwantową (i które można pokazać doświadczalnie, na przykład w doświadczeniu Bothego i Geigera), wymagają w pewnych przypadkach *redukcji wektora stanu*. Można jedynie postawić pytanie, czy musimy żądać takiej redukcji także wtedy, gdy wykonujemy pomiar przyrządem makroskopowym. Rozważania na temat równania (8) wykazują, że tak jest rzeczywiście, jeżeli zakładamy stosowalność prawa mechaniki kwantowej dla wszystkich układów.

Tłumaczył Bronisław Średniawa

¹⁸ Por. w związku z tym dość podobną sytuację dyskutowaną przez A. Einsteina B. Podolsky'ego i N. Rosena. Phys. Rev. 47, 777 (1935).

L. Kowalski

Katedra Fizyki Jądra Atomowego
Uniwersytet Warszawski

Detektory śladowe — nowa metoda wizualizacji cząstek jądrowych

Wstęp

Zjawiska zachodzące w ciałach stałych pod wpływem przechodzących przez nie indywidualnych cząstek jonizujących znalazły wiele zastosowań w fizyce jądrowej. Obok detektorów scyntylicyjnych i złącz półprzewodnikowych do sukcesów lat ostatnich na polu rejestracji pocisków jądrowych należy zaliczyć detektory śladowe (*solid state track detectors*), które pozwalają na wizualizację śladów pozostawionych przez cząstki naładowane przy hamowaniu ich w ośrodku stałym.

Ta nowa metoda jest poniekąd odpowiednikiem emulsji fotojądrowych z tym, że odpadają tu trudności związane z przygotowaniem i obróbką chemiczną filmów. Metoda unaczyniania defektów wywołanych przez ciężkie jądra, przyspieszone do dużych energii, została zapoczątkowana w roku 1959, kiedy Silk i Barnes [1] zaobserwowali ślady fragmentów rozszczepienia w kryształach miki przy oglądaniu jej przez mikroskop elektronowy. Ta technika obserwacji śladów [2, 3, 4, 5, 6, 7, 8] była dość niewygodna, albowiem wiązka elektronów w mikroskopie często prowadziła do szybkiego zaniku śladów [8]. Dodatkowe trudności wynikały w związku z koniecznością użycia bardzo cienkich preparatów, a także w związku z małymi polami widzenia mikroskopu elektronowego. Wszystkie te ograniczenia zostały usunięte, kiedy Price i Walker [9] wykryli proces pogrubiania i utrwalania śladów w micy, dzięki któremu możliwe staje się zastosowanie zwykłego mikroskopu optycznego do obserwacji śladów pozostawionych przez różnego rodzaju ciężkie cząstki jonizujące. Odtąd stało się możliwe praktyczne zastosowanie tych nowych detektorów do badania reakcji jądrowych.

Początkowo metoda chemicznego utrwalania śladów ograniczała się tylko do kryształów, jednak obecnie stwierdzono, że może ona być z powodzeniem stosowana do trawienia całego szeregu szkielek [10, 40] i materiałów plastycznych [11]. Postęp w tej dziedzinie zmierza do znalezienia takich substancji, dla których dolna granica czułości ogarnia cząstki o coraz słabszej jonizacji właściwej.

Celem tego artykułu jest opis nowej metody pracy, a także wskazanie na różne możliwości jej zastosowania. Został on napisany głównie w oparciu o liczne prace Price'a i Walkera z laboratorium General Electric w Schenectady, gdzie wynaleziono i rozwinięto ten nowy typ detektorów opartych o właściwości ciała stałego.

1. Mechanizm tworzenia i utrwalania śladów

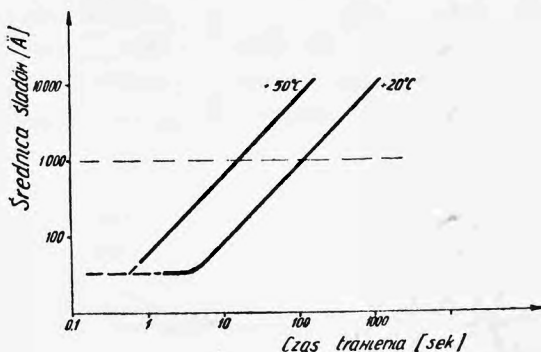
Uwagi praktyczne

Istota procesu współdziałania pocisków jądrowych z ośrodkiem stałym stanowi przedmiot specjalnych badań [12], przy czym zależnie od prędkości i rodzaju cząstek padających, należy się spodziewać występowania różnorodnych procesów i mechanizmów przekazywania energii. W pierwszym przybliżeniu współdziałanie cząstki o dużej wartości (dE/dx) z ośrodkiem materialnym może być opisane jako chwilowe lokalne silne ogrzanie, prowadzące do tego, że w najbliższym otoczeniu toru cząstki następuje zmiana pierwotnej struktury atomowej, która może być zaobserwowana przez mikroskop elektro-nowy jako tzw. pierwotny ślad pocisku.

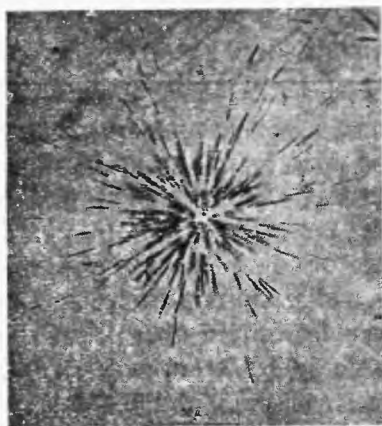
Poprzednio uważano [7], że obserwowany ślad pierwotny stanowi inną fazę krystaliczną miki, tworzącą się na skutek silnego ogrzania lokalnego. Późniejsze doświadczenia [8] wykazały jednak błędność tego poglądu, albowiem stwierdzono, że nawet przy bardzo dużej gęstości śladów nie występują żadne nowe pierścienie na elektronogramie miki. Substancja stanowiąca ślad pierwotny stanowi więc zupełnie chaotyczne rozmieszczenie atomów.

W przypadku kryształów miki bombardowanej przez fragmenty rozszczepienia uranu, z którymi zrobiono dotychczas największą ilość doświadczeń, mamy do czynienia ze stratą energii około 80 MeV na drodze rzędu kilku mikronów. W tych warunkach szerokość śladów pierwotnych wynosi kilkadziesiąt angstromów [7]. Ślady te charakteryzują się dużą trwałością w czasie, a także dużą odpornością na działanie temperatury. Tak np. ogrzanie miki syntetycznej do 775°C nie prowadzi jeszcze do zaniku śladów [7]. Gdy napromieniowany kryształ miki zanurzymy na przykład do kwasu fluowodorowego, to obserwuje się ciekawe zjawisko anizotropii procesu trawienia [9]. Mamy tu do czynienia z bardzo szybkim procesem rozpuszczania substancji wzdłuż śladu, z mniej szybkim wzrostem średnicy śladu i wreszcie z bardzo powolnym atakowaniem całej powierzchni zewnętrznej kryształu. Przez odpowiedni dobór odczynnika chemicznego, jego temperatury i czasu trwania, można uzyskać cienkie długie ślady o dowolnej średnicy. Na rys. 1 przedstawiona jest zależność średnicy śladów od czasu trawienia miki syntetycznej ($KMg_3AlSi_5O_{10}F_2$) w 20-procentowym kwasie fluowodorowym przy dwóch różnych temperaturach. Widzimy, że dla uzyskania średnic 10^8 Å, przy których pojedyncze ślady są już łatwo

widzialne przy pomocy mikroskopu optycznego, potrzeba ok. 9 min. trawienia w temperaturze pokojowej i zaledwie 20 sek. przy 50°C. Typowy obraz śladów widzianych przez mikroskop pokazany jest na rys. 2 odnoszącym się do miki syntetycznej trawionej w kwasie fluowodorowym w ciągu 2 min. (temp. pokojowa). Zbyt długie trawienie prowadzi z reguły do powstawania figur korozyjnych.



Rys. 1. Zależność średnicy śladów w micy syntetycznej od czasu trawienia kwasem fluowodorowym przy 20 i 50°C [9]



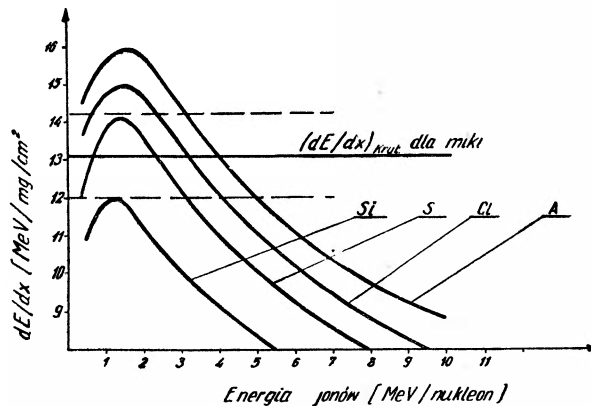
Rys. 2. Ślady od fragmentów rozszczepienia wylatujących z małego ziarenka kurzu uranowego znajdującego się na powierzchni miki podczas nświelania jej neutronami [31]

Liczne badania wskazują na to, że proces trawienia śladów pierwotnych jest zjawiskiem ogólnym odnoszącym się do różnych substancji: kryształów [2, 3, 6, 9, 13, 14, 15], ciał amorfnych [10, 11], a nawet do cienkich błonek metalicznych [3, 16, 17, 18, 19, 20].

Różne substancje charakteryzują się różnymi wartościami $(dE/dx)_{\text{kryt.}}$, od których począwszy rejestracja cząstek jest w ogóle możliwa. Cząstki o mniejszych wartościach (dE/dx) nie tworzą śladów pierwotnych, podczas gdy cząstki, dla których jonizacja właściwa przekracza wartość krytyczną użytej substancji, są np. w micy rejestrowane ze 100-procentową efektywnością. Te gwałtowne przejścia od zerowej do pełnej sprawności rejestracji cząstek są ważną zaletą

detektorów śladowych. Szklą są na ogół mniej czułe aniżeli mika, zaś materiały plastyczne charakteryzujące się też niższymi temperaturami topliwości są znacznie czulsze od miki [21].

Znając wartość krytyczną $(dE/dx)_{\text{kryt.}}$ łatwo jest określić rodzaj cząstek, które mogą być rejestrowane w danej substancji. Dla przykładu na rys. 3 zapożyczonym z pracy [21] przytoczone są wartości dE/dx w micie (muskowit $\text{KAl}_3\text{Si}_3\text{O}_{10}(\text{OH})_2$) dla kilku rodzajów jonów o różnych energiach. Korzystając z tych krzywych i wiedząc, że dla miki $(dE/dx)_{\text{kryt.}} \approx 13 \text{ MeV/mg/cm}^2$ przekonujemy się z łatwością, że żadne z jonów lżejszych od Si^{28} nie będą w micie rejestrowane, podczas gdy jony argonu, w zakresie energii mniejszych niż



Rys. 3. Straty energii dE/dx dla różnych jonów w zależności od ich energii odnoszące się do miki syntetycznej [21]. Linie poziome określają granicę czułości

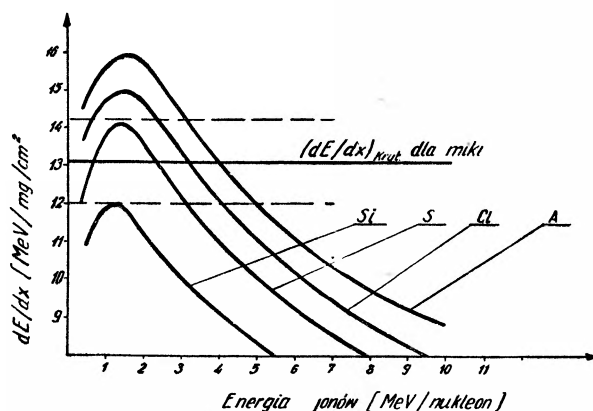
4 MeV na nukleon, zdolne są do pozostawiania śladów. Cząstki o większej energii po uprzednim ich zahamowaniu wewnątrz miki tworzą również ślad pierwotny, jednakże przy stosowanym obecnie sposobie trawienia kwas fluorowodorowy nie przedostaje się do defektów znajdujących się wewnątrz kryształu.

W pracy [21] znalezione też są wartości $(dE/dx)_{\text{kryt.}}$ dla lexanu (polikarbonat o przybliżonym składzie chemicznym $\text{H}_{18}\text{C}_{15}\text{O}_3$) oraz dla azotanu celulozy ($\text{H}_6\text{C}_{12}\text{O}_{18}\text{N}_4$), które pozwalają określić granicę czułości tych substancji. O ile dla miki, w przypadku energii 4 MeV/nukleon, będą rejestrowane tylko jądra o liczbie masowej większej od 28, to dla lexanu i azotanu celulozy przybliżone graniczne wartości A dla danego zakresu energii wynoszą odpowiednio 12 i 3. Cząstki α o energii 3 MeV niewidoczne w lexanie tworzą w nitrocelulozie ślady o długości ok. 5 mikronów. Zmiany w nitrocelulozie wywołane cząstkami α były badane jeszcze przed drugą wojną światową w Warszawskim Instytucie Radowym [39].

Istnieje oczywiście cały szereg substancji z pośrednimi progami czułości i dlatego, porównując ilość śladów na jednostkę powierzchni dla różnych substancji, możemy w zasadzie wnioskować o przybliżonym składzie masowym promieniowania badanego.

detektorów śladowych. Szkła są na ogół mniej czułe aniżeli mika, zaś materiały plastyczne charakteryzujące się też niższymi temperaturami topliwości są znacznie czulsze od miki [21].

Znając wartość krytyczną $(dE/dx)_{\text{kryt.}}$ łatwo jest określić rodzaj cząstek, które mogą być rejestrowane w danej substancji. Dla przykładu na rys. 3 zapożyczonym z pracy [21] przytoczone są wartości dE/dx w micie (muskowit $\text{KAl}_3\text{Si}_3\text{O}_{10}(\text{OH})_2$) dla kilku rodzaj jonów o różnych energiach. Korzystając z tych krzywych i wiedząc, że dla miki $(dE/dx)_{\text{kryt.}} \approx 13 \text{ MeV/mg/cm}^2$ przekonujemy się z łatwością, że żadne z jonów lżejszych od Si^{28} nie będą w micie rejestrowane, podczas gdy jony argonu, w zakresie energii mniejszych niż



Rys. 3. Straty energii dE/dx dla różnych jonów w zależności od ich energii odnoszące się do miki syntetycznej [21]. Linie poziome określają granicę czułości

4 MeV na nukleon, zdolne są do pozostawiania śladów. Cząstki o większej energii po uprzednim ich zahamowaniu wewnątrz miki tworzą również ślad pierwotny, jednakże przy stosowanym obecnie sposobie trawienia kwas fluoro-wodorowy nie przedostaje się do defektów znajdujących się wewnątrz kryształu.

W pracy [21] znalezione też są wartości $(dE/dx)_{\text{kryt.}}$ dla lexanu (polikarbonat o przybliżonym składzie chemicznym $\text{H}_{18}\text{C}_{15}\text{O}_3$) oraz dla azotanu celulozy ($\text{H}_6\text{C}_{12}\text{O}_{18}\text{N}_4$), które pozwalają określić granicę czułości tych substancji. O ile dla miki, w przypadku energii 4 MeV/nukleon, będą rejestrowane tylko jądra o liczbie masowej większej od 28, to dla lexanu i azotanu celulozy przybliżone graniczne wartości A dla danego zakresu energii wynoszą odpowiednio 12 i 3. Cząstki α o energii 3 MeV niewidoczne w lexanie tworzą w nitrocelulozie ślady o długości ok. 5 mikronów. Zmiany w nitrocelulozie wywołane cząstkami α były badane jeszcze przed drugą wojną światową w Warszawskim Instytucie Radowym [39].

Istnieje oczywiście cały szereg substancji z pośrednimi progami czułości i dlatego, porównując ilość śladów na jednostkę powierzchni dla różnych substancji, możemy w zasadzie wnioskować o przybliżonym składzie masowym promieniowania badanego.

Dla każdego materiału można dobrać odpowiedni proces chemiczny trawienia śladów, jednakże zależnie od substancji użytej anizotropia procesu trawienia jest różna i to wywołuje różnice w wyglądzie zewnętrznym śladów. Ślady od fragmentów rozszczepienia w szkle są z tego powodu znacznie grubsze od śladów w mice.

Tablica I

Optymalne czasy trawienia różnych minerałów i szkieł w 20% kwasie fluowodorowym przy temperaturze pokojowej [22]

Substancja	Czas trawienia
Mika syntetyczna — $\text{KMg}_3\text{AlSi}_3\text{O}_{10}\text{F}_2$	2 min.
Muskowit — $\text{KAl}_3\text{Si}_3\text{O}_{10}(\text{OH})_2$	30 min.
Biotyt — $\text{K}(\text{MgFe}^{\text{II}})_3\text{AlSi}_3\text{O}_{10}(\text{OH})_2$	10 sek.
Flogopit — $\text{KMg}_3\text{Al}_2\text{Si}_3\text{O}_{10}(\text{OH})_2$	1 min.
Leopoldit — $\text{K}(\text{LiAl})_3\text{SiAl}_4\text{O}_{10}(\text{FOH})_2$	20 sek.
Maryaryt — $\text{CaAl}_4\text{Si}_2\text{O}_{10}(\text{OH})_2$	10 min.
Astrofilit — $(\text{KNa})_2(\text{Fe}^{\text{II}}\text{Mn})_4\text{TiSi}_4\text{O}_{14}(\text{OH})_2$	5 sek.
Penin — $(\text{MgFe}^{\text{II}}\text{Al})_{12}(\text{AlSi})_8\text{O}_{22}(\text{OH})_{16}$	5 min.
Klinochlor — $(\text{MgAlFe})_{12}(\text{SiAl})_8\text{O}_{20}(\text{OH})_6$	10 min.
Talk — $\text{Mg}_3\text{SiO}_{10}(\text{OH})_2$	15 min.
szkło sodowe	3 sek.
krzemionka topiona	30 sek.
szkło fosforanowe	30 min.

W tablicy I przytoczone są optymalne czasy trawienia różnych minerałów i szkieł w 20% kwasie fluowodorowym w temperaturze pokojowej [22]. Dla materiałów plastycznych używane są bardzo stężone roztwory wodne KOH i NaOH ogrzane do temperatury około 50°C. Tak np. dla lexanu używa się roztworu NaOH (ciężar właściwy 1,3), przy czym w temperaturze 60°C czas trawienia wynosi około 15 min.

Roztwór wodny KOH stężony do gęstości 1,4 g/cm może być stosowany do trawienia azotanu lub octanu celulozy. Płytki z pleksiglasu były trawione w roztworze kwasu fluowodorowego i wody królewskiej (stosunek objętości 1 : 6). Poszukiwania optymalnych warunków trawienia śladów wymaga bardzo dużej ilości prób, które do niedawna mogły być realizowane tylko z udziałem reaktora. Podręczne źródła ^{252}Cf o aktywności rzędu 10^4 — 10^5 rozszczepień na minutę, posiadane już w niektórych laboratoriach, znacznie upraszczają te próby, albowiem bombardowania trwają tu bardzo krótko i odbywają się często na tym samym stole, na którym się prowadzi trawienie i obserwacje śladów pod mikroskopem.

2. Zastosowania praktyczne detektorów śladowych

Zaledwie dwa lata upłynęło od chwili wynalezienia obróbki chemicznej śladów pierwotnych w mice [9], a już wskazano na szereg ciekawych zastosowań tego zjawiska w różnych dziedzinach nauki i techniki. Niżej opisane będą niektóre z zastosowań stanowiące ilustracje tej nowej metody.

2.1. Reakcje jądrowe wywołane przez ciężkie jony

Dokładne obserwacje dotyczące reagowania kilku substancji: miki, lexanu i azotanu celulozy na różne jony, o masie $A \leq 40$ posiadające energię od 1 do 10 MeV/nukleon, opisane są w pracy [21].

W pracy [23] opisane są wyniki obserwacji miki po uprzednim bombardowaniu jej ciężkimi jonami ^{16}O przyspieszonymi do energii 150 MeV. Pomimo, że jony te nie tworzą śladów pierwotnych w miece (rys. 3) stwierdzono obecność $1,5 \cdot 10^7$ krótkich śladów przypadających na 1 cm^2 detektora, który uprzednio napromieniowany przez $2 \cdot 10^{12}$ jonów/ cm^2 .

Bliższa analiza wykazała, że obserwowane ślady związane są z jądrami złożonymi ($A > 28$) tworzącymi się przy pochłanianiu pocisków przez atomy wchodzące w skład miki.

Podobne obserwacje mogą być co prawda dokonane również przy pomocy odpowiedniej emulsji, jednakże użycie nowych detektorów jest prostsze i tańsze. Ustępując emulsjom pod względem informacji zawartej w każdym śladzie nowe detektory śladowe mają jednak cały szereg zalet. Tak na przykład jądra wchodzące w skład materiałów detekcyjnych (mika, materiały plastyczne) są lżejsze od jąder emulsji i dlatego reakcje z ciężkimi jądrami, badane przy pomocy nowych detektorów, nie będą zakłócone obecnością srebra. Z tego samego powodu prawdopodobieństwo rozpraszania coulombowskiego jest w miece około 10-krotnie mniejsze aniżeli w fotoemulsji jądrowej, co, jak zobaczymy niżej, może mieć duże znaczenie przy badaniu reakcji jądrowych. Łatwość rozpuszczania różnego rodzaju domieszek w materiałach plastycznych i szklach rozszerza zastosowanie substancji do badania różnych reakcji jądrowych.

Odporność miki na dość wysokie temperatury stanowi jej dodatkową zaletę ułatwiającą problemy chłodzenia, z którymi się ma do czynienia przy pracy z silnymi strumieniami jonów oraz przy pomiarach wewnątrz reaktora.

2.2. Badanie reakcji rozszczepienia jąder

Efektywność rejestracji fragmentów rozszczepienia uranu w miece wynosi 100%. Zostało to sprawdzone doświadczalnie przez porównanie ilości śladów w miece z ilością śladów w emulsji jądrowej znajdującej się w identycznych warunkach [24]. Tak więc mika może być użyta do pomiarów przekrojów reakcji podziału. Całkowita nieczułość miki na działanie pocisków bombardujących (protony, cząstki α , lekkie jony...) stanowi cenną zaletę przy pomiarach bardzo małych przekroji. Tak np. Price wraz ze współpracownikami [25] pomierzyli przekrój podziału 0,001 mikrobarnów (10^{-33} cm^2) charakteryzujący współdziałanie cząstek α o energii 25 MeV z uranem. W pracy [26] wykazano, że nawet jądra In i Ag ulegają rozszczepieniu pod wpływem protonów 156 MeV i, że nie bacząc na szereg trudności związanych z zanieczyszczeniami, przekroje rozszczepienia mogą być mierzone z niezłą dokładnością. W obu tych wypadkach

folia miki w kontakcie z warstwą materiału badanego poddane były długotrwałemu napromieniowaniu w silnej wiązce lekkich pocisków. Fakt, że w tych warunkach folia detekcyjna nie ulega zniszczeniu, wskazuje na ewentualną możliwość użycia nowych detektorów do badania ciężkich składników promieniowania kosmicznego. Rzeczywiście długotrwałe przebywanie na pokładzie sputnika, niezbędne ze względu na małą ilość bardzo ciężkich jąder, nie byłoby w tym wypadku utrudnione szkodliwym działaniem dominujących protonów i cząstek α . Istnieje jednak pewna granica. Tak na przykład przy bombardowaniu protonami 156 MeV zauważyliśmy powstawanie małych kropek związanych z jądrami odrzutu. Jakkolwiek odróżnienie tych kropek od śladów fragmentów rozszczepienia nie przedstawia trudności, to jednak przy bardzo długich napromieniowaniach ilość kropek na jednostkę powierzchni staje się tak duża, że obserwacja śladów jest utrudniona. W przypadku protonów 156 MeV dolna granica mierzalnych przekrojów, uwarunkowana istnieniem kropek, wynosi około 0,05 mikrobarna.

Badanie reakcji rozszczepień wywołanych ciężkimi jonami opisane jest w pracy [27]. Autorzy ci użyli miki syntetycznej zawierającej 1% atomów Pb rozmieszczonych równomiernie w całej objętości kryształu. Przy naświetlaniu folii jonami ^{16}O często się obserwuje emisję fragmentów rozszczepienia pod kątem mniejszym od 180° . Znajomość kąta między dwoma wylatującymi odłamkami rozszczepienia pozwala określić pęd przekazany dzielącemu się jądro, a stąd wnioskować można o mechanizmie współdziałania pocisku z jądrem na etapach poprzedzających sam akt rozszczepienia [28].

Nadmieniamy tutaj, że pomiary kątów w mice mogą być znacznie bardziej dokładne aniżeli w przypadku emulsji jądrowych, albowiem grubość śladu pierwotnego rzędu kilkudziesięciu angstromów jest znikomo mała w porównaniu do długości ≈ 10 mikronów $= 10^5 \text{ \AA}$. Ta ogromna dokładność lokalizacji przestrzennej mogłaby pozwolić na bezpośrednią obserwację jąder złożonych przed aktem rozszczepienia, gdyby czas ich życia był dłuższy od 10^{-12} sek. W tym przypadku mielibyśmy trójramienną gwiazdę, przy czym jeden z promieni skierowany wzdłuż wiązki odpowiadałby jądro przedpodziałowemu. Czas życia tego jądra mógłby być oszacowany na podstawie długości śladu w zestawieniu z pędem określonym wg kąta emisji fragmentów.

W wypadku $\text{Pb} + ^{16}\text{O}$ na 1000 aktów podziału nie zaobserwowano ani jednej gwiazdy potrójnej, jednakże przy bombardowaniu miki zawierającej Pb, przy pomocy jonów ^{40}Ar , zauważono 9 gwiazd potrójnych na 1860 aktów zwykłego rozszczepienia podwójnego [29].

Obserwacje te mogą być związane z wymienionymi wyżej rozszczepieniami opóźnionymi¹ albo też z rozszczepieniem na trzy ciężkie fragmenty. Ewentualność podziału na trzy ciężkie fragmenty była już badana w pracy [32], gdzie wykazano, że na 10^5 aktów rozszczepienia spontanicznego ^{252}Cf , wpro-

¹ Podziały z opóźnieniem rzędu milisekund były już wykryte przy pomocy innych metod badania współdziałania jonów z tarczą U [30, 31].

wadzonego do wewnątrz emulsji fotojądrowej, występuje 75 gwiazd potrójnych. Interpretacja tych wyników jest jednak trudna, albowiem nie jest wykluczone, że gwiazdy potrójne są wynikiem rozpraszania coulombowskiego jednego z dwóch fragmentów na atomie emulsji jądrowej, trzeci ślad byłby związany z jądrem odskokowym. Z pomocą przychodzą detektory mikowe. Rzeczywiście, gdyby w micy, w której prawdopodobieństwo rozpraszania coulombowskiego jest 10-krotnie mniejsze aniżeli w emulsji, ilość gwiazd potrójnych również wynosiła 75 na 10^5 , to byłoby to potwierdzeniem rzeczywistego istnienia tego typu rozszczepień potrójnych. Zgodnie z pracą [29], gdy szukano gwiazd potrójnych pochodzących od warstwy CfCl_3 umieszczonej pomiędzy dwoma foliami miki, na 10180 aktów zwykłego rozszczepienia nie zauważono ani jednej gwiazdy potrójnej.

Mamy tutaj dobry przykład tego, jak nowa metoda pracy może uzupełnić dane niezbędne do interpretacji zjawisk obserwowanych przy pomocy innych narzędzi badawczych.

2.3. Zastosowania w geologii

Bardzo małe ilości uranu, obecne w micy lub w innych substancjach dających ślady, mogą być określone po uprzednim napromieniowaniu próbki silnym strumieniem neutronów. Sposób ten jest odpowiednikiem metody aktywacji, z tą tylko różnicą, że liczenie gęstości śladów zastępuje tu pomiary aktywności. W pracy [32] wykazano, że można na tej drodze wykryć domieszki uranowe w ilości 10^{-12} atomów na jeden atom próbki badanej i że w zasadzie mogą być określone jeszcze 100-krotnie mniejsze koncentracje uranu. W przypadku badania substancji nie dającej śladów, zanieczyszczenia uranowe mogą być określone na tej samej drodze, przy napromieniowaniu tej substancji w kontakcie z folią detektora śladowego.

Inne nadzwyczaj ciekawe zastosowanie geologiczne związane jest z określaniem wieku minerałów [33, 34, 37]. Rzeczywiście, zarówno mika syntetyczna, jak też i mika naturalna zawierają pewne zanieczyszczenia uranu (10^{-8} — 10^{-11} at/at.), które, jak widzieliśmy, mogą być określone z dużą dokładnością. Im dłużej uran ten znajduje się wewnątrz minerału, tym więcej zajdzie w nim podziałów spontanicznych. Wiek więc minerału może być znaleziony w oparciu o znany okres połówkowy rozszczepień spontanicznych, wystarczy w tym celu policzyć ilość śladów w mineralu o znanej koncentracji uranu. Tak np. 10^8 śladów/cm², przy koncentracji uranu wynoszącej $5 \cdot 10^{-8}$ at/at., odpowiada wiekowi 10^8 lat. W obliczeniach tych [33] pominięto udział rozszczepień wywołanych promieniowaniami pochodzenia kosmicznego i ziemskiego, a także założono, że w skali wielu milionów lat nie następuje samorzutne znikanie śladów pierwotnych ².

² Ślady pierwotne mogą np. zanikać przy ogrzaniu miki do temperatury przekraczającej 800°C, a także przy bombardowaniu jej silnym strumieniem elektronów w mikroskopie elektronowym.

Szczegółowo problem praktycznych możliwości stosowania detektorów śladowych do pomiaru czasów geologicznych opisany jest w pracy [34], gdzie wykazano, że czas samorzutnego zanikania śladów jest dłuższy od 10^8 lat. Czasy geologiczne zmierzone na podstawie gęstości śladów zostały porównane z danymi innych metod [24, 26]. Wykazano, że dla czasów mniejszych od stu milionów lat (10^8) istnieje zadowalająca zgodność, podczas gdy dla czasów $5 \cdot 10^8$ i 10^9 lat wiek geologiczny określony przy pomocy miki jest odpowiednio 2 i 4-krotnie mniejszy [37]. Może to być związane ze znikaniem śladów wywoływanym procesami geologicznymi mającymi miejsce w dalekiej przeszłości, a także z dużym natężeniem promieniowania kosmicznego w epokach minionych.

Przy okazji nadmieniamy, że trwające obecnie poszukiwania śladów w minerałach wchodzących w skład meteorytów [25] mogą wniesić wiele nowego do nauki o promieniach kosmicznych.

2.4. Realizacja bardzo cienkich otworów (mikrofiltry)

Trawienie chemiczne śladów pierwotnych w cienkich warstwach prowadzi do powstawania prostych otworów przelotowych. Tak np. próbka z miki o grubości mniejszej od 10μ , po uprzednim prostopadłym jej napromieniowaniu przez fragmenty podziału i po poddaniu jej procesowi trawienia, stanowi doskonały filtr [35]. Grubości otworów w zależności od czasu trawienia mogą wynosić od 25 do 100 000 Å. Przy pomocy mikroskopu elektronowego stwierdzono, że nawet najcieńsze otwory mają średnice niezmiennie w czasie. Przy odpowiednim wyborze czasu napromieniowania można zrealizować filtry o różnych gęstościach otworów, na przykład od 10^2 do 10^{11} na 1 cm^2 . Minimalna ilość otworów zależy od ilości śladów pochodzących od rozszczepień spontanicznych uranu, znajdującego się w micy w postaci zanieczyszczeń. Maksymalna zaś gęstość otworów określona jest przez kruchość mechaniczną i radioaktywność próbek po napromieniowaniu ich bardzo silnymi dawkami neutronów. Zauważmy, że 10^{11} otworów/ cm^2 przy średnicy 25 Å stanowi filtr o przezroczystości 0,5%. Tego typu filtry mogą znaleźć liczne zastosowania naukowe i techniczne (np. separacja wirusów [25]).

2.5. Detekcja neutronowa

Folie miki użyte były do rejestracji bardzo małych dawek neutronów [36]. W tych zastosowaniach mika w kontakcie z warstwą materiału rozszczepialnego (^{235}U lub ^{238}U) wystawiona była na działanie neutronów (powolnych lub szybkich). Ilość śladów pozostawionych przez fragmenty rozszczepienia jest oczywiście proporcjonalna do ilości neutronów bombardujących uran, tak że pomiar sprowadza się do liczenia śladów. Całkowita nieczułość miki na cząstki z $A < 30$, a także wysoka odporność termiczna śladów (do ok. 800°C) stanowi cenne właściwości przy użyciu tych detektorów wewnątrz reaktora.

Dolna granica czułości, odpowiadająca 10 śladom/cm² uzyskanych przy kontakcie z grubą warstwą ²³⁵U, wynosi $4 \cdot 10^8$ n/cm² (neutrony termiczne). Dla neutronów o energii większej od 1 MeV, rejestrowanych przy pomocy ²³⁸U, dolna granica mierzalności (10 śladów/cm²) wynosi $3,5 \cdot 10^6$ neutronów/cm².

Maksymalne dawki, które mogą być na tej drodze mierzone, sięgają do 10^{20} n/cm² odpowiadającej 10^6 śladów/cm² uzyskanych w micy zawierającej 10^{-11} atomów uranu naturalnego na 1 atom substancji. Odpowiedni dobór ilości uranu pozwala więc na realizację detektorów o różnych zakresach czułości. Dość uciążliwe liczenie śladów może być w zasadzie zastąpione przez pomiar jakiegoś wybranego makroskopowego parametru miki proporcjonalnego do ilości defektów. Takim wygodnym parametrem może być ilość otworów w mikrofiltrze, która mogłaby być określona na podstawie szybkości przepływu gazu lub na podstawie przezroczystości folii dla cząstek α o określonej energii [25]. Zapewnienie dużej dokładności pomiarów na tej drodze jest jednak dość trudne, albowiem konieczna jest standaryzacja warunków trawienia, które decyduje o wielkości parametru mierzonego.

2.6. Przyspieszona analiza emulsji jądrowych

Inna możliwość zastosowania cienkich detektorów śladowych dotyczy przyspieszonej analizy emulsji jądrowych. Rozpatrzmy to na konkretnym przykładzie. Niechaj emulsja jądrowa, znajdująca się na pokładzie sputnika pomiędzy dwoma cienkimi warstewkami jakiegoś plastiku (np. lexanu), poddana zostanie bombardowaniu promienia kosmicznego. Gdy interesują nas tylko przemiany związane z bardzo ciężkimi jądrami, których jest stosunkowo bardzo mało, to zamiast długotrwałego poszukiwania odpowiednich gwiazd możemy wytrawić folie plastikowe w kwasie i szybko odnaleźć odpowiednie dziury o dużej średnicy. Ponieważ jednocześnie interesujące nas zjawiska są zarejestrowane w tej części emulsji, która znajduje się w bezpośrednim sąsiedztwie z otworem w detektorze śladowym, odnalezienie ich w emulsji fotograficznej jest znacznie uproszczone.

Jakkolwiek w chwili obecnej tego typu zastosowanie, ułatwiające poszukiwanie rzadkich zjawisk w emulsjach jądrowych, jest ograniczone do ciężkich cząstek o dużej jonizacji właściwej, to jednak należy się spodziewać, że rozwój tej metody doprowadzi do znacznie szerszego jej zastosowania. Dobór folii o różnych progach czułości pozwoliłby w zasadzie na selektywny wybór zdarzeń.

Uwagi końcowe

Detektory śladowe są prostym i wygodnym narzędziem pracy pozwalającym już obecnie na liczne zastosowania naukowe i techniczne. Jednakże możliwości ich zastosowań w fizyce jądrowej są na razie ograniczone tylko do cząstek o bardzo dużej jonizacji właściwej. Zrozumienie mechanizmu tworzenia śladów

pierwotnych przez cząstki jonizujące powinno doprowadzić do racjonalnych poszukiwań substancji o coraz większej czułości, a więc do rejestracji cząstek α , protonów, mezonów i elektronów o różnych energiach. Poza tym informacje dotyczące cząstek rejestrowanych, dane nam przez obecne detektory śladowe, są bardzo ubogie w porównaniu do tego, co można na przykład wnioskować na podstawie odpowiednio wywołanych śladów w emulsjach jądrowych. Nie zapominajmy jednak, że obecna technika emulsji jądrowych doskonalila się w ciągu kilku dziesiątków lat. Materiały światłoczułe są przypadkiem szczególnym szerszej klasy substancji śladowych i to pozwala przypuszczać, że detektory śladowe oparte na obserwacji defektów w ciałach stałych staną się w niedalekiej przyszłości również precyzyjnym i giętkim narzędziem pracy w fizyce jądrowej. Walker [22] wskazuje na trzy następujące kierunki badań mogących się przyczynić do udoskonalenia nowych detektorów: poszukiwania innych substancji śladowych, udoskonalenie warunków trawienia śladów pierwotnych oraz badanie wpływu warunków fizycznych, w jakich się znajduje naświetlana próbka, na jakość śladów.

W chwili obecnej poszukiwanie nowych substancji odbywa się w sposób dość przypadkowy. Zrozumienie mechanizmów leżących u podstaw tworzenia śladów pozwoli niewątpliwie na zracjonalizowanie tych badań. Ogólnie należy poszukiwać takich substancji, w których zachodzić mogą trwałe przemiany pod wpływem lokalnego przekazywania im możliwie małych ilości energii.

Nie ulega też wątpliwości, że ślady pierwotne zawierają dużo informacji dotyczących cząstek, lecz że my nie możemy jeszcze jej odczytać. Stosowana obecnie technika trawienia ułatwiając obserwację niszczy jednak dużo cennej informacji. Obecnie mogą być oglądane tylko takie ślady pierwotne, które posiadają formę ciągłego kanału defektów, co też tłumaczy ograniczoność metody do cząstek o bardzo dużej jonizacji właściwej. Przy mniejszych dE/dx ślad pierwotny nie jest już kanałem ciągłym, lecz zespołem defektów lokalnych rozmieszczonych z określoną gęstością wzdłuż śladu i odczynnik chemiczny nie ma dostępu do tych odizolowanych defektów położonych w głębi kryształu. Gdyby wynaleźć inną technikę „uwidaczniania“ śladów pierwotnych, przy której odizolowane defekty lokalne, również mogłyby być poddane powiększeniu (np. barwienie przy pomocy jakiegoś procesu dyfuzyjnego lub promieniowania, np. zastosowania ultradźwięków...), wówczas zwiększyłoby to czułość metody oraz pozwoliło na lepszą identyfikację cząstek. Warunki fizyczne, w jakich znajduje się substancja detekcyjna w chwili bombardowania jej przez badane cząstki (np. temperatura, pole elektromagnetyczne...), mogłyby ułatwić powstawanie śladów. Gdy zjawiskiem śladotwórczym jest kondensacja pary na jonach w komorze Wilsona, to w warunkach pary przesyconej, a więc przy określonej temperaturze i ciśnieniu, następuje ogromne ułatwienie tego procesu.

Uwzględniając rozwój fizyki ciała stałego należy się spodziewać szybkiego postępu w dziedzinie opisanej tu nową techniką detekcji promieniowań jądrowych.

Literatura

- [1] E. C. H. Silk, R. S. Barnes, *Phil. Mag.*, **4**, 970 (1959).
- [2] T. S. Naggle, J. O. Stiegler, *J. Appl. Phys.*, **31**, 2199 (1960).
- [3] T. K. Bierlein, B. Mastel, *J. Appl. Phys.*, **31**, 2314 (1960).
- [4] G. Bonfiglioli, A. Ferro, A. Mojoni, *J. Appl. Phys.*, **32**, 2499 (1961).
- [5] K. Izui, F. E. Fujita, *J. Phys. Soc. Japan.*, **16**, 1779 (1961).
- [6] F. P. Bowden, H. M. Montagn-Pollock, *Nature*, **191**, 556 (1961).
- [7] P. B. Price, R. M. Walker, *J. Appl. Phys.*, **33**, 2625 (1962).
- [8] P. B. Price, R. M. Walker, *J. Appl. Phys.*, **33**, 3400 (1962).
- [9] P. B. Price, R. M. Walker, *J. Appl. Phys.*, **33**, 3407 (1962).
- [10] R. L. Fleischer, P. B. Price, *J. Appl. Phys.*, **34**, 2903 (1963).
- [11] R. L. Fleischer, P. B. Price, *Science*, **140**, 1221 (1963).
- [12] G. I. Dienes, G. H. Vineyard, *Radiation Effects in Solids*, N.Y. 1957 (istnieje tłumaczenie rosyjskie z roku 1960).
- [13] A. D. Whapham, M. J. Makin, *Phil. Mag.*, **7**, 1441 (1962).
- [14] F. P. Bowend, L. T. Chadderton, *Proc. Roy. Soc.*, **269A**, 143 (1962).
- [15] D. A. Young, *Nature*, **182**, 375 (1958).
- [16] J. J. Kelsh, O. F. Kammerer, P. A. Buhl, *Brit. J. Appl. Phys.*, **11**, 555 (1960).
- [17] J. J. Klesk, O. F. Kammerer, A. N. Goland, P. A. Buhl, *J. Appl. Phys.*, **33**, 1475 (1962).
- [18] T. S. Naggle, J. O. Sfieglar, *J. Appl. Phys.*, **33**, 1726 (1962).
- [19] K. L. Merkle, *Phys. Rev. Letters*, **9**, 150 (1962).
- [20] K. L. Merkle, L. R. Singler, R. K. Hart, *J. Appl. Phys.*, **34**, 2800 (1963).
- [21] R. L. Fleischer, P. B. Price, R. M. Walker, E. L. Hubbard, *Phys. Rev.* w druku (nadesłana 20. 9. 1963).
- [22] R. M. Walker, Odczyt w Strasbourgu wiosną 1963 na konferencji poświęconej metodom badań promieni kosmicznych.
- [23] P. B. Price, R. M. Walker, *Physics Letters*, **3**, nr 3, 113 (1962).
- [24] M. Mauzette, P. Pellas, R. M. Walder, praca ta została opublikowana we Francji w końcu 1963 roku.
- [25] R. M. Walker, informacja prywatna — Orsav 1963.
- [26] L. Kowalski, M. Manrelle, C. Stephon, R. M. Walker, Wyniki wstępne prac kontynuowanych obecnie w Orsave.
- [27] P. B. Price, R. M. Walker, *Fifth International Congress for Electronic Microscopy*. Academic Press in New York 1962. Paper 64.
- [28] L. Kowalski, praca doktorska (*Annales de physique* — grudzień 1963).
- [29] P. B. Price, R. L. Fleischer, R. M. Walker, E. L. Hubbard, Raport UCRL-10772 (1963).
- [30] S. M. Polikanow i współpracownicy, *Ž. Eksp. Teoret. Fiz.*, **42**, 1464 (1962); **44**, 804 (1963).
- [31] W. P. Perelygin i współpracownicy, *Ž. Eksp. Teoret. Fiz.*, **42**, 1472 (1962).
- [32] P. B. Price, R. M. Walker, *Appl. Phys. Letters* **2** (1963).
- [33] P. B. Price, R. M. Walker, *Nature*, **196**, 732 (1962).
- [34] P. B. Price, R. M. Walker, Raport Nr 63-RL-3367M July 1963 General Electric Res. Laboratory Schenectady.
- [35] R. L. Fleischer, P. B. Price, R. M. Walker, *R.S.I.*, **7** (1963).
- [36] P. B. Price, R. M. Walker, Raport Nr 63-RL-3253M February 1963 — General Electric Res. Laboratory Schenectady N.Y.; Patu tei, *Appl. Phys. Letters*, **3**, 28 (1963).
- [37] M. L. Muga, H. R. Bownan, S. G. Thomson, *Phys. Rev.*, **121**, 270 (1961).
- [38] M. Morette, R. Walker, praca ukazała się we Francji w końcu 1963 r.
- [39] C. Pawłowski, *Postępy Fizyki* **14**, 673 (1963) oraz dodatkowe informacje prywatne.
- [40] W. Pérelygin, S. Tretiakowa, I. Zwara (Dubna 1963 rok, praca nr 1323. Ukaże się w *Pribory i Techn. Eksp.*).

Bronisław Kuchowicz

Warszawa

O pochodzeniu promieniowania kosmicznego

W notatce tej pragnę krótko przedstawić zebrane ostatnio informacje na temat pochodzenia promieni kosmicznych — opierając się na wynikach moskiewskiej konferencji poświęconej promieniowaniu kosmicznemu oraz na wynikach doświadczalnych uzyskanych w pobliżu bieguna magnetycznego.

Na dorocznej konferencji krajowej w ZSRR, poświęconej problematyce promieniowania kosmicznego (w październiku 1963), znani uczeni Ginzburg i Syrowatski rozważyli kwestię pochodzenia promieni kosmicznych w świetle ostatnich osiągnięć radioastronomii. Nierozstrzygnięty pozostaje dotychczas problem, skąd pochodzą docierające do Ziemi promienie kosmiczne — z Galaktyki czy z Metagalaktyki? Gdyby gęstość promieniowania kosmicznego była jednakowa w Galaktyce i Metagalaktyce, można by mniemać, że głównym źródłem tego promieniowania jest Metagalaktyka. Tymczasem okazało się, między innymi na podstawie badań radioastronomicznych, że gęstość promieniowania kosmicznego w Metagalaktyce jest przeszło tysiąckrotnie mniejsza. Wynika stąd, że dochodzące do ziemi promienie kosmiczne powstają w naszej Galaktyce.

Nie można jednak całkiem wykluczyć możliwości pozagalaktycznego pochodzenia promieni kosmicznych. Wskazywałyby na to takie zjawiska jak wybuchy centrów galaktycznych, np. wykrycie wybuchu jądra galaktyki *M-82*, oraz istnienie supergwiazd. Gwiazda taka wysyła w przedziale częstości optycznych o dwa rzędy wielkości więcej promieniowania niż nasza Galaktyka, a jasność jej w ciągu tygodnia zmienia się o 50%. Nie wiadomo, czy przed kilkudziesięciu milionami lat nie zaszedł w naszej Galaktyce wybuch, w wyniku którego powstało promieniowanie kosmiczne olbrzymich energii. Dopóki jednak nie uzyskamy całkowitej pewności w sprawie wybuchów jąder galaktycznych, należy zdaniem Ginzburga przyjąć nadal gwiazdy supernowe jako podstawowe źródło promieniowania kosmicznego.

W ciągu ostatnich lat radykalnej zmianie uległy poglądy uczonych na temat pochodzenia składowej elektronowej promieniowania kosmicznego. Przestaliśmy już zaliczać elektrony do promieniowania wtórnego, powstającego w górnych warstwach atmosfery. Zajęto się badaniem składowej elektronowej promieniowania kosmicznego, chcąc sprawdzić doświadczalnie, w jaki sposób składowa ta powstaje. W chwili obecnej istnieją w zasadzie dwie główne teorie, tłumaczące powstawanie tej składowej. W myśl pierwszej z nich elektrony kosmiczne powstają w przestrzeni kosmicznej w zderzeniach wysokoenergetycznych protonów z atomami wodoru. Jeśli teoria ta jest słuszna, wtedy doświadczenie powinno wykazać w składowej pierwotnej w przybliżeniu jednakowe ilości elektronów i pozytonów. W myśl drugiej, elektrony wytwarzane zostają podczas wybuchów gwiazd supernowych — wyrzucane są wtedy w przeważającej liczbie negatony.

Przed badaczami promieni kosmicznych wyłonił się więc prosty w zasadzie problem, jaki jest stosunek ilościowy elektronów do pozytonów w pierwotnym promieniowaniu kosmicznym? Zbadanie tego pozwalałoby rozstrzygnąć, jaką teorię pochodzenia elektronów kosmicznych można przyjąć — ewentualnie czy oba przedstawione procesy nie występują

jednocześnie. Chcąc wykonać te pozornie łatwe pomiary należało jednak przeprowadzić je wysoko w atmosferze, aby uniknąć wtórnych pęków promieniowania w maksymalnie możliwym stopniu, oraz przenieść się do wysokich szerokości geograficznych, w których odchylenie niskoenergetycznych cząstek naładowanych z promieniowania kosmicznego przez ziemskie pole magnetyczne będzie najślabsze. Grupa uczonych amerykańskich wykonała więc pomiary w okolicy ziemskiego bieguna magnetycznego, koło Fort Churchill w Kanadzie. Linie pola magnetycznego bieżą tu prawie pionowo, wobec czego nawet niskoenergetyczne cząstki mogą łatwiej docierać do powierzchni Ziemi. Detektory promieniowania umieszczono na balonach. Składały się one z zespołów komór iskrowych, przedzielonych magnesem odchylającym o indukcji 6 kGs. Dzięki temu magnesowi tory elektronów i pozytonów w dolnej swej części wykazywały przeciwne odchylenia. Tory cząstek w komorach iskrowych były rejestrowane przez dwie sprzężone kamery filmowe. Pomiary wykonano w lecie ub. roku i wyniki ogłoszono w jednym z ostatnich numerów *Physical Review Letters* [2]. Oto pokrótce wyniki liczbowe: balon znajdował się na wysokości 20 mil nad powierzchnią Ziemi w ciągu 22 godzin. Spośród 62 tysięcy wykonanych zdjęć na 188 widać tory elektronów, na 64 zaś — tory pozytonów. Średni stosunek liczbowy elektronów do pozytonów wynosi zatem 3 : 1, możliwe zaś jest, że przy energiach wyższych wartość liczbową tego stosunku ulegnie zwiększeniu. Wynika więc stąd, że elektrony kosmiczne nie mogą pochodzić wyłącznie ze zderzeń proton-proton. Część ich musi pochodzić z wybuchów gwiazd supernowych.

Literatura

- [1] A. A. Pomanski, *Izuczenie kosmiczskich luczej*, Wiestnik Akademii Nauk SSSR, 33 (12), 83 (1963).
[2] P. Meyer, R. Hildebrand, J. DeShong, Jr., *Phys. Rev. Letters*, 12, 1 (1963).

A. Piekara, F. Kaczmarek, A. Drobnik, A. Graja, T. Ramiszówna

Katedra Fizyki Doświadczalnej Uniwersytetu im. A. Mickiewicza
Zakład Dielektryków Instytutu Fizyki PAN
Poznań

Lasery ośrodka poznańskiego

1. Wstęp

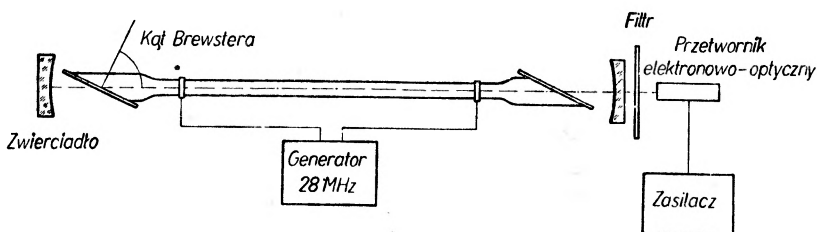
W Katedrze Fizyki Doświadczalnej Uniwersytetu im. Adama Mickiewicza oraz w Zakładzie Dielektryków Instytutu Fizyki Polskiej Akademii Nauk w Poznaniu prowadzi się już od kilku lat prace teoretyczne z dziedziny optyki nieliniowej. Badania te obejmują: zjawisko wytwarzania drugiej harmonicznej światła, rozpraszanie Rayleighowskie, depolaryzację światła, zmiany współczynnika załamania i stałej dielektrycznej przezroczystych dielektryków, zachodzące pod wpływem bardzo silnej wiązki światła. Obliczenia teoretyczne wykonane przez jednego z nas i S. Kielicha wykazują, że zmiany wyżej wymienionych wielkości są niemal niemierzalnie małe przy użyciu klasycznych źródeł światła [1]. Potwierdzenie teoretycznych przewidywań można by uzyskać stosując wiązki światła wielkiej mocy, jakie wytwarzają lasery. Cel taki przyświecał naszej grupie, gdy w roku 1962 postanowiliśmy przystąpić w Katedrze i Zakładzie do budowy laserów.

Rozwój laserów od roku 1960, gdy przez Maimana [2] został skonstruowany pierwszy laser rubinowy, jest bezprzykładnie szybki. Moc szczytowa wiązki światła monochromatycznego pierwszego lasera rubinowego była rzędu kilku kW, a obecnie buduje się już lasery rubinowe, których moc szczytowa w impulsie osiąga setki MW. Natężenie pola elektrycznego w niezogniskowanej fali świetlnej z takiego lasera dochodzi do 10^6 V/cm [3]. Wiązka światła lasera rubinowego może być więc zastosowana do badania efektów nieliniowych związanych z istnieniem kwadratowych i wyższych członów w wyrażeniach na polaryzację optyczną i dielektryczną [4].

W ośrodku poznańskim prace doświadczalne z dziedziny budowy laserów zostały rozpoczęte w drugiej połowie 1962 r. Celem tych prac było skonstruowanie laserów gazowych i rubinowych oraz wykorzystanie ich do badania nieliniowych efektów optycznych i dielektrycznych. W październiku 1963 r. ukończono konstrukcję kilku doświadczalnych modeli laserów gazowych, helowo-neonowych na bliską podczerwień ($\lambda = 1,15 \mu$), a na początku grudnia 1963 r. uruchomiono dwa lasery rubinowe ($\lambda = 6943 \text{ \AA}$). Jeden z nich pracuje na rubinie o konfokalnym układzie zwierciadeł, drugi na pałeczce rubinowej o zwierciadłach płaskich.

2. Lasery gazowe helowo-neonowe

Komorę rezonansową lasera gazowego tworzy układ zwierciadeł wklęsłych, między którymi znajduje się rura szklana, wypełniona mieszaniną neonu i helu. Schemat blokowy lasera pracującego w układzie zwierciadeł konfokalnych i z rurą o końcach ściętych pod kątami Brewstera przedstawia rys. 1.



Rys. 1. Schemat lasera helowo-neonowego

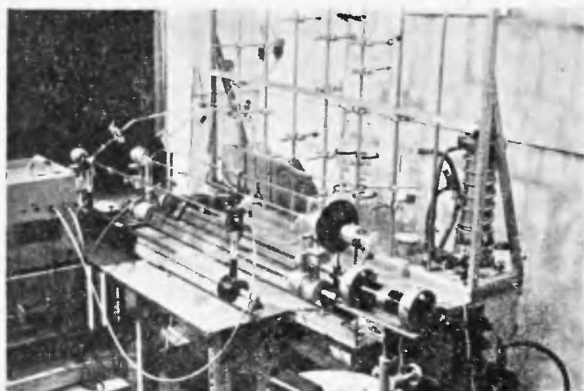
Skonstruowane w naszej pracowni modele różniły się między sobą średnicami wewnętrznymi rur, rodzajami szkła tych rur i płytek je zamykających oraz rodzajem zwierciadeł. Dane dotyczące trzech pierwszych laserów gazowych przedstawia tablica I.

Tablica I
Lasery helowo-neonowe

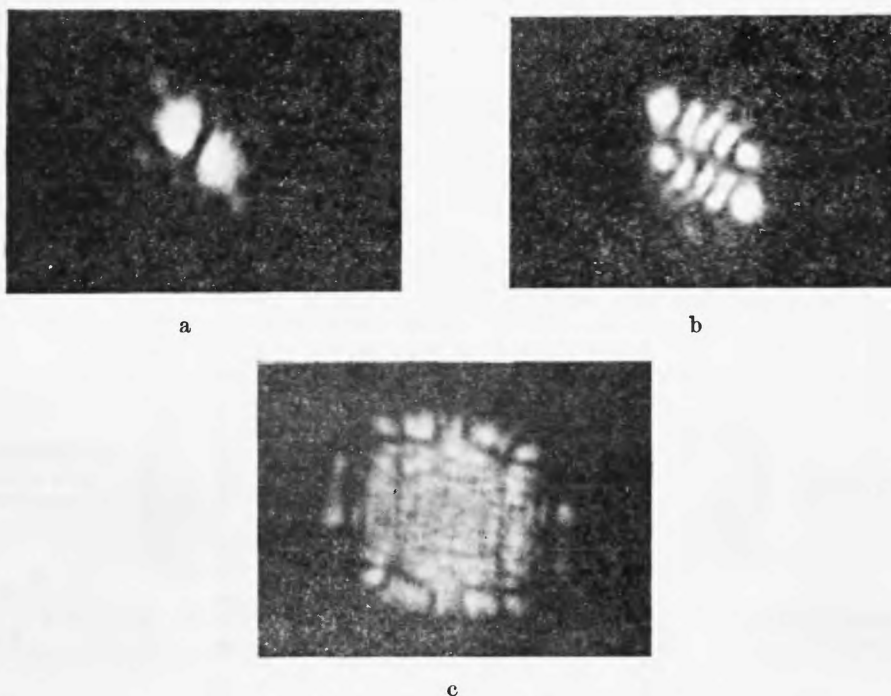
Nr modelu	Długość rury (cm) i rodzaj szkła	Średnica wewnętrzna rury (mm)	Płytki Brewstera	Zwierciadła
1.	100 kwarc topiony „Heraeus“	15	kwarc grub. 3 mm	Wklęsłe, kwarcowe, w układzie konfokalnym, $f = 55 \pm 0,25$ cm, srebrne, płaskość optyczna $1/10 \lambda_{Na}$
2.	100 kwarc topiony „Heraeus“	9	kwarc grub. 3 mm	Ze szkła optycznego, w układzie konfokalnym, dielektryczne 13-warstwowe. Inne parametry jak wyżej.
3.	100 razoterm	7	duran optyczny grub. 2 mm	Konfokalne, dielektryczne, kwarcowe. Inne parametry jak wyżej

Jedno ze zwierciadeł srebrnych było całkowicie odbijające dla fali $\lambda = 1,15 \mu$, natomiast drugie posiadało słabą przepuszczalność około 1%. Zwierciadła dielektryczne składały się z 13 warstw ćwierćfalowych, napylnych na przemian siarczkiem cynku (wsp. zał. 2,34) i fluorkiem magnezu (wsp. zał. 1,38) na podłożu wklęsłe kwarcowe lub szklane. Zwierciadła te posiadały bardzo duży współczynnik odbicia, wynoszący nie mniej niż 99% oraz słabą przepuszczalność około 0,4%. Rurę zamykano płytkami ze szkła optycznego, przyklejanymi aralditem; zwracano przy tym wielką uwagę na czystość powierzchni płytek. Zaobserwowano bowiem, że drobne pyłki kurzu wygaszają akcję laserową. Po odpompowaniu rury do ciśnienia 10^{-5} mm Hg, przepłukiwano ją kilkakrotnie gazami szlachetnymi. Następnie rurę odgazowywano przez wielogodzinne wyładowania jarzeniowe oraz wygrzewanie jej w specjalnym palniku gazowym. Dopiero wówczas następowało właściwe wypełnienie mieszaniną helu i neonu, o składzie $10He + 1Ne$, przy czym całkowite ciśnienie wewnątrz rury wynosiło około 1 mm Hg. Ciśnienie mieszaniny gazu mierzono próżniowym manometrem różnicowym, wypełnionym olejem apiezonowym.

Wzbudzenia laserów gazowych dokonywano za pomocą generatora o częstotliwości drgań około 28 MHz i mocy około 50 W, zbudowanego na lampach EL-51, pracujących w układzie przeciwsobnym. Napięcie z generatora doprowadzane było do rury kablami koaksjalnymi z dopasowywanego wyjścia symetrycznego. Przeprowadzano również udane próby zasilania



Rys. 2. Fotografia trzech pierwszych laserów gazowych He—Ne (cienkie rurki poziome). Z prawej strony filtr i przetwornik elektronowo-optyczny (noktowizor); poniżej luneta autokolimacyjna służąca do równoległego ustawiania zwierciadeł



Rys. 3. Obraz drgań świetlnych w przekroju poprzecznym wiązki lasera gazowego. Rodzaje drgań: a) TEM_{01} , b) TEM_{14} , c) drgania złożone

laserów prądem stałym. W tym celu wtopiono do rury elektrody wolframowe umożliwiające doprowadzenie z zasilacza napięcia stałego do 5 kV. Zwierciadła ustawiano wzajemnie równoległe z dokładnością ok. $0,5'$, za pomocą lunety autokolimacyjnej. Wiązkę światła lasera obserwowano na ekranie przetwornika elektronowo-optycznego poprzez filtr, przepuszczający promieniowanie podczerwone. Widok ogólny laserów gazowych helowo-neonowych przedstawia rys. 2.

W laserowej komorze rezonansowej, w której jedno ze zwierciadeł jest całkowicie odbijające, a drugie posiada niewielki współczynnik przepuszczalności, powstaje na ogół wiele rodzajów drgań [5]. Rozstrajając komorę przez niewielkie zmiany wzajemnego ustawienia

zwierciadeł, możemy wzbudzać pewne rodzaje drgań, zaś wygaszać inne. W prosty sposób można zademonstrować przejście od jednych rodzajów drgań do innych, pokrywając zewnętrzną powierzchnię płytek szybko parującą cieczą, np. czystym alkoholem etylowym. Nierównomiernie parująca cienka warstwa cieczy wygasza jedne i stwarza warunki do powstania innych rodzajów drgań.

Podobnie jak w przypadku rezonatora mikrofalowego obraz drgań oznaczymy symbolem TEM_{mn} . Przykłady trzech różnych obrazów drgań w przekroju poprzecznym wiązki światła lasera gazowego przedstawia rys. 3; są to fotografie otrzymane dla lasera nr 1.

Moc laserów gazowych pracujących w sposób ciągły jest niewielka i wynosi zwykle kilka mW. Celem dalszych prac będzie znaczne zwiększenie mocy laserów gazowych, tak by można było stosować je do badania efektów nieliniowych.

3. Lasery rubinowe

Znacznie większą moc wiązki świetlnej posiadają lasery rubinowe, pracujące zwykle impulsowo. Głównym elementem tego lasera jest pręt rubinowy, oszlifowany i wypolerowany z dokładnością optyczną. Syntetyczne kryształy zostały wyprodukowane przez Hute Aluminium w Skawinie. Rubin pierwszego poznańskiego lasera posiadał konfokalny układ zwierciadeł. Podstawy walca wykonane zostały jako czasze kuliste, o promieniu krzywizny równym długości rubinu. Gładkość optyczna czaszy wynosiła około $1/10 \lambda_{Na}$, a błąd w wykonaniu promienia krzywizny nie przekraczał 0,1 mm. Koncentrację jonów chromu Cr^{+3} w gruszcze rubinowej, oznaczono metodą chemiczną; podana jest ona w tablicy II, obok innych parametrów. Oś optyczna nachylona była pod kątem około 55° do osi walca.

Tablica II

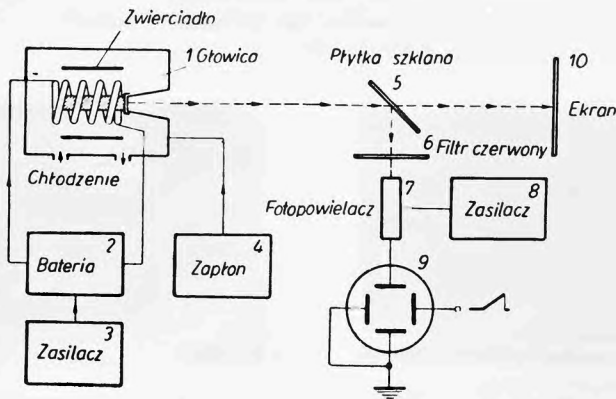
Lasery rubinowe

Nr rubinu	Wymiary walca rubin. (mm)			Zwierciadła	Rozbieżność wiązki światła (kąt rozwartości stożka)
	dług.	średnica	steżenie Cr^{+3}		
1.	33	6,3	0,04%	konfokalne srebrne płaskie srebrne	ok. 4°
2.	43	5,3	0,07%		ok. $1^\circ 30'$
3. Szwajcarski firmy Djevanhirdjian	50	5,0	0,035%	płaskie srebrne	45'

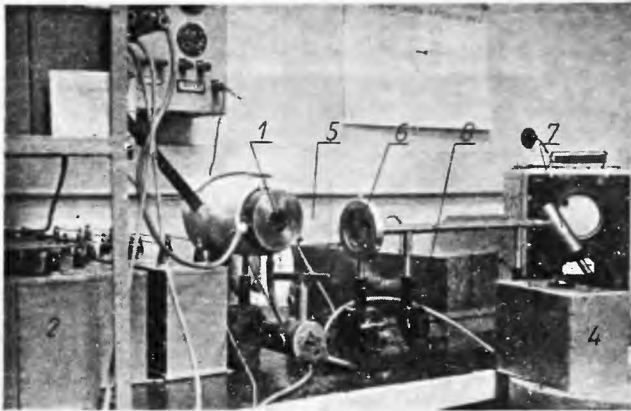
Druga laseczka rubinowa miała płaskie podstawy o gładkości optycznej wynoszącej około $1/2 \lambda_{Na}$. Wzajemna równoległość podstaw nie była, oczywiście, doskonała; odstępstwa jednak nie przekraczały 2—4 sekund łuku. Gruszka rubinowa, z której wycięto paleczkę, odprężana była w temperaturze około $1900^\circ C$. Powierzchnie boczne obu prętów były polerowane, a ich podstawy pokryte warstwami srebrnymi, jedną całkowicie odbijającą, a drugą o przepuszczalności 1—2%. W celu obniżenia progu wzbudzenia, rubin chłodzono gazowym azotem, przepływającym przez metalową spiralę zanurzoną w naczyniu Dewara. Naczynie to wypełnione było mieszaniną acetonu i stałego dwutlenku węgla lub ciekłym powietrzem. Schemat lasera rubinowego przedstawia rys. 4, zaś wygląd urządzenia rys. 5.

Laseczkę rubinową umieszczono wewnątrz spiralnej lampy błyskowej produkcji firmy Pressler, typu XB-802. Średnica wewnętrzna tej lampy wynosi około 30 mm. Ze względu na tak dużą jej średnicę oraz niekorzystny rozkład widma tej lampy w zielonym pasmie, jest

ona bardzo mało efektywnym źródłem pompującym. Było to przyczyną wysokich progów wzbudzenia obu laserów rubinowych. W przypadku chłodzonego rubinu konfokalnego próg energetyczny wynosił około 2080 J, przy napięciu baterii 3,5 kV i pojemności 340 μF , a dla rubinu z płaskimi podstawami akcja laserowa następowała przy energii 3145 J. W temperaturze pokojowej próg energetyczny dla rubinu konfokalnego był o 25% wyższy. Opracowane



Rys. 4. Schemat laseru rubinowego



Rys. 5. Fotografia pierwszego laseru rubinowego: 1 — głowica, 2 — fragment baterii, 4 — zapłon lampy błyskowej, 5 — płytka szklana, 6 — filtr czerwony, 7 — fotopowielacz, 8 — zasilacz fotopowielacza

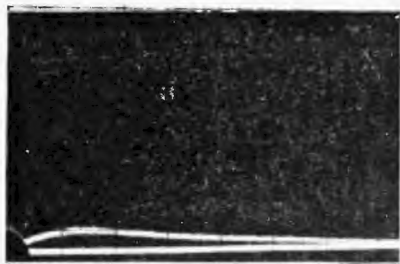
już zostały i częściowo wykonane nowe typy lamp ksenonowych oraz nowy typ głowicy z układem zwierciadeł eliptycznych, przy użyciu których próg wzbudzenia powinien być kilkakrotnie niższy.

Dla porównania własności naszych dwóch rubinów laserowych (nr 1 i 2) z własnościami rubinu zagranicznego, wykonaliśmy szereg pomiarów umieszczając w naszej głowicy rubin pochodzący z wytwórni szwajcarskiej¹. W tabelicy II zamieszczamy dodatkowo parametry charakteryzujące ten rubin. W ostatniej kolumnie tej tabelicy znajdują się wartości kąta rozbieżności wiązki świetlnej. Porównanie tych wartości dla rubinu nr 2 i rubinu szwajcarskiego wskazuje, że stopień równoległości i płaskości płaszczyzn czołowych rubinów krajowych musi

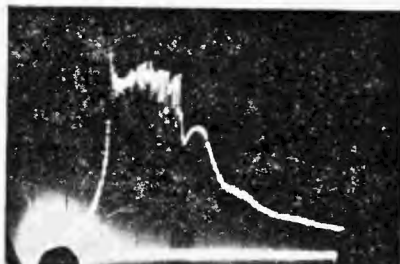
¹ Rubin ten otrzymaliśmy dzięki energii i ofiarności dr T. Krajewskiego, przebywającego na stażu naukowym w Zurychu.

ulec dalszej poprawie. W związku z tym próg wzbudzenia rubinu szwajcarskiego wynosił, przy tej samej lampie pompującej, w temperaturze pokojowej około 1760 J, a więc był niższy aniżeli dla rubinu nr 2.

Efekt emisji wymuszonej obserwowano na ekranie oscylografu OK-11, poprzez fotopowielacz RCA-1P-28. Oscylogram pierwszy (rys. 6a) przedstawia krzywą emisji spontanicznej (fluorescencji) poniżej progu wzbudzenia, natomiast drugi (rys. 6b) rejestruje akcję laserową, odbywającą się powyżej progu wzbudzenia. Na stromo wznoszącej się krzywej natężenia światła widać charakterystyczne oscylacje emisji.

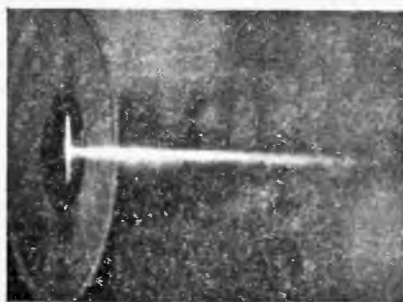


a



b

Rys. 6. Oscylogram fluorescencji rubinu poniżej progu wzbudzenia (a) oraz oscylogram akcji laserowej powyżej progu wzbudzenia (b). Rubin konfokalny. Podstawa czasu oscylografu — 300 μ sek/podz.



Rys. 7. Ślad czerwonej wiązki świetlnej lasera rubinowego z rubinem nr 2 sfotografowanej na matowej szybie szklanej ustawionej pod małym kątem do wiązki

Wiązka światła w przypadku rubinu konfokalnego tworzyła na ekranie okrągłą czerwoną plamę o znacznie większej średnicy niż średnica małej nieregularnej plamki otrzymanej z rubinu o podstawach płaskich. Ślad wiązki tego ostatniego rubinu sfotografowany wzdłuż jej biegu na szklanym ekranie przedstawia rys. 7.

Z porównania energii wzbudzenia obydwu rubinów (nr 1 i 2) wynika, że jest ona dla rubinu konfokalnego o ok. 30% mniejsza. Liczba ta jest jedynie orientacyjna, ponieważ została otrzymana przez porównanie danych dla rubinów różniących się koncentracją Cr^{+3} i wymiarami geometrycznymi.

Rubin konfokalny, który pierwotnie posiadał płaskie i wzajemnie równoległe zwierciadła srebrne, nie dawał akcji laserowej nawet przy energii błysków lampy pompującej wynoszącej około 3500 J. Optyczna komora rezonansowa odznacza się w przypadku zwierciadeł konfokalnych mniejszymi stratami. Poza tym ustawienie zwierciadeł jest dużo mniej krytyczne niż w przypadku zwierciadeł płaskich. Tymi względami właśnie kierowaliśmy się przerabiając zwierciadła płaskie rubinu nr 1 na zwierciadła sferyczne.

Celem dalszych prac prowadzonych w Katedrze Fizyki Doświadczalnej UAM i Zakładzie Dielektryków IF PAN będzie — po zbudowaniu laserów rubinowych wielkiej mocy — zastosowanie ich do badania nieliniowych efektów dielektrycznych, optycznych i elektrooptycznych w cieczech i kryształach.

Jak z powyższego wynika, pierwsze z tych zadań, tj. budowa laserów wielkiej mocy, nie jest celem samym dla siebie, lecz koniecznością w naszych obecnych warunkach. Byłoby niezwykle pożądane, aby laboratoria badań podstawowych mogły tego pośredniego etapu uniknąć, otrzymując wkrótce od naszego przemysłu gotowe lasery.

Literatura

- [1] A. Piekara, S. Kielich, Archives des Sciences, **11** (fasc. spéc., 304 (1958); Journ. Chem. Phys., **29**, 1297 (1958);
S. Kielich, A. Piekara, Acta phys. Polon., **18**, 439 (1959);
S. Kielich, Bull. Acad. Polon. Sci. Cl. III, **11**, 193, 201 (1963).
- [2] T. H. Maiman, Nature, **187**, 493 (1960); Phys. Rev., **123**, 1145 (1961);
T. H. Maiman *et al.*, Phys. Rev., **123**, 1151 (1961).
- [3] Ob. następujące prace popularno-naukowe: A. L. Schawlow, *Optical Masers*, Scientific American, June (1961); *Advances in Optical Masers*, tamże, July (1963); A. Piekara, *Wzmacniacze i generatory kwantowe*, w książce zbiorowej *Fale elektromagnetyczne i ich niektóre zastosowania*, Wyd. Nauk.-Techniczne, Warszawa 1963; ob. także *Problemy*, nr 7 (1963).
- [4] A. Piekara, S. Kielich, *Optical Orientation of Molecules, Third Conference on Quantum Electronics*, Paris 1963; *Laser beam effect on Rayleigh light scattering* (w przygotowaniu).
- [5] H. Kogelnik, W. W. Rigrod, Proc. IRE, **50**, 220 (1962);
D. R. Herriott, Applied Optics (Supplement on Optical Masers), **118** (1962).

Józef Szpilecki

Katedra Fizyki B
Politechnika Śląska
Gliwice

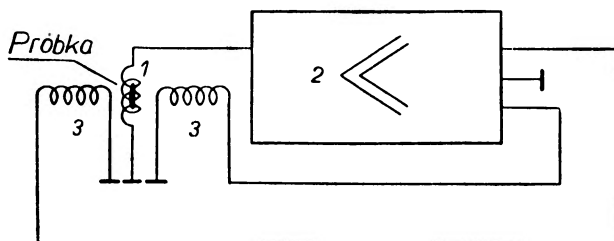
O pewnym zastosowaniu generatora spinowego

1. Wstęp

Jednym z ciekawszych przyrządów działających na zasadzie rezonansu jądrowego lub elektronowego jest generator spinowy. Przyrządowi temu poświęcono już na łamach *Postępów Fizyki* jeden artykuł [5], w którym omówiono zasadę działania generatora, sposoby jego realizacji oraz teorie tłumaczące jego działanie. Ze względu na zastosowania generatora, które będą omówione w tym artykule, potrzebne jest nieco głębsze ujęcie fizycznej strony jego działania. Nowsza literatura dotycząca generatora spinowego podaje nowe, ważne dla projektowania przyrządu, szczegóły.

2. Fizyczne podstawy działania generatora spinowego

Ze względu na to, że zagadnienie rezonansu jądrowego i elektronowego było już szereg razy poruszane, autor zakłada, że Czytelnik zna warunki, w jakich występuje rezonans jądrowy czy elektronowy.



Rys. 1. Schemat generatora spinowego: 1 — próbka zawierająca protony, 2 — wzmacniacz wysokiej częstotliwości, 3 — cewki sprzężenia zwrotnego

Rysunek 1 przedstawia zasadę działania generatora spinowego [1]. Próbka 1, zawierająca wodę, w której protony doznają działania rezonansowego, znajduje się w stałym polu magnetycznym o dużej jednorodności. W tych warunkach następuje precesja spinów protonowych dookoła kierunku stałego pola magnetycznego. Jeżeli w kierunku prostopadłym do stałego pola działa zmienne pole magnetyczne kołowo spolaryzowane, w przypadku gdy częstość jego jest równa częstości precesji, występuje rezonans, polegający na odwracaniu kierunku spinów na przeciwny, co uwidoczni się sygnałem w cewce odbiorczej przyrządu. W generatorze spinowym nie stosuje się osobnego źródła napięcia szybkozmiennego, a wykorzystuje się przy-

padkowe szumy wzmacniacza 2 dla wywołania i podtrzymywania rezonansu. Wzmacniacz 2 o dostatecznie dużym współczynniku wzmocnienia jest przez głowicę Blocha sprzężony ze swoim wejściem. Jeżeli więc na stronie wejściowej powstanie chociaż słaby skoordynowany sygnał rezonansu jądrowego, po wzmocnieniu przez wzmacniacz, działa on na próbkę i jeżeli częstość Larmorowska precesji protonów leży w pasmie przepuszczania wzmacniacza, generator wzbudza się. Jeżeli H_0 oznacza stałe natężenie pola magnetycznego, γ współczynnik giromagnetyczny, wtedy częstość Larmora określona jest równaniem

$$f_0 = (\gamma/2\pi)H_0. \quad (1)$$

Jeżeli są spełnione warunki samowzbudzenia generatora, początkowe nieskoordynowane przypadkowe impulsy pochodzące od poszczególnych rezonansów porządkują się, występują we wspólnej fazie, co powoduje narastanie amplitudy sygnału. Drgania wzbudzają się podobnie jak w „elektrycznym“ generatorze. Narastanie to jest ograniczone przez właściwości aparatury. Ustala się więc w końcu drganie o określonej amplitudzie. Istnieje szereg sposobów wyznaczania tej amplitudy. Jednym ze sposobów podawanych przede wszystkim w literaturze niemieckiej jest stosowanie prostej sprzężenia zwrotnego i charakterystyk oscylacyjnych. Amplitudę drgania ustalonego wyznacza wspólny punkt wymienionych wyżej krzywych. Zależnie od właściwości charakterystyki oscylacji, wzbudzenie oscylacji może być miękkie, to znaczy że oscylacje zaczynają się od dowolnie małej amplitudy i następnie amplituda ich rośnie w sposób ciągły, oraz wzbudzenie twarde, gdy oscylacje zaczynają się nagle z amplitudą o skończonej wartości.

Obie wymienione wyżej krzywe przedstawiają zależności między dwiema wielkościami ważnymi dla działania przyrządu, mianowicie: zmienną składową napięcia wejściowego i napięcia wyjściowego wzmacniacza. Zakładając, że wzmacniacz jest liniowy, mamy równanie prostej sprzężenia zwrotnego:

$$U_{\text{sygn}} \cdot V = U_s, \quad (2)$$

gdzie U_{sygn} oznacza zmienną składową sygnału wejściowego, V oznacza współczynnik wzmocnienia, U_s — napięcie wyjściowe i zarazem napięcie występujące na cewce sprzężenia zwrotnego. Kąt nachylenia tej prostej ψ jest określony relacją

$$\text{tg} \psi = 1/V = U_{\text{sygn}}/U_s. \quad (3)$$

Charakterystykę oscylacyjną otrzymamy stosując znany z teorii Blocha [4] wzór na krzywą rezonansu jądrowego (zresztą taki sam wzór otrzymujemy również w metodzie absorpcyjnej). W warunkach opisanych w pracy referowanej, gdy

$$f_0 = 16,5 \text{ MHz} \quad \text{oraz} \quad H_1 \approx 0,02 U_s, \quad (4)$$

gdzie H_1 jest natężeniem pola wytwarzającego rezonans, wyrażonym w Oe, napięcie U_s wyrażone jest w woltach, można przyjąć

$$U_{\text{sygn}} \approx 0,6 H_1 T_2^* / (1 + \gamma^2 H_1^2 T_1 T_2^*), \quad (5)$$

gdzie T_2^* oznacza wprowadzony przez Blocha czas poprzecznej relaksacji z uwzględnieniem niejednorodności pola magnetycznego, natomiast T_1 oznacza czas podłużnej relaksacji.

Stąd po prostych przekształceniach

$$U_{\text{sygn}} = a U_s / (1 + b U_s^2), \quad (6)$$

gdzie

$$a = 0,012 T_2^*,$$

$$b = 4 \cdot 10^{-4} \gamma^2 T_1 T_2^*.$$

Charakterystyczną cechą tej krzywej jest to, że jak wynika ze schematycznego rysunku, wzbudzenie generatora jest miękkie. Ustalona amplituda określona jest równaniem

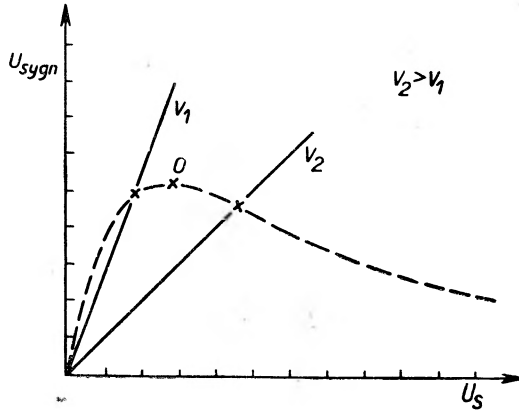
$$U_s = \sqrt{aV/b - 1/b}. \quad (7)$$

Z dyskusji tego wyrażenia wynika, że wzbudzenie jest możliwe tylko w przypadku, gdy wyrażenie podpierwiastkowe jest dodatnie, czyli $V \geq V_{\min} = 1/a$.

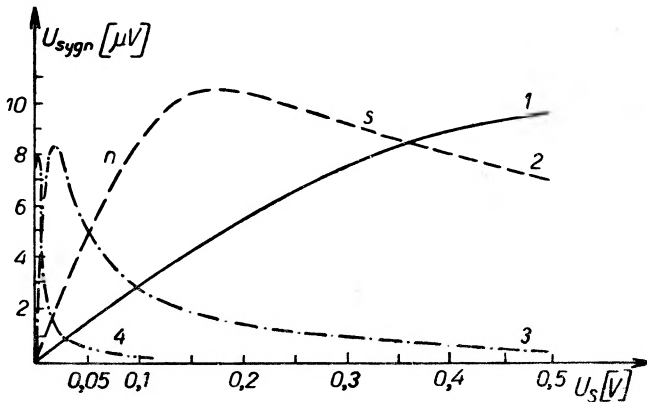
Gdybyśmy, abstrahując od konkretnych warunków, zastosowali ogólne wyrażenia na charakterystykę oscylacji, otrzymalibyśmy w miejsce wzoru (7) następujące wyrażenie

$$V_{\min} = AkT/\varepsilon\gamma^2NI(I+1)h^2\omega T_2^*, \quad (8)$$

gdzie A — stała przyrządu, k — stała Boltzmanna, T — temperatura bezwzględna, h — stała Plancka, I — spin jądrowy, N — liczba protonów w cm^3 , ε — współczynnik wypełnienia cewki generatora.



Rys. 2. Konstrukcja pozwalająca wyznaczyć amplitudę oscylacji



Rys. 3. Przykłady charakterystyk oscylacyjnych różnych próbek. 1 — próbka 1, T_2 : $2,6 \cdot 10^{-3}$ sek, T_1 : $3,4 \cdot 10^{-3}$ sek; 2 — próbka 2, T_2 : $9 \cdot 10^{-3}$ sek, T_1 : $10,5 \cdot 10^{-3}$ sek; 3 — próbka 3: T_2 : $85 \cdot 10^{-3}$ sek, T_1 : $100 \cdot 10^{-3}$ sek; 4 — próbka 4, T_2 : 1 sek, T_1 : 1,9 sek

Rysunek 2 podaje zasadę wyznaczania amplitudy drgań ustalonych. Na rysunku 3 są podane charakterystyki oscylacji dla kilku różnych próbek. Krzywe te posiadają charakterystyczne maksimum. Jeżeli oberzemy punkt pracy w tym miejscu, otrzymujemy prosto, że w tym punkcie wzmacnienie wynosi $V_0 = 2V_{\min}$. Ponieważ musi być zachowany pewien stosunek między poziomem szumów i sygnałem użytecznym, wzmacnienie posiada pewną dolną i górną granicę. Są one określone następującymi równaniami:

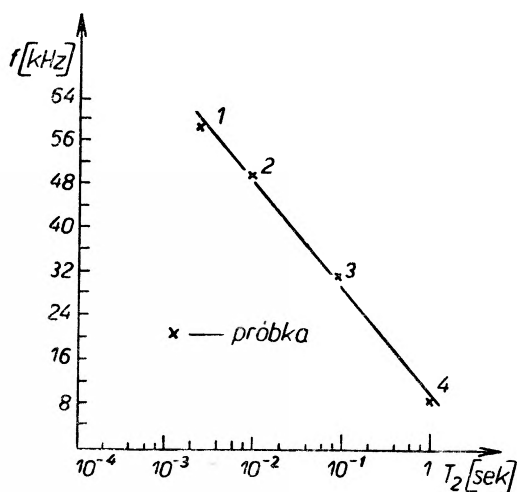
$$V_1 = V_{\min} + B\gamma^2 f_0 F \cdot \Delta f \cdot kTT_1/QT_2^{*2} \quad (9)$$

$$V_2 = V_{\min} + CQ/f_0 kT \cdot \Delta f \cdot F\gamma^2 T_1, \quad (10)$$

gdzie B , C — stałe aparaturowe, f_0 — średnia częstość przedziału częstości wzmacniacza Δf , Q — współczynnik dobroci obwodu odbiorczego, F — współczynnik szumów.

Najważniejszym parametrem decydującym o wzmacnieniu jest czas T_2^* . W nim jest uwzględniona niejednorodność pola magnetycznego. Jeżeli więc nie chcemy stosować zbyt wysokich wzmacnień, powinniśmy stosować odpowiednio jednorodne pole magnetyczne.

Podobnie jak w generatorach lampowych, w generatorze spinowym musi być spełniona pewna relacja fazowa. Samowzbudzenie generatora występuje, gdy pole cewki nadawczej posiada odpowiednią fazę względem precesujących spinów. Warunek ten musi spełniać wzmacniacz. Jeżeli przesunięcie fazy wywołane przez wzmacniacz nie wynosi dokładnie 180° , wtedy następuje odchylenie wzbudzających się częstości od częstości Larmora i w pewnym zakresie (zakres przeciągania) wzbudzenie generatora jest możliwe. Na rysunku 4 przedstawiono zależność zakresu przeciągania od czasu T_2 .



Rys. 4. Zależność obszaru przeciągania od czasu T_2 . Punktami oznaczono dane odnoszące się do poszczególnych próbek

Na koniec kilka szczegółów technicznych. Stała czasowa wzmacniacza powinna być mniejsza od czasu T_2^* , opisującego czas relaksacji poprzecznego namagnesowania próbki. Stosowano magnes o dobroci około 30 000, współczynnik wypełnienia próbki wynosił 0,34, objętość próbki 67 mm^3 . Minimalne wzmacnienie wynosiło około 10^5 . Specjalna konstrukcja głowicy Blocha oraz specjalne urządzenia do symetryzacji elektronicznej zapewniały współczynnik tłumienia częstości f_0 na poziomie 117 db. Pasma przepuszczania wzmacniacza ustalono przez wbudowanie filtra piezokwarcowego.

3. Zastosowanie generatora spinowego do stabilizacji pola magnetycznego

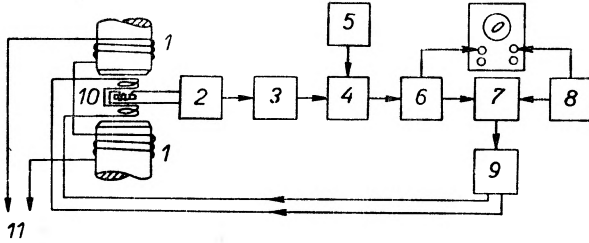
Idea takiej stabilizacji została podana już dawno. Opisane jednak stabilizatory przed wynalezieniem generatora spinowego miały tę wadę, że musiały mieć modulowane stałe pole magnetyczne, by otrzymać periodycznie powtarzające się osiągnięcie rezonansu, co gwarantowało automatyczną stabilizację [3]. W pracy [6] znajdujemy szczegółowy opis zastosowania generatora spinowego do tej stabilizacji. Zasada takiego stabilizatora jest następująca:

Z równania (1) wynika, że częstość Larmora powstająca w generatorze jest proporcjonalna do natężenia stałego pola magnetycznego. Ażeby zniżyć tę częstość wytwarzamy w mieszaczu 4

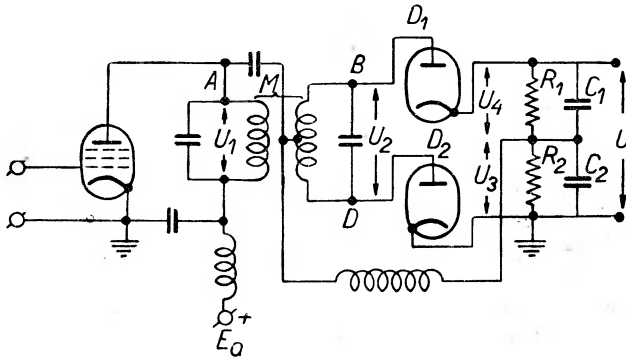
(rys. 5) dudnienia różnicowe częstości generatora z częstością generatora kwarcowego, o częstości rzędu kilku kHz. Tak otrzymane napięcie zmienne przekazujemy wraz z napięciem generatora akustycznego 8 na dyskryminator (detektor) fazowy 7 i wychodzącego z dyskryminatora stałego napięcia używamy do zasilania cewek 10, korygujących pole magnetyczne.

Charakterystyki opisywanego generatora [6] były następujące:

Generator posiadał próbkę nieruchomą (roztwór wodny CuCl_2 o różnej koncentracji jonów Cu^{++}). Częstość rezonansowa wynosiła około 20 MHz; pole magnetyczne stałe około 5000 Oe. Bez stabilizacji wahanie częstości generatora wynosiło 1 kHz, co odpowiada zmianom pola magnetycznego $\pm 0,25$ Oe.



Rys. 5. Zasada stabilizatora magnetycznego: 1 — magnes, 2 — generator spinowy, 3 — wzmacniacz wysokiej częstości, 4 — mieszacz, 5 — generator kwarcowy, 6 — wzmacniacz niskiej częstości, 7 — detektor fazowy, 8 — generator akustyczny, 9 — wzmacniacz prądu stałego, 10 — cewki sprzężenia zwrotnego, 11 — cewki zmieniające wartość H_0



Rys. 6. Zasada działania dyskryminatora częstościowego

Ważnym elementem, reagującym na różnice częstości pośredniej generatora i częstości akustycznej, jest detektor fazowy 2. Jest to pewna modyfikacja detektora częstościowego, stosowanego bardzo często w automatyce i radiotechnice. Istnieje bardzo wiele rozwiązań konstrukcyjnych tego detektora. Aby mieć wyobrażenie o działaniu tego rodzaju aparatu, weźmy pod uwagę schemat podstawiony na rys. 6. Obwody drgań tego układu nastrojone są na częstość ω_0 . Napięcie o częstości $\omega_0 \pm \Delta\omega$ podaje się na siatkę sterującą pentody, wyprostowane następnie przez diody D_1, D_2 napięcie różnicowe odbiera się z oporów R_1, R_2 . Można je wyrazić następująco:

$$U = U_1 \cos \theta \cdot (\sqrt{4 + (\beta + 2a)^2} - \sqrt{4 + (\beta - 2a)^2}) / \sqrt{1 + a^2}, \quad (11)$$

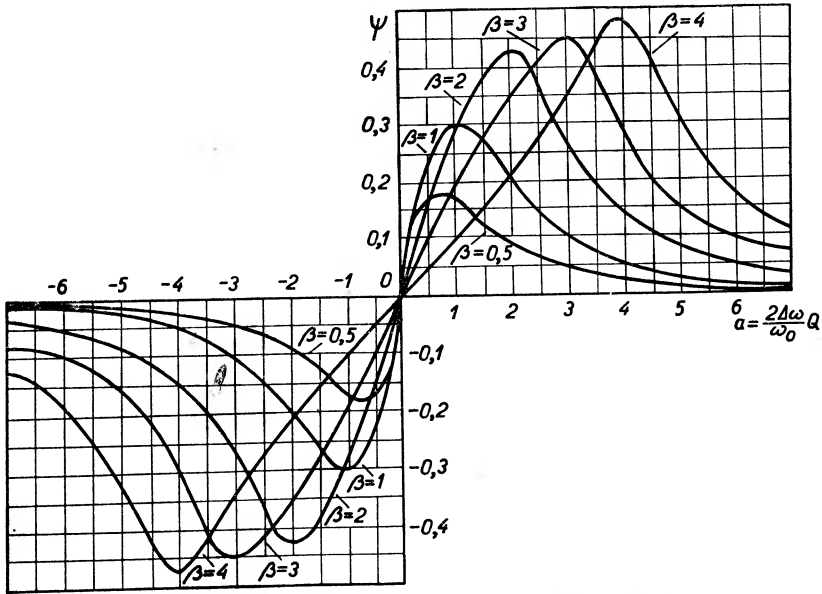
gdzie $a = (2\Delta\omega/\omega_0)Q_1$, Q_1 — współczynnik dobroci obwodu pierwszego, $\beta = kQ_2$, gdzie Q_2 — współczynnik dobroci obwodu drugiego.

Kąt θ związany z przesunięciem fazy spowodowanym przez układ jest zwykle bliski $\pi/2$. Jeżeli napięcie U_1 jest niezależne od częstości, co można osiągnąć przez odpowiednią konstrukcję obwodu detektora, wtedy charakterystyka przyrządu dana jest wyrażeniem pozostałym,

które oznaczamy przez $\psi(a)$. Przebieg krzywych $\psi(a)$ dla różnych β daje rysunek 7. Istnieje możliwość takiego doboru parametrów układu, że $\psi(a)$ są prostymi.

Detekcja fazowa różni się tym od częstotściowej, że na wejściu detektora stosuje się układ całkujący napięcie. Jeżeli odchylenia spowodowane przez oba generatory od częstości ω_0 są równe zero, napięcie wyjściowe jest równe zero; w przypadku gdy przeważa napięcie na oporze R_1 lub R_2 , powstaje napięcie wyjściowe odpowiedniego znaku, wywołujące przepływ prądu przez cewki regulacyjne przyrządu. Napięcia obu porównywanych generatorów wytwarzają, w przypadku poprawnego działania regulatora, elipsę na ekranie oscylografu.

Dla działania generatora są ważne zależności między następującymi wielkościami: między przesunięciem częstości $\Delta\omega$ i zmianą prądu w cewkach magnesujących Δi oraz różnicą faz



Rys. 7. Charakterystyki dyskriminatora częstotściowego

$\Delta\varphi$ między stabilizowanym drganiem generatora spinowego i generatorem akustycznym oraz zmianą prądu magnesującego cewki Δi . Na rysunku 8 przedstawiono zależność pierwszą. Widać z niej, że $\Delta f/\Delta i = 500$ Hz/mA. Na rysunku 9 przedstawiono drugą zależność. Wynika z niej, że $\Delta\varphi/\Delta i = 180^\circ/\text{mA}$. Z obu powyższych relacji wynika, że $\Delta f/\Delta\varphi = 2,8$ Hz/stop. Jeżeli przyjmijemy, że zakres, w którym może pracować układ fazowej stabilizacji nie przewyższa 180° , to zakres utrzymania stałości częstości nie przewyższa 500 Hz (doświadczalnie stwierdzono 400 Hz).

Z teorii Kuroczkina [5] można wyprowadzić wzór na częstość krytyczną odpowiadającą warunkowi wzbudzenia oscylacji w generatorze spinowym. Wynika z niego, że

$$\Delta\omega_{kr} = \omega_{krut} - \gamma H_0 = \gamma H_0 [1/2 (T_2 \gamma H_0)^2 + (Q_1/Q_2) (\Delta\omega/\omega)] . \quad (13)$$

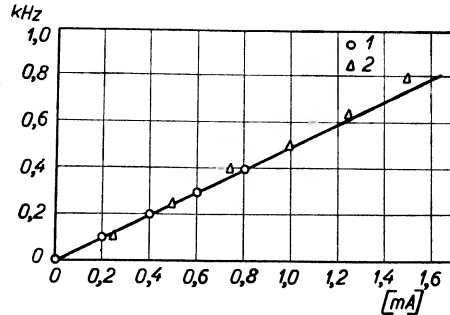
$$Q_1 \cong \omega T_{2/2}$$

Pierwszy wyraz w nawiasie dla małych T_2 nie przewyższa 10^{-8} . Wielkość drugiego nie przekracza $2 \cdot 10^{-6}$, to znaczy 40 Hz, jeżeli Δf odbiornika równa się 5000 Hz, szerokość linii rezonansowej próbki 100 Hz, a rozstrojenie odbiornika wynosi 2000 Hz. Doświadczalnie w tych warunkach stwierdzono $\Delta\omega_{kr} = 30$ Hz. Rozstrojenie ± 2000 Hz odpowiada maksymalnemu rozstrojeniu, przy którym generator jeszcze pracuje.

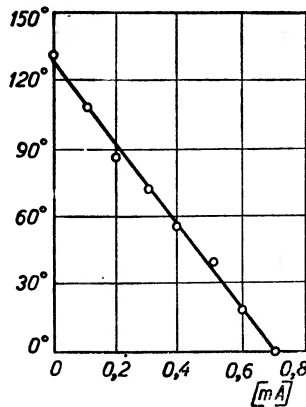
Jeżeli użyć próbki z ostrzejszą krzywą rezonansu i odbiornika o większym pasie przepuszczania, możliwe jest osiągnięcie wartości drugiego członu w nawiasie rzędu 10^{-8} . W warunkach referowanej pracy stabilność generatora kwarcowego wynosiła 10^{-6} , akustycznego zaś

10^{-7} . W ten sposób osiągnięto stabilność pola magnetycznego 10^{-6} . Dane te dotyczą generatora, pracującego na decymolarnym roztworze CuCl_2 o czasach relaksacji $T_1 = T_2 = 5 \cdot 10^{-2}$ sek, co odpowiada szerokości połówkowej linii rezonansowej generatora 50 Hz (doświadczalnie stwierdzono 100 Hz). Wskutek niejednorodności pola magnetycznego nie było możliwości wpływu na szerokość linii rezonansowej przy pomocy stężenia roztworu.

Należy zwrócić uwagę na występowanie w pewnych warunkach w generatorze zjawiska nazwanego samomodulacją, polegającego na periodycznej zmianie obwiedni drgań generatora



Rys. 8. Charakterystyki modulacyjne generatora spinowego. Kółka odnoszą się do generatora ze stabilizacją, trójkąty — bez stabilizacji



Rys. 9. Zależność fazy drgań stabilizowanego generatora spinowego od natężenia prądu w cewkach magnesu (11 na rysunku 5)

Powoduje to oczywiście niestabilność działania w układzie regulacyjnym i odpowiedni zakres nie nadaje się do celów regulacji.

Ze względu na wąski zakres, w którym jest możliwa regulacja pola magnetycznego oparta na zasadzie generatora spinowego, układ wymaga wstępnej regulacji.

Literatura

- [1] E. Fechner, W. Storek, *Spingeneratoren, Hochfrequenzspektroskopie, Tagung d. Phys. Gesellschaft in der DDR*, 31. III. — 2. IV. 1960, Leipzig; Akademie-Verlag, Berlin 1961.
- [2] J. S. Gonorowski, *Osnovy radiotekhniki*, Moskwa 1957.
- [3] D. J. E. Ingram, *Spectroscopy at radio and microwave frequencies*, Butterworths Scientific Publications, London 1955.
- [4] *Molecular Physics*, ed. D. Williams, Academic Press, N. York 1962, s. 387.
- [5] J. Szpilecki, *Postępy Fizyki*, 13, 155 (1962).
- [6] W. G. Wiesielago, Ju. W. Kosiczkin, *Radiot. i Elektron.*, 6, 967 (1963).

Nowi członkowie PAN

W dniu 28 kwietnia br. odbyło się Walne Zgromadzenie Polskiej Akademii Nauk, na którym dokonano wyboru nowych członków. Spośród fizyków na członków korespondentów PAN powołano Jerzego Pniewskiego, profesora zwyczajnego fizyki doświadczalnej w Uniwersytecie Warszawskim oraz Szczepana Szczeniowskiego, profesora zwyczajnego fizyki Politechniki Warszawskiej.

Na członka zwyczajnego PAN powołano dotychczasowego członka korespondenta PAN — Mariana Mięśowicza, profesora zwyczajnego fizyki w Akademii Górniczo-Hutniczej w Krakowie.

Międzynarodowa Akademia Astronautyki

Międzynarodowa Akademia Astronautyki dokonała wyboru członków korespondentów. Między innymi zostali wybrani: H. Elliot (Imperial College of Science and Technology, Londyn), George Gamow (Uniwersytet Stanu Colorado, Boulder, USA), Tatsuzo Obayashi (Laboratorium Badań Jonosfery Uniwersytetu w Kyoto), Pol Swings (Instytut Astrofizyki Uniwersytetu w Liège) i C. E. von Weizsäcker (Uniwersytet w Hamburgu).

Członkowie honorowi Królewskiej Akademii Irlandzkiej

Królewska Akademia Irlandzka wybrała na swoich członków honorowych Louis de Broglie'a i Wernera Heisenberga.

Nowy dyrektor do spraw badań naukowych CERN-u

Prof. B. Gregory został mianowany nowym dyrektorem do spraw badań naukowych CERN-u na miejsce ustępującego prof. G. Puppi, który powrócił na stanowisko profesora fizyki i dyrektora Instytutu Fizyki Uniwersytetu w Bolonii.

Prof. Gregory urodził się w r. 1919 w Bergerac. Studiował w Ecole Polytechnique. Głównym przedmiotem jego zainteresowań są słabe i silne oddziaływania cząstek elementarnych. Prof. Gregory był poprzednio przewodniczącym Komitetu Kómr Śladowych w CERN-ie.

Doktoraty h.c. Uniwersytetu Jagiellońskiego

Uniwersytet Jagielloński, który obchodził w tym roku 600-lecie swego istnienia, nadał doktoraty *honoris causa* dwom wybitnym fizykom: Piotrowi Kapicy i Wojciechowi Rubinowiczowi.

Sto pięćdziesiąta rocznica urodzin Ångströma

W bieżącym roku mija sto pięćdziesiąta rocznica urodzin Ångströma, wybitnego fizyka szwedzkiego, który dał podstawy analizie widmowej.

Anders Jonas Ångström urodził się 13 sierpnia 1814 r. w Lögdo w Szwecji. Studiował w Uppsali. W r. 1839 uzyskał stopień Doktora po siedmiogodzinnym egzaminie u Rudberga. Początkowo był profesorem astronomii na tym uniwersytecie, a od r. 1858 profesorem fizyki.

W swojej monografii *Optiska undersökningar* (Badania optyczne), wydanej w r. 1853 w Sztokholmie Ångström wykazał złożony charakter widm iskrowych, w których część linii pochodzi od materiału elektrod, a część od gazu, w którym następuje wyładowanie. Dyskutując otrzymane wyniki oparł się na Eulera teorii rezonansu i postawił hipotezę, że gaz może absorbować tylko światło o takiej długości fali, jaką sam emituje — co stało się fundamentalną zasadą analizy widmowej. Nieco później Kirchhoff wygłosił taką samą hipotezę i poparł ją odpowiednimi dowodami i doświadczeniami. W r. 1861 Ångström rozpoczął badania widma słonecznego, których wyniki zawarł w dziele *Recherches sur le spectra solaire*, wydanym w Uppsali w r. 1869. W r. 1862

odkrył obecność wodoru na Słońcu, a w roku 1867 zbadał widmo zorzy polarnej. Wyrazem uznania zasług Ångströma w dziedzinie spektroskopii było nadanie jego nazwiska jednostce długości (10^{-8} cm) powszechnie stosowanej w spektroskopii.

Ångström prowadził również badania w zakresie magnetyzmu ziemskiego, przewodnictwa cieplnego i zjawisk optycznych w kryształach.

W latach 1870—1871 Ångström był Rektorem Uniwersytetu w Uppsali. W roku 1870 został wybrany członkiem londyńskiego Towarzystwa Królewskiego, a w r. 1872 został odznaczony Medalem Rumforda.

Umarł 21 czerwca 1874 r. w Uppsali.

Stulecie urodzin Wiena

W bieżącym roku obchodziny również setną rocznicę urodzin wielkiego fizyka niemieckiego Wiena.

Wilhelm Carl Werner Otto Fritz Franz Wien urodził się 13 stycznia 1864 r. w Gaffken w Niemczech. Studiował w Berlinie pod kierunkiem Helmholtza, gdzie w r. 1886 uzyskał stopień Doktora. Pracował w Physikalisch-Technische Reichsanstalt, następnie został powołany na katedrę w Getyndze, przeniósł się później do Würzburga, a od r. 1920 zajmował katedrę fizyki w Monachium.

Wspólnie z Lummerem i Holbornem prowadził badania w dziedzinie termometrii i promieniowania cieplnego i razem z Lummerem zbudował pierwsze źródło promieniowania odpowiadającego rozkładem widmowym promieniowaniu ciała doskonale czarnego. W r. 1893 ogłasza swoje słynne *prawo przesunięcia* wiążące temperaturę źródła z położeniem widmowym maksimum natężenia promieniowania. W r. 1896 Wien podał rozkład widmowy promieniowania ciała doskonale czarnego. Dla dostatecznie dużych energii ($h\nu \gg kT$) rozkład ten zgadza się bardzo dobrze z rozkładem podanym później przez Plancka.

Nadzwyczaj ważne są również prace Wiena dotyczące cząstek naładowanych poruszających się w polu elektrycznym. W r. 1897 wykazał, że promienie katodowe są cząstkami o elementarnym ładunku

ujemnym. Badając promienie kanalikowe (odkryte przez Goldsteina) wykazał, że są to jony dodatnie ulegające odchyleniu w polach elektrycznym i magnetycznym. W ten sposób Wien stworzył podstawy do dalszego rozwoju spektroskopii masowej. W uznaniu za te badania Wien otrzymał w r. 1911 Nagrodę Nobla z fizyki.

Wien położył również ogromne zasługi jako redaktor wydawnictw fizycznych. W latach 1906—1928 wydawał wspólnie z Planckiem czasopismo *Annalen der Physik*, a w ostatnich latach swego życia poświęcił bardzo dużo czasu i energii na prace edytorskie przy przygotowywaniu monumentalnego *Handbuch der Experimentalphysik*.

Wien umarł 30 sierpnia 1928 r. w Monachium.

Dwudziestopięciolecie odkrycia rozszczepienia jądrowego

W roku bieżącym mija dwadzieścia pięć lat od ukazania się w angielskim czasopiśmie *Nature* listu Lise Meitner i O. R. Frischa z 16 stycznia 1939. List ten, który wstrząsnął pojęciami rozpowszechnionymi do tego czasu wśród fizyków, zawierał następujące urywki: „Na pierwszy rzut oka wyniki (mowa tu o wynikach O. Hahna i F. Strassmanna (*przyp. red.*)) wydają się trudne do zrozumienia. Tworzenie się pierwiastków leżących znacznie poniżej uranu było rozważane uprzednio, lecz zawsze odrzucane z powodów fizycznych tak długo, jak chemiczny dowód nie był w pełni przeprowadzony. Emisja w ciągu krótkiego czasu dużej liczby naładowanych cząstek może być uważana jako niemożliwa z powodu małej przenikalności bariery Coulomba. ...Na podstawie jednak obecnych koncepcji o zachowaniu się ciężkich jąder nasuwa się zupełnie różny i w zasadzie klasyczny obraz tych nowych zjawisk rozpadu. ...Możliwe jest, że jądro uranu ma małą trwałość postaci i może po wychwyceniu neutronu dzielić się na dwa jądra o mniej więcej tej samej wielkości.“

W ten sposób wyjaśniła się wreszcie zagadka, której rozwiązanie na próżno szukano w ciągu kilku lat. Wskazana przez Fermiego droga do otrzymania pierwiastków transuranowych doprowadziła do stwierdzenia

nia szeregu zadziwiających zjawisk, których nie umiano wytłumaczyć na gruncie ówczesnych koncepcji. Natychmiast po ukazaniu się listu Lise Meitner i O. R. Frischa podjęto w wielu ośrodkach na świecie doświadczenia, które niedwuznacznie potwierdziły słuszność ich poglądu. Była to nie tylko cenna zdobycz w dziedzinie fizyki jądrowej, ale również zasadniczy przełom otwierający drogę do wyzwolenia energii jądrowej.

Uniwersytet w Liège czci pamięć Stefana Pieńkowskiego

Stefan Pieńkowski przebywał w latach 1906—1919 w Belgii, gdzie studiował na Uniwersytecie w Liège, a wkrótce po uzyskaniu stopnia Doktora został profesorem tego Uniwersytetu. W r. 1919 został zaproszony na Katedrę Fizyki Doświadczalnej w Uniwersytecie Warszawskim. Przez cały okres swojej działalności w Polsce, w toku której stał się twórcą i kierownikiem wielkiego ośrodka badawczego, utrzymał profesor Pieńkowski ścisły przyjazny kontakt z Uniwersytetem w Liège. Belgijscy przyjaciele, koledzy i dawni uczniowie prof. Pieńkowskiego postanowili uczcić jego pamięć przez ufundowanie w dziesiątą rocznicę jego śmierci tablicy pamiątkowej. Rektor Uniwersytetu w Liège udzielił patronatu temu przedsięwzięciu i wyraził życzenie, aby tablica została wmurowana w Instytut Astrofizyki, jako szczególnie blisko związany z osobą prof. Pieńkowskiego. Warto tu może przypomnieć, że dyrektorem tego Instytutu jest prof. Pol Swings, który w latach 1929—1931 był stypendystą w Zakładzie Fizyki na Hożej, gdzie prowadził badania pod kierunkiem prof. Pieńkowskiego.

Dnia 17 kwietnia 1964 w Instytucie Astrofizyki Uniwersytetu w Liège odbyło się odsłonięcie tablicy, którego dokonał Rektor Honorowy Uniwersytetu prof. P. Campus. W czasie uroczystości zabrali głos profesor P. Swings, Dziekan Wydziału Nauk Ścisłych — prof. H. Brasseur, przedstawiciel Ambasady Polskiej w Brukseli, prof. L. Godaux — kolega Stefana Pieńkowskiego z Uniwersytetu w Liège, prof. R. Ledrus — pierwszy uczeń Pieńkowskiego w Liège,

prof. Glaser z Uniwersytetu w Brukseli i Uniwersytetu w Liège oraz prof. J. Frenkiel, który zajmuje się stosunkami kulturalnymi polsko-belgijskimi.

Na brązowej tablicy wyryto następujący tekst:

Stefan Pieńkowski (28.VII.1883 — 20.XI.1953), Physicien, Recteur de l'Université de Varsovie, grand et fidèle ami de l'Université de Liège où il passa années 1906—1919. Cette plaque a été apposée le 20 novembre 1963 par quelques uns de ses élèves et amis.

Perrin w Polsce

Francuski Wysoki Komisarz do spraw Energii Atomowej prof. Francis Perrin odwiedził Polskę w końcu maja br. W czasie swojej wizyty przeprowadził rozmowy z ministrem W. Billigiem i oglądał szereg interesujących go obiektów, między innymi pracownie fizyki Instytutu Badań Jądrowych.

Zebranie doroczne Niemieckiego Towarzystwa Fizycznego

Zebranie doroczne Niemieckiego Towarzystwa Fizycznego w Niemieckiej Republice Demokratycznej odbyło się w dniach od 3 do 6 maja 1964 w Lipsku. Wzięło w nim udział około 500 fizyków głównie z NRD, ale również kilku fizyków z NRF, z Polski (B. Fabiański, W. Giriat i R. Wardas), Węgier i Czechosłowacji. Na posiedzeniach plenarnych przedstawiono przede wszystkim różne zagadnienia związane z tematyką laserową. Na posiedzeniach sekcyjnych wygłoszono około 100 referatów z różnych dziedzin fizyki.

Teoria ciała stałego

W dniach od 2 do 12 grudnia 1963 r. odbyła się w Moskwie pierwsza wszechzwiązkowa konferencja na temat teorii ciała stałego. Wzięło w niej udział około 800 osób, w tym ponad 50 z zagranicy. Wygłoszono około 170 referatów. Obrady toczyły się w następujących sekcjach: teorii metali i nadprzewodników, teorii półprzewodników

(dwie podsekcje: ekscytony, widmo energetyczne oraz zjawiska elektroakustyczne, gorące elektrony), teorii zjawisk magnetycznych, dynamiki sieci krystalicznej, zjawiska Mössbauera, teorii kryształu rzeczywistego, teorii przejść fazowych.

Centralnymi zagadnieniami kwantowej teorii ciała stałego dyskutowanymi na konferencji były problemy elektronowego widma energetycznego ciał stałych, badanie widm energetycznych metali i półprzewodników, widm ekscytonowych i magnetycznych, badanie oddziaływań różnych wzbudzeń elementarnych, ustalenie zakresu stosowalności koncepcji wzbudzeń elementarnych.

Metodykę i rezultaty badań elektronowego widma energetycznego metali przedstawił M. I. Kaganowicz i I. M. Lifszyc. A. A. Abrikozow i L. A. Filkowski omówili prace, prowadzone w ciągu ostatnich lat, nad metalami V grupy (Bi, Sb, As).

Nadzwyczaj istotne zagadnienia kwantowej teorii kryształów zawierających domieszki i lokalne defekty referowali I. M. Lifszyc i W. L. Boncz-Brujewicz. L. B. Keldysz mówił o głębokich poziomach domieszkowych w półprzewodnikach.

Nowe osiągnięcia teorii nadprzewodników przedstawili J. Bardeen (*Krytyczne prądy i pola w nadprzewodzących próbkach małych rozmiarów*) i L. P. Gorkowa (*O teorii stopów nadprzewodzących*).

Wielkie zainteresowanie wzbudził referat Waltera Kohna na temat teorii dielektryków bez przerwy energetycznej.

L. E. Gurewicz, L. B. Keldysz, A. S. Dawydow, E. I. Raszba, O. N. Krochin i J. E. Perlin omówili elektronowe właściwości kryształów: zjawiska rezonansowe, właściwości magnetyczne, galwanomagnetyczne, optyczne i inne.

J. M. Kagan przedstawił prace, prowadzone w ZSRR, w zakresie zjawiska Mössbauera i teorii sieci krystalicznej.

Badania z dziedziny półprzewodników ferromagnetycznych omówił K. W. Wonsowski.

Mikroskopia elektronowa

W dniach od 19 do 21 lutego 1964 r. odbyło się w Jenie zebranie Niemieckiego Towarzystwa Fizycznego poświęcone Mikro-

skopii Elektronowej. Na posiedzeniach plenarnych wygłoszono następujące referaty:

E. Guyenot (Jena) — *Tendencje w zakresie rozwoju aparatury w ciągu r. 1963*,

U. Heisig (Drezno) — *Termiczna mikroobrobka przy pomocy wiązki elektronów*,

E. Hahn (Jena) — *Kontrast fazowy w mikroskopii elektronowej*,

J. Heydenreich (Halle) — *Powstawanie kontrastu przy uwidacznianiu defektów krystalicznych*.

Na posiedzeniach sekcyjnych wygłoszono około 80 krótkich (15 min) referatów z prac własnych.

Polskie Towarzystwo Fizyczne

Oddział Poznański

Dnia 7 lutego 1964 r. odbyło się zebranie sprawozdawczo-wyborcze Oddziału Poznańskiego PTF, na którym wybrano nowy Zarząd w składzie:

przewodniczący — doc. Zdzisław Pająk
viceprzewodniczący — dr Jan Stankowski

sekretarz — mgr Wojciech Nawrociak
skarbnik — dr Tadeusz Hilczer

przewodniczący sekcji biofizyki — prof. Andrzej Pilawski

członkowie Zarządu — mgr Jerzy Angerer, dr Franciszek Kaczmarek, dr Antoni Śliwiński.

W dniu 31 grudnia 1963 r. Oddział liczył 79 członków.

W roku 1963 na posiedzeniach naukowych Oddziału wygłoszono następujące referaty:

prof. S. Szczeniowki (Warszawa) —

O życiu i twórczości Nielsa Bohra,

doc. Z. Pająk — *Badania radiospektroskopowe w Wielkiej Brytanii i we Francji*,

prof. R. Parson (Cambridge) — *Własności dielektryczne podwójnej warstwy elektrycznej*,

prof. R. S. Ingarden (Wrocław) — *Termodynamika mazerów*,

dr F. Kaczmarek — *Lazery*,

dr J. Stankowski — *Mazery*.

Oddział zorganizował seminarium otwarte na temat radiospektroskopii. Wygłoszono następujące referaty:

prof. A. Piekara — *Wstęp do elektroniki kwantowej*,

doc. Z. Pająk — *Jądrowy rezonans paramagnetyczny*,

dr J. Stankowski — *Elektronowy rezonans paramagnetyczny*,

dr J. Stankowski — *Generatory i wzmacniacze molekularne — mazery*,

dr F. Kaczmarek — *Nowe źródła światła — lazery*.

Zwyczajem lat ubiegłych Oddział zorganizował odczyty połączone z pokazami dla młodzieży szkół średnich.

Dla członków Oddziału odbył się 20-godzinny kurs obróbki precyzyjnej metali.

W ramach współpracy z Zakładami H. Cegielskiego zorganizowano dla grupy inżynierów z tych Zakładów kurs laboratoryjny z elektroniki stosowanej.

G. Ribaud (1884-1963)

Dnia 8 października 1963 zmarł Gustave Ribaud, znany fizyk francuski, jeden z redaktorów *Annales de Physique*.

Ribaud urodził się w r. 1884. Studiował w Ecole Normale Supérieure u Cottona. W r. 1919 został profesorem Uniwersytetu w Strasburgu, a w r. 1933 został powołany do Uniwersytetu Paryskiego, gdzie specjalnie dla niego utworzono Katedrę Wysokich Temperatur. Ribaud doskonale rozumiał konieczność stosowania wyników badań naukowych dla potrzeb przemysłu. W r. 1934 Société du Gaz de Paris powierzyło mu kierownictwo swego laboratorium badawczego. Na stanowisku tym pozostawał do r. 1954. Od r. 1955 Ribaud był dyrektorem Laboratorium Przemian Termicznych w Cen-

tre National de la Recherches Scientifiques w Bellevue. Przez szereg lat był przewodniczącym francuskiego Komitetu Oświatelnego, członkiem Komitetu Doradczego Międzynarodowego Biura Wąg i Miar oraz przewodniczącym Sekcji Mechaniki, Fizyki i Termodynamiki w Centre National de la Recherches Scientifiques.

Pierwsze prace Ribaud dotyczyły pochłaniania promieniowania nadfioletowego w gazach, przy czym opracował bardzo wysoko jak na owe czasy posuniętą technikę, osiągając ciśnienia rzędu 100 atmosfer w temperaturach 1200°C. Wyniki tych prac wskazywały (w uzupełnieniu prac Wooda), że polaryzacja kołowa magnetyczna w pobliżu prążka pochłaniania jest wynikiem bardzo słabego efektu Zeemana. Następnie Ribaud zajmował się ogrzewaniem przez indukcję, przy stosowaniu wysokich częstotliwości, przekroczył przy tym temperaturę 3500°C w dużych objętościach. Zwrócił uwagę przemysłu na tę nową metodę grzania. Wiele cennych wyników przyniosły jego prace w dziedzinie pirometrii optycznej i fotometrii, zrealizował między innymi ciało czarne o temperaturze krzepnięcia platyny i ustalił skalę temperatur kolorowych aż do 2800°K, co jest bardzo istotne w astronomii przy pomiarach temperatur kolorowych gwiazd. W ostatnich latach zajmował się termodynamiką gazów w bardzo wysokich temperaturach.

Ribaud uzyskał czterokrotnie nagrody Academie des Sciences oraz Nagrodę Trzech Fizyków. W r. 1947 został wybrany członkiem Academie des Sciences na miejsce Paul Langevina, a w r. 1954 został podniesiony do godności Komandora Legii Honorowej.

ZARZĄD

Przewodniczący

Prof. dr WOJCIECH RUBINOWICZ
czł. rzecz. PAN

Wiceprzewodniczący

Prof. dr ALEKSANDER JABŁOŃSKI
czł. rzecz. PAN

Sekretarz

Doc. dr WIESŁAW WARDZYŃSKI

Skarbnik

Dr KAZIMIERZ ROSIŃSKI

Członek Zarządu

Doc. dr HALINA CHEĆIŃSKA

PRZEWODNICZĄCY ODDZIAŁÓW TOWARZYSTWA

Gdańsk — Dr O. GZOWSKI
Głiwice — Prof. dr KAZIMIERZ GOSTKOWSKI
Kraków — Prof. dr BRONISŁAW ŚREDNIAWA
Lublin — Prof. dr ARMIN TESKE
Łódź — Doc. dr MARIAN KRYSZEWSKI
Poznań — Doc. dr ZDZISŁAW PAJĄK
Szczecin — Mgr WIKTOR NOWAK
Toruń — Dr MIECZYSLAW FRĄCKOWIAK
Warszawa — Doc. dr JULIAN AULEYTNER
Wrocław — Doc. dr ZYGMUNT BODNAR

TREŚĆ

M. Mięśowicz — Stan badań doświadczalnych nad fizyką cząstek elementarnych i oddziaływań jądrowych wysokich energii w Polsce	367
Z. Pająk — Fizyka ciała stałego w XX-leciu PRL	375
A. Strzałkowski — Fizyka jądrowa niskich energii w ośrodku krakowskim w latach 1945—64	385
Z. Wilhelmi — Doświadczalna fizyka jądra atomu ośrodka warszawskiego w latach 1945—64	405
E. P. Wigner — Zagadnienie pomiaru	423
L. Kowalski — Detektory śladowe — nowa metoda wizualizacji cząstek jądrowych	437

NOWOŚCI NAUKOWE

B. Kuchowicz — O pochodzeniu promieniowania kosmicznego	449
---	-----

NOWA APARATURA

A. Piekara, F. Kaczmarek, A. Drobnik, A. Graja, T. Ramiszówna — Lasery ośrodka poznańskiego	451
J. Szpilecki — O pewnym zastosowaniu generatora spinowego	459

KRONIKA	467
-------------------	-----

Warunki prenumeraty czasopisma

„POSTĘPY FIZYKI“ — dwumiesięcznik

Prenumeratę na kraj przyjmują urzędy pocztowe, listonosze oraz Oddziały i Delegatury „Ruch“.

Można również dokonywać wpłat na konto PKO nr 4-6-777, Przedsiębiorstwo Upowszechnienia Prasy i Książki „Ruch” w Krakowie, ul. Worcella 6.

Prenumeraty przyjmowane są do 15 dnia miesiąca poprzedzającego okres prenumeraty.

Cena prenumeraty:

półrocznie zł 45.—, rocznie zł 90.—

Prenumeratę na zagranicę, która jest o 40% droższa, przyjmuje Biuro Kolportażu Wydawnictw Zagranicznych „Ruch“, Warszawa, ul. Wronia 23, tel. 20-46-88, konto PKO nr 1-6-100024.

Egzemplarze numerów zdezaktualizowanych można nabywać w Przedsiębiorstwie Upowszechnienia Prasy i Książki „Ruch” w Krakowie, ul. Worcella 6, konto PKO, nr 4-6-777.

Bieżące numery można nabyć lub zamówić w księgarniach „Domu Książki” oraz w Ośrodku Rozpowszechniania Wydawnictw Naukowych Polskiej Akademii Nauk — Wzorcownia Wydawnictw Naukowych PAN — Ossolineum — PWN, Warszawa, Pałac Kultury i Nauki (wysoki parter).

Tylko prenumerata zapewnia regularne otrzymywanie czasopisma.