

ZAKŁAD FIZYKI
Uniwersytetu Marii Curie-Skłodowskiej
w Lublinie

POSTĘPY FIZYKI

DWUMIESIĘCZNIK
POŚWIĘCONY UPOWSZECHNIANIU
WIEDZY FIZYCZNEJ

PTF

TOM VII

ZESZYT 1

1956

RADA REDAKCYJNA

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

KOMITET REDAKCYJNY

Redaktor Naczelny — Ludwik Natanson (Warszawa)
Zastępca Redaktora Naczelnego — Karol Majewski (Warszawa)
Red. Działu Fizyki Teoretycznej — Wojciech Królikowski (Warszawa)
Red. Działu Fizyki Doświadczalnej — Zdzisław Małkowski (Warszawa)
Sekretarz Redakcji — Barbara Wojtowicz (Warszawa)

Adres Redakcji: Warszawa, Hoża 69

Maszynopisy prac należy nadsyłać w 2 egzemplarzach pod adresem redakcji.
O przyjęciu pracy do druku decyduje Rada Redakcyjna. Autorzy otrzymują
25 odbitek bezpłatnie.

POLSKIE TOWARZYSTWO FIZYCZNE

POSTĘPY FIZYKI

DWUMIESIĘCZNIK POŚWIĘCONY UPOWSZECHNIANIU
WIEDZY FIZYCZNEJ

TOM VII. ZESZYT 1

PAŃSTWOWE WYDAWNICTWO NAUKOWE

1956

ZAKŁAD FIZYKI

(Uniwersytetu Marii Curie-Skłodowskiej
w Lublinie

4m 585

PAŃSTWOWE WYDAWNICWO NAUKOWE — DZIAŁ CZASOPISM
WARSZAWA, KRAKOWSKIE PRZEDMIEŚCIE 79

Nakład 2680+106 egz.	Do składania 11.11.55.
Ark. wyd. 8,6 druk. 6,5	Podpisano do druku 28.1.56
Papier druk. sat. 70 g V kl. 70×100	Druk ukończono 4.2.56.
Cena zł 11,—	Zamówienie nr 1519c/55.

Druk. im. Rewolucji Październikowej, Warszawa. B-7-20580.

Teodor Kopcewicz
Wiceprzewodniczący Komisji
Roku Geofizycznego PAN

O programie naukowym Międzynarodowego Roku Geofizycznego 1957-58

1. Wstęp

Międzynarodowy Rok Geofizyczny 1957-58 stanowić ma pierwszą międzynarodową akcję badawczą we wszystkich działach geofizyki, zorganizowaną w skali naszej planety. W odróżnieniu od poprzednio organizowanych lat międzynarodowych problematyka naukowa najbliższego roku geofizycznego, opracowana przez Komitet Specjalny Międzynarodowego Roku Geofizycznego (CSAGI Comité Spécial de l'Année Géophysique Internationale), obejmuje przede wszystkim takie zagadnienia, do rozwiązania których niezbędna jest ścisła współpraca międzynarodowa. Nie zostały oczywiście wykluczone badania w mniejszej skali, jednakże nie mogą być one jedynym zadaniem w pracach międzynarodowego roku geofizycznego. Celem niniejszego referatu jest zapoznanie Czytelnika z ogólną naukową problematyką geofizyczną, która jest szczególnie zalecana przez CSAGI. Problematyka ta została opracowana przez międzynarodowe grupy robocze specjalistów z poszczególnych dziedzin i przedyskutowana na kilku międzynarodowych zjazdach odpowiednich organizacji międzynarodowych: astronomicznej, geodezyjno-geofizycznej, geograficznej, meteorologicznej oraz dla spraw komunikacji radiowej. Na tle tej ogólnej problematyki opracowywane są programy badań tzw. programy narodowe poszczególnych krajów, które zostają zgłaszane do Komitetu Specjalnego Międzynarodowego Roku Geofizycznego. Programy te są następnie publikowane w biuletynach informacyjnych Międzynarodowej Unii Geodezyjno-geofizycznej oraz w specjalnym biuletynie informacyjnym CSAGI (Bulletin d'Information de l'Union Géodésique et Géophysique Internationale), wydawanym przez UNESCO.

Narodowe plany badań w czasie Międzynarodowego Roku Geofizycznego wykazują znaczne między sobą różnice. Jest to następstwem niejednakowego poziomu w rozwoju nauk geofizycznych oraz różnych możliwości instrumentalnych i kadrowych w poszczególnych krajach.

Plan udziału Polski w pracach Międzynarodowego Roku Geofizycznego naszkicowany w dalszym ciągu opiera się również na ogólnych założe-

niach i zaleceniach Komitetu Specjalnego Międzynarodowego Roku Geofizycznego. Udział Polski w tej wielkiej i kosztownej międzynarodowej imprezie badawczej winien odpowiadać naszym chlubnym tradycjom w zakresie współpracy naukowej geofizycznej z innymi krajami, w szczególności w dziedzinie wypraw badawczych. Nowe warunki powojenne stwarzają możliwości nie tylko utrzymania, ale dalszego wzmocnienia naszej pozycji międzynarodowej. Minione dziesięć lat odbudowy i rozbudowy naszego kraju, to wprawdzie czas bardzo krótki dla odrobienia zniszczeń wojennych i wychowania nowego pokolenia naukowej kadry geofizycznej, jest to jednakże czas wystarczająco długi, ażeby przy mobilizacji naszych, istniejących w kraju możliwości oraz przy niezbędnym i szybkim uzupełnieniu instrumentalnym i kadrowym postawić problematykę geofizyczną na dobrym poziomie.

W ogólnym przeglądzie problematyki Międzynarodowego Roku Geofizycznego nie będę się starał o wszechstronność i zupełność. Ograniczę się raczej do kierunków badań i najważniejszych problemów, na tle których nastąpi sprecyzowanie zadań dla geofizyków polskich.

Przegląd ten postaram się przeprowadzić w kolejności dyscyplin naukowych zależnie od wielkości programu prac i zadań przypadających na nie w czasie Międzynarodowego Roku Geofizycznego.

Ogólny przegląd problematyki naukowej Międzynarodowego Roku Geofizycznego 1957-58

1. Meteorologia

Podobnie jak w obu minionych międzynarodowych latach polarnych (1882-83 i 1932-33), najobszerniejszy program badań przypada na dziedzinę meteorologii. W pierwszym Międzynarodowym Roku Polarnym (1882-83) pomiary i obserwacje były wykonywane tylko na powierzchni Ziemi. Drugi Międzynarodowy Rok Polarny (1932-33) został uzupełniony pomiarami na różnych wysokościach w atmosferze z sygnalizacją wyników drogą radiową. W programie prac Międzynarodowego Roku Geofizycznego 1957-58 projektowana jest dalsza rozbudowa sieci stacji meteorologicznych wszystkich rodzajów, zaopatrzenie jej w nowoczesny sprzęt pomiarowy wszystkich czynników meteorologicznych, umożliwiający prowadzenie pomiarów niezależnie od pogody. Szczególnie dużo uwagi przywiązuje się do pomiarów wiatrów górnych metodami radioelektrycznymi do wysokości co najmniej 25 km oraz do sondowania ciśnienia, temperatury i wilgotności powietrza na całej kuli ziemskiej do tej samej co najmniej wysokości. W ustalonych dniach, tzw. *dniach światowych*, nastąpi

dalsze zagęszczenie w czasie wszystkich rodzajów pomiarów do czterech sondowań w ciągu doby przy jednoczesnym dalszym podwyższeniu wysokości sondowań aerologicznych (do 30 km).

Z postulatu jak najszerszej rozbudowy sieci stacji meteorologicznych wynika konieczność ich zakładania w obszarach o małym ich zagęszczeniu. Wchodzą tu w rachubę przede wszystkim duże powierzchnie podbiegunowe (arktyczne i antarktyczne) oraz równikowe (20°N — 20°S).

Materiał obserwacyjny i pomiarowy ze stacji meteorologicznych stanie się podstawą do szeregu opracowań. A oto najważniejsze z nich:

a) wyznaczenie w skali całej kuli ziemskiej rozkładu wiatrów, temperatury i wilgotności powietrza jako funkcji czasu w roku 1957-58;

b) wyznaczenie w atmosferze obszarów źródłowych momentu pędu, energii, entropii i bezwzględnej wartości rotacji prędkości powietrza;

c) zbadanie wpływu podłoża na tworzenie się warstwy tarciowej w atmosferze, jej udziału w zjawisku rozproszenia energii, jak również zjawisk hydrodynamicznych w otoczeniu wielkich masywów górskich;

d) wykonanie pionowych przekrojów południkowych atmosfery:

- 1) przekroje wzdłuż południków 10° i 140°E oraz 75°W ; wybór tych południków został dokonany wskutek sugestii kilku komitetów narodowych Międzynarodowego Roku Geofizycznego i ma być szczególnie dogodny dla badań magnetyzmu Ziemi i jonosfery,
- 2) przekroje wzdłuż południków 75°E , 120°E , 180° , 20°W ,
- 3) przekroje równoleżnikowe wzdłuż 0° , 5°N , 15°N i 40°N oraz 5°S .

Zresztą zagadnienie wyboru przekrojów równoleżnikowych nie wyszło jeszcze z fazy dyskusji. Przekroje południkowe i równoleżnikowe mają na celu umożliwienie zbadania zjawisk wymiany masy, ciepła, energii kinetycznej w skali ogólnej cyrkulacji atmosfery.

Poza zagadnieniami wymienionymi wyżej, a dotyczącymi zjawisk w skali ogólnej cyrkulacji atmosfery, wielką wagę przywiązuje się do badań szeregu zjawisk meteorologicznych w mniejszej skali. Do nich zaliczamy:

a) systematyczne badania, zwłaszcza w stadiach początkowych, powstania i rozwoju cyklonów tropikalnych i ekstratropikalnych (cyklogenetyza) i zakłócenia prądów ogólnej cyrkulacji atmosfery przez tzw. prądy strefowe w atmosferze swobodnej;

b) badanie prądów tzw. „jet-stream“, ich położenia, struktury i związków z położeniem frontu polarnego;

c) badanie warunków i mechanizmu powstawania chmur, zawartości substancji chemicznych na różnych wysokościach oraz opadów, zwłaszcza z chmur leżących całkowicie poniżej izotermy 0°C ;

d) badanie zjawiska turbulencji (współczynnika turbulencji jako funkcji wysokości w atmosferze) przy pogodzie bezchmurnej;

e) systematyczne pomiary zawartości ozonu w atmosferze i ustalenie jego koncentracji w zależności od aktualnej sytuacji atmosferycznej;

f) badanie związku tzw. radiotrzasków atmosferycznych z polem elektrycznym Ziemi oraz aktywnością burzową atmosfery.

Z przytoczonych tu najważniejszych kierunków badań wynika, że niezbędny dla ich rozwoju materiał pomiarowy i obserwacyjny musi być bardzo znaczny, zebrany z wielu, w sposób ciągły pracujących stacji meteorologicznych. Poza obserwacjami i pomiarami meteorologicznymi i aerologicznymi, wykonywanymi normalnie, program Międzynarodowego Roku Geofizycznego zaleca w jak najszerszym stopniu uwzględnienie pomiarów natężenia promieniowania Słońca, Ziemi i atmosfery w ciągu całej doby, pomiary nad ilością i pionowym rozkładem ozonu atmosferycznego przez zastosowanie metod wysokiego sondowania balonami wolnymi i różnego typu raketami oraz pomiarów stanu elektrycznego przyziemnych warstw atmosfery (rozkład potencjału, prąd atmosfera — Ziemia, koncentracja jonów itp.)

2. Magnetyzm Ziemi

Ogólny program Komitetu Specjalnego Międzynarodowego Roku Geofizycznego w zakresie magnetyzmu ziemskiego, opracowany na zjeździe w Brukseli w 1953 roku, przewidywał dwa główne kierunki badań, a mianowicie:

1) badania przestrzennych i czasowych zmian zakłóceń magnetycznych, pulsacji, wahań i burz magnetycznych;

2) badanie zmian dobowych elementów pola magnetycznego Ziemi (D , I , H), szczególnie w pobliżu równika geograficznego i magnetycznego.

Wspomniane kierunki badań winny być prowadzone przy równoczesnym, jak najszerszym sondowaniu jonosfery.

Program CSAGI stał się przedmiotem dyskusji w narodowych i międzynarodowych komitetach Roku Geofizycznego. Program ten — po niewielkich z punktu widzenia problematyki naukowej zmianach i uzupełnieniach w zakresie organizacji szeregu nowych lub rekonstrukcji dawnych stacji magnetycznych w kilku krajach oraz potrzeby rozszerzenia badań na pomiary promieni kosmicznych i świecenia atmosfery — został przyjęty jako program prac Międzynarodowego Roku Geofizycznego. Również wyprawy naukowe do obszarów mało zbadanych, jak np. Grenlandia, winny w swoim programie przewidywać prace obserwacyjne i rejestracyjne w zakresie magnetyzmu Ziemi.

W zakresie organizacji CSAGI zaleca wyznaczanie gradientu pola magnetycznego Ziemi za pomocą zespołów stacji magnetycznych blisko siebie położonych. Zalecenie to odnosi się szczególnie do strefy występowania ózr polarnych.

W zakresie zwiększenia wartości materiału rejestracyjnego dla krótkotrwałych zakłóceń magnetycznych (w okresie od 1 sec — 1 minuty) CSAGI zwraca uwagę na potrzebę ujednoczenia metod opracowania zapisów, sprawdzenie wszystkich przyrządów rejestracyjnych z przyrządami wzorcowymi w kraju, które z kolei winny być porównane z wzorcami międzynarodowymi. Wreszcie CSAGI podkreśla konieczność zwiększenia dokładności wyznaczania czasu na magnetogramach (do 1 sec).

Znaczne co do natężenia zakłócenia magnetyczne, występujące na małych stosunkowo obszarach na Ziemi, stwierdzone ostatnio również na dużych wysokościach w atmosferze, dają się wytłumaczyć za pomocą systemu prądów elektrycznych na wysokości jonosfery. Dotychczasowe pomiary mające na celu wyznaczenie wysokości, na których odbywa się przepływ tych prądów, są bardzo nieliczne. Program magnetyczny Międzynarodowego Roku Geofizycznego zawiera dalsze prowadzenie pomiarów magnetycznych na dużych wysokościach przy użyciu magnetometrów unoszonych przez rakiety. Z dotychczas opublikowanych programów narodowych różnych państw wynika, że tego rodzaju wloty raketowe mają być wykonane w USA, Anglii i Francji.

3. Zorza polarna i świecenie nieba

Zjawiska zorzy polarnej i świecenia nocnego nieba, znane od dawna i obserwowane przez wielu geofizyków, wymagają przeprowadzenia szeregu badań w skali międzynarodowej. Świecenie zorzy polarnej obserwowane z reguły na znacznych szerokościach geograficznych ($\geq 60^\circ$), w czasie burz magnetycznych i jonosferycznych widziane na szerokościach znacznie mniejszych, wykazuje ścisły związek z przebiegiem zakłóceń pola magnetycznego Ziemi.

Świecenie nocne nieba obserwowane we wszystkich szerokościach geograficznych posiada znacznie większą stałość natężenia od zórz polarnych, większą równomierność przestrzenną i mniejsze wahania natężenia w czasie.

Badania obu tych rodzajów świecenia wymagają współpracy międzynarodowej i systematycznych równoczesnych obserwacji na dużych obszarach.

Głównymi zagadnieniami związanymi ze świeceniem zórz polarnych są:

a) zbadanie związku między burzami magnetycznymi a różnymi formami zórz; w szczególności ważne jest stwierdzenie takiego związku w fazie początkowej burz magnetycznych;

b) wyznaczanie przestrzennego rozkładu zórz, ich wysokości i kształtu;

c) analiza spektroskopowa światła zórz polarnych, wykonana w skali międzynarodowej; w szczególności ważnym jest zbadanie pojawiania się linii H_{α} wodoru, występujących w zorzach polarnych arktycznych i antarktycznych;

d) czasowe zmiany natężenia w różnych częściach widma zórz i ich związek ze zmianami magnetycznymi.

Jakkolwiek niektóre właściwości świecenia zórz polarnych są podobne jak dla świecenia nieba, jednakże problematyka obu rodzajów świecenia nie jest taka sama. W programie CSAGI znajdujemy następujące zalecenia w zakresie obserwacji nocnego świecenia nieba:

a) obserwacje jednoczesne, prowadzone systematycznie nad natężeniem tego świecenia w różnych częściach widma widzialnego i w podczerwieni w celu stwierdzenia zachowania się go w czasie (wahania okresowe), oraz zbadanie jego rozkładu geograficznego;

b) oddzielenie świecenia nocnego nieba od świecenia zórz polarnych i światła zodiakalnego;

c) badanie wpływu zjawisk elektromagnetycznych i hydrodynamicznych w górnych warstwach atmosfery na nagłe zmiany natężenia świecenia nieba.

4. Jonosfera

Szczególnie bogaty jest program badań jonosfery. Udział jonosfery w zjawiskach geomagnetycznych, jej struktura, czasowo-przestrzenna zmienność — oto główne kierunki badań, zalecone przez CSAGI. W bardziej szczegółowym rozwinięciu można wydzielić następujących kilka problemów, które wymagają szerokiej współpracy międzynarodowej i mają znaczenie dla lepszego poznania jonosfery:

a) jednoczesne pionowe sondowania na szeregu stacjach rozmieszczonych na całej kuli ziemskiej w celu poznania struktury jonosfery w zależności od położenia geograficznego oraz pory roku;

b) synoptyczne badania zaburzeń w jonosferze i jej związek z burzami magnetycznymi w czasie zwiększonej aktywności Słońca;

c) badanie absorpcji fal elektromagnetycznych o różnych częstościach, spowodowanej występowaniem warstw zjonizowanych poniżej warstwy E;

d) badanie ruchu obszarów zjonizowanych w różnych warstwach dla poznania przepływów atmosfery na tych wysokościach oraz wiatrów;

e) badanie scyntylacji (migotania) źródeł radioelektrycznych pozaziemskich (radiogwiazd) i ich związku ze strukturą jonosfery;

f) badanie bezpośrednie natężenia jonizacji, struktury jonosfery przy użyciu rakiet szczególnie w czasie dni światowych.

5. Aktywność Słońca

Ze względu na istniejący ścisły związek procesów na Słońcu i szeregu zjawisk na Ziemi Specjalny Komitet Międzynarodowego Roku Geofizycznego zaleca zorganizowanie ciągłej obserwacji i zapisu dokładnego czasu występowania zjawisk na Słońcu (plamy, erupcje chromosferyczne, protuberancje, aktywność korony, promieniowanie radioelektryczne chromosfery i korony). Poza tym ośrodki astronomiczne, odpowiednio wyposażone w aparaturę badawczą, winny zająć się pomiarem pola magnetycznego Słońca.

Wyniki badań Słońca winny być w czasie możliwie krótkim udostępnione (opublikowane) w formie nadającej się do bezpośredniego wykorzystania przez geofizyków.

6. Promienie kosmiczne

Badanie natężenia promieniowania kosmicznego w stałych punktach na Ziemi o wyposażeniu standardowym ważne jest w związku ze zmianami czasowymi pola magnetycznego. *A priori* nie należy bowiem odrzucać możliwości wytłumaczenia zakłóceń magnetycznych przez prądy elektryczne opływające kulę ziemską.

A oto szczególne zagadnienia w tej dziedzinie zalecone przez CSAGI:

a) związek między natężeniem promieniowania kosmicznego a wpływami atmosfery (słonecznej i księżycowej), ozonem atmosferycznym, aktywnością Słońca (szczególnie promieniowaniem radioelektrycznym), zakłóceniami magnetycznymi i jonosferycznymi oraz zorzami polarnymi;

b) badanie anizotropii w rozkładzie promieni kosmicznych pierwotnych i wyznaczenie składu masowego, widma energii w zależności od szerokości geomagnetycznej;

c) badanie efektu szerokościowego promieni kosmicznych (wtórnych);

d) badanie wpływu atmosfery na promienie kosmiczne (absorpcja masowa, wpływy temperatury na tworzenie mezonów i wpływ przyprawów atmosfery na ich natężenie);

e) badanie składowej miękkiej promieniowania kosmicznego, pochodzącej od Słońca w czasie wybuchów chromosferycznych.

7. Pomiary długości i szerokości geograficznej

Stowarzyszenie Geodezji Międzynarodowej Unii Geodezyjno-geofizycznej zgłosiło do Specjalnego Komitetu Międzynarodowego Roku Geofizycznego program prac dotyczących badań nad rozchodzeniem się

w atmosferze radiowych sygnałów czasowych i w związku z tym dokładnym wyznaczaniu położenia stacji na Ziemi. Celem więc prac geodezyjnych będzie dokładniejsze niż dotychczas wyznaczenie współrzędnych astronomicznych stacji, biorących udział w pomiarach, oraz śledzenie zmian czasowych tych współrzędnych. Pozwoli to na:

- a) zwiększenie precyzji w wyznaczaniu czasu ziemskiego;
- b) dokładniejsze zbadanie stwierdzonych nieregularności w obrocie Ziemi dokoła własnej osi;
- c) uzupełnienie katalogu gwiazd.

Poza tym będzie chodziło również o bliższe zbadanie refrakcji atmosferycznej i jej wpływu na pomiary astronomiczne, a więc i na pomiary długości i szerokości. W tym celu Specjalny Komitet Międzynarodowego Roku Geofizycznego zaleca wszystkim służbom meteorologicznym współpracę w zakresie prowadzenia pomiarów prędkości wiatrów i temperatury powietrza do jak największych wysokości (około 30 km).

Zauważyć tu należy, że wspomniany wyżej punkt b) dotyczący nieregularności prędkości kątovej Ziemi jest innym sformułowaniem tego samego problemu, który w dziedzinie meteorologii nazwalibyśmy wpływem lepkości powietrza i podłoża na bilans momentu pędu i bezwzględnej rotacji.

*

Przytoczony wyżej w wielkim skrócie program badań naukowych w czasie Międzynarodowego Roku Geofizycznego nie jest jeszcze zupełny. Specjalny Komitet Międzynarodowego Roku Geofizycznego daje również program badań w zakresie glaciologii, oceanografii oraz w dziedzinie zastosowań wszelkiego typu rakiet. Wobec tego, że wymienione prace nie będą mogły być prowadzone przez geofizyków polskich, ograniczymy się tylko do tej krótkiej o nich wzmianki.

O programie udziału Polski w pracach międzynarodowego Roku Geofizycznego 1957-58

Program udziału Polski w pracach Międzynarodowego Roku Geofizycznego został opracowany przez Komisję Roku Geofizycznego PAN w następującym składzie:

Prof. dr P. Szulkin — przewodniczący.

prof. dr T. Kopcewicz — wiceprzewodniczący,

mgr R. Teisseyre — sekretarz

oraz członkowie:

Inż. C. Centkiewicz, doc. S. Jasiński, prof. dr A. Kosiba, prof. dr J. Lam-
bor, prof. dr S. Leszczyński, prof. dr S. Manczarski, prof. dr J. Mergen-

taler, prof. dr. M. Odlanicki, prof. dr W. Okołowicz, prof. dr S. Piotrowski, prof. dr Z. Różycki, doc. S. Siedlecki, prof. dr J. Witkowski.

Program został zatwierdzony na zebraniu Sekretariatu Naukowego PAN w dniu 11. X. 1955 r. Obejmuje on prawie wszystkie działy geofizyki reprezentowane w Zakładzie Geofizyki PAN, w katedrach i zakładach geofizyki uczelnianych oraz w resortowych instytutach naukowo-badawczych. Opiera się on w znacznej mierze na posiadanym obecnie wyposażeniu instrumentalnym i kadrowym wspomnianych placówek, w wielu punktach jednakże wykracza znacznie poza te możliwości.

Ograniczając się do krótkiej charakterystyki programu prac polskich można podzielić ją na dwie części. W pierwszej będzie omówiony rozwój badań w Zakładzie Geofizyki PAN i innych placówkach Akademii, w drugiej projekt badań placówek uczelnianych i resortowych instytutów naukowo-badawczych.

Zakład Geofizyki PAN, powstały na bazie obserwatoriów magnetycznego i sejsmologicznego, prowadzi swoją działalność naukową i obserwacyjną głównie w tych dwu kierunkach oraz w mniejszym zakresie w badaniach pola elektrycznego w pobliżu powierzchni Ziemi.

W Roku Geofizycznym badania Zakładu Geofizyki PAN będą się koncentrowały:

a) w zakresie magnetyzmu ziemskiego — na ciągłych rejestracjach, opracowaniach i publikowaniu materiałów w zakresie czasowego przebiegu elementów magnetycznych w Świdrze i na Helu, ze szczególnym uwzględnieniem zmian burzowych i wiekowych;

b) w zakresie sejsmologii — na rejestracjach, opracowaniach i publikowaniu wyników zapisów sejsmografów na stacjach w Warszawie, Krakowie i Raciborzu oraz na kilku stacjach górniczych w rejonie Górnego Śląska; opracowywana będzie dynamiczna charakterystyka ognisk śląskich w oparciu o zapisy własne i zagraniczne; prowadzone będą dalsze prace nad prototypami sejsmografów o dużym powiększeniu dynamicznym dla zaburzeń słabych;

c) w zakresie elektryczności atmosferycznej — na rejestracji, analizie i interpretacji zmian pola elektrycznego w pobliżu powierzchni Ziemi na dwu stacjach obserwacyjnych.

W Roku Geofizycznym rozszerzona zostanie działalność badawcza Zakładu Geofizyki PAN zarówno w kierunkach dotychczas reprezentowanych, jak również innych, obecnie nie reprezentowanych w tym Zakładzie przez:

a) zorganizowanie Obserwatorium Geofizycznego PAN w miejscu magnetycznie nieanomalnym z tematyką magnetyczną, z uwzględnieniem badań nad wpływem prądów tellurycznych, aktywności Słońca i jonosfery na wartości i czasowe zmiany elementów magnetycznych;

b) uzupełnienie aparatury magnetycznej normalnobieżnej w obserwatorium magnetycznym na Helu;

c) zorganizowanie na terenie Polski co najmniej dwu stacji do pomiarów elektryczności atmosferycznej, połączonych z rejestracją radiostrząsków; stacje zostaną wyposażone w instrumenty do badań pola prądów atmosfera-ziemia zarówno w czasie pięknej pogody, jak i w czasie burz;

d) rozpoczęcie badań nad stanem fizycznym składników w górnych warstwach atmosfery metodami spektroskopowymi zarówno w podczerwieni, jak i nadfiolecie. Badania te nie były dotychczas zupełnie prowadzone w Polsce.

Po uzupełnieniu wyposażenia instrumentalnego wezmą również udział w pracach Międzynarodowego Roku Geofizycznego inne placówki PAN: Astronomiczna Stacja Szerokościowa w Borowcu pod Poznaniem oraz Zakład Promieni Kosmicznych Instytutu Badań Jądrowych PAN w Krakowie. Uzupełnienia instrumentalne w obu przypadkach dotyczą aparatury pomiarowej, która w dużej mierze będzie musiała być nabyta w drodze importu.

Poważna część programu badawczego Międzynarodowego Roku Geofizycznego przypadnie na resortowe instytuty naukowo-badawcze, przede wszystkim na Państwowy Instytut Hydrologiczno-meteorologiczny i na Instytut Łączności.

Pierwszy z wymienionych Instytutów będzie miał za zadanie intensyfikację pomiarów meteorologicznych przyziemnych i górnych przy zastosowaniu najnowocześniejszej aparatury. Z przyziemnych ważne będą tu pomiary i rejestracje natężenia promieniowania Słońca, rozkładu temperatury w powierzchniowej warstwie Ziemi i przygruntowej warstwie powietrza. Są one niezbędne przy rozważaniu zagadnienia wymiany energii między powierzchnią Ziemi i atmosferą. Pomiary górnej atmosfery obejmować będą pionowe rozkłady ciśnienia, temperatury i wilgotności powietrza, jak również prędkości wiatrów na różnych wysokościach w czterech punktach kraju. W ustalonych, tzw. *światowych dniach* meteorologicznych wysokości sondowań powinny dochodzić do około 30 km niezależnie od warunków pogodowych i winny być wykonane 4 razy na dobę. Poza tym zapewnienie regularnych pomiarów pionowego rozkładu wiatrów górnych do wysokości co najmniej 20 km wymagać będzie stosowania metod radioelektrycznych zamiast optycznych. Odpowiednia aparatura do tego celu zostanie sprowadzona w drodze importu. Zagadnienie zaopatrzenia służby meteorologicznej PIHM w sprzęt jednorazowego użycia, w szczególności w radiosondy, zostanie rozwiązane w drodze uruchomienia odpowiedniej krajowej produkcji przemysłowej.

Udział Instytutu Łączności w pracach Międzynarodowego Roku Geofizycznego koncentrować się będzie na dwu szczególnie ważnych kierunkach badań, a mianowicie: regularnego, ciągłego pionowego sondowania jonosfery co najmniej w jednym punkcie kraju oraz — rozchodzenia się fal ultrakrótkich w atmosferze w zależności od warunków meteorologicznych. Zagadnienie pierwsze, ściśle powiązane z badaniami magnetyzmu Ziemi i aktywności Słońca, stanowi niezbędne ogniwo w badaniach udziału atmosfery w magnetycznych zjawiskach rejestrowanych w obserwatoriach magnetycznych. Zagadnienie drugie jest podstawowe w szeregu problemów współczesnej radiotechniki, wymagające ścisłej współpracy Instytutu Łączności z PIHM.

Poważna grupa zagadnień dotyczących obserwacji Słońca przypadnie w udziale Obserwatorium Astronomicznym we Wrocławiu i w Krakowie. W okresie Międzynarodowego Roku Geofizycznego prace będą obejmować przede wszystkim badania nad promieniowaniem radiowym i magnetyzmem Słońca, fotometrię plam słonecznych oraz badania świecenia własnego atmosfery i tzw. obłoków świecących. Program astronomiczny wymagać będzie pewnego, niezbyt zresztą wielkiego uzupełnienia instrumentalnego częściowo w drodze importu.

Komisja Roku Geofizycznego PAN rozważyła również możliwość zorganizowania na czas trwania Roku Geofizycznego dwu wypraw naukowych. Jedną z nich Komisja uważa za celowe skierować na Spitzbergen, drugą do Wietnamskiej Republiki Ludowej.

Wyprawa na Spitzbergen będzie miała w programie prace z zakresu magnetyzmu ziemskiego, zórz polarnych, meteorologii i glaciologii oraz zadania szkoleniowe dla młodych glaciologów-geologów oraz meteorologów, zwłaszcza w zakresie prac wykonywanych w warunkach polarnych dla potrzeb organizacji obsługi meteorologicznej polskich flotylli rybackich dalekomorskich.

Wyprawa do Wietnamu będzie miała na celu prowadzenie podczas Międzynarodowego Roku Geofizycznego prac obserwacyjnych meteorologicznych, wykonywanych na zorganizowanej do tego celu własnej stacji I rzędu. Czas pobytu ekspedycji zostałby wykorzystany równocześnie dla szkolenia personelu meteorologicznego Wietnamskiej Republiki Ludowej. Po zakończeniu prac Międzynarodowego Roku Geofizycznego stacja wraz z całym wyposażeniem zostałaby przekazana służbie meteorologicznej Wietnamskiej Republiki Ludowej.

Taki jest w bardzo krótkim streszczeniu program geofizyków polskich w nadchodzącym Międzynarodowym Roku Geofizycznym 1957-58. Ambicją naszą będzie, ażeby te zamierzenia zostały w pełni zrealizowane.

Andrzej Hrynkiewicz

Zakład II Instytutu
Badań Jądrowych PAN

Akceleratory cząstek wielkiej energii

Wstęp

W dzisiejszej fizyce jądrowej akceleratory stanowią jedno z najważniejszych narzędzi badań doświadczalnych. Postęp w dziedzinie przyspieszania cząstek jądrowych jest bardzo szybki. Od zastosowania w fizyce jądrowej kilkusetkilowoltowego generatora kaskadowego przez Cockrofta i Waltona upłynęło zaledwie dwadzieścia kilka lat. W ciągu tego czasu energia przyspieszanych w akceleratorach cząstek wzrosła do 6 GeV¹.

Fizyków jądrowych szczególnie interesują pewne zakresy energii cząstek przyspieszonych. Ponieważ bariera potencjału dla protonów we wszystkich znanych jądrach nie przekracza dwudziestu kilku MeV, energia tego rzędu wystarcza do wywoływania i badania przebiegu reakcji jądrowych. Rozporządzając akceleratorem takiej energii można również wytwarzać na usługi różnych dziedzin nauki, techniki, medycyny i rolnictwa te izotopy promieniotwórcze, które nie są produkowane w reaktorach atomowych.

Drugi interesujący zakres energii rozpoczyna się powyżej 140 MeV, co odpowiada energii spoczynkowej mezonu π . Cząstki o energii przekraczającej wartość progową mogą, oddziaływując z jądrami bombardowanej tarczy, wytwarzać mezony. Wydajność tej reakcji szybko rośnie z energią padających cząstek (rys. 1). Na przykład przekrój czynny węgla na tworzenie mezonów π przez cząstki α o energii 390 MeV osiąga wartość $3 \cdot 10^{-32} \text{cm}^2$. Akceleratory dostarczające cząstek o energii kilkuset MeV stanowią źródło mezonów π o strumieniach dochodzących do $10^2/\text{cm}^2 \cdot \text{sec}$.

Cząstki o jeszcze wyższej energii mają wielkie znaczenie w badaniach przebiegu zderzeń nukleonów, skąd czerpiemy cenne informacje o natu-

¹ GeV = 10^9eV . Amerykanie stosują na oznaczenie 10^9eV symbolu 1BeV, od którego pochodzi nazwa Bewatronu, największego z obecnie pracujących synchrotronów protonowych.

rze sił jądrowych, oraz służą do otrzymywania ciężkich mezonów i hiperonów. Kosmotron w Brookhaven (2,8 GeV) pozwolił na zbadanie szeregu właściwości cząstek Λ , skutecznie konkurując z promieniami kosmicznymi jako źródłem wiadomości o tych cząstkach.

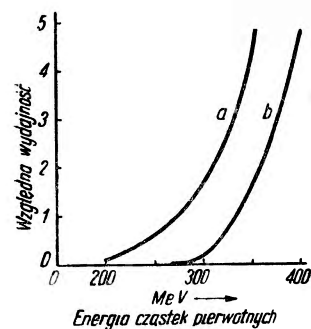
Wreszcie uzyskanie protonów o energii przekraczającej 5,6 GeV (sześciokrotna energia spoczynkowa nukleonów) pozwala spodziewać się zaobserwowania zjawiska tworzenia par nukleonów: protonu i antyprotonu lub neutronu i antyneutronu. Z myślą o tym procesie została zaprojektowana budowa największego obecnie na świecie synchrotronu protonowego — bewatronu dostarczającego protonów o energii 6 GeV. Według ogłoszonego w październiku 1955 r. komunikatu amerykańskiej Komisji Energii Atomowej i Uniwersytetu Kalifornijskiego istnieją podstawy do sądze-

nia, że pary proton-antyproton wytwarzane są przy bombardowaniu tarczy miedzianej protonami o energii 6,2 GeV.

Znane obecnie akceleratory można podzielić na trzy grupy:

- 1) akceleratory z generatorami stałego wysokiego napięcia,
- 2) akceleratory cykliczne,
- 3) akceleratory liniowe.

Do pierwszej grupy należą akceleratory z generatorem Van de Graaffa i z generatorem kaskadowym. Pozwalają one na uzyskiwanie cząstek o energii nie przekraczającej kilku MeV.



Rys. 1. Zależność wydajności tworzenia mezonów od energii cząstek. Krzywa *a* dotyczy protonów, krzywa *b* — cząstek α

Druga grupa ma najwięcej reprezentantów. Akceleratorami ciężkich cząstek są w niej cyklotron, synchrocyklotron i synchrotron protonowy, zaś akceleratorami elektronów — betatron, mikrotron i synchrotron elektronowy.

W trzeciej grupie są: akcelerator liniowy elektronów i akcelerator liniowy protonów.

W niniejszym artykule ograniczę się do omówienia akceleratorów cząstek bardzo dużej energii, powyżej 0,5 GeV. Do tej kategorii maszyn należą synchrocyklotrony, synchrotrony protonowe i synchrotrony elektronowe. Wspomnę również o akceleratorach liniowych, które jak się obecnie wydaje, mają przed sobą wielkie perspektywy rozwoju. Bardziej szczegółowemu omówieniu akceleratorów liniowych będzie poświęcony osobny artykuł w jednym z najbliższych zeszytów *Postępów Fizyki*.

Ogólna charakterystyka akceleratorów wielkiej energii

We wszystkich akceleratorach wielkiej energii cząstki są przyspieszane skokami w polach elektrycznych wysokiej częstości. Najważniejszym zagadnieniem przy projektowaniu dużych akceleratorów jest stabilność ruchów cząstek zarówno pod względem fazy, jak i kierunku. Ponieważ cząstka przechodzi co pewien czas przez przyspieszające pole elektryczne, jest rzeczą bardzo ważną, by możliwie duża liczba cząstek trafiała w to pole w odpowiedniej fazie, tak by możliwe było dalsze ich przyspieszanie. Trzeba również zastosować metody, które pozwolą na ogniskowanie kierunku biegu cząstek i grupowanie ich w wiązkę w płaszczyźnie równikowej akceleratora. W przypadku niedostatecznej fokalizacji kierunkowej cząstki zostaną stracone przez zderzenia ze ścianami komory przyspieszeń. Trudności związane z ogniskowaniem powodują w czasie przyspieszania utratę znacznej liczby cząstek i zmniejszenie natężenia prądu uzyskiwanego z akceleratora. Można by podać ogólną zasadę, że im wyższa jest energia przyspieszonych cząstek, tym mniejsze jest natężenie ich strumienia. Stan ten obrazuje dobrze fakt, że podczas gdy cyklotron (20 MeV) może dać prąd około 1 mA, to średnie natężenie wiązki protonów w bewatronie (6 GeV) nie przekracza 10^{-9} A.

W obecnej chwili w dziedzinie przyspieszenia protonów i innych ciężkich cząstek maszyny cykliczne wyprzedziły znacznie akceleratory liniowe. W przypadku natomiast elektronów już dzisiaj akceleratory liniowe w zakresie niższych energii (od kilku do kilkuset MeV) mają wyraźną wyższość nad akceleratorami cyklicznymi, a wydaje się, że również w obszarze najwyższych energii będą maszynami przyszłości. Przyczyną tego stanu rzeczy jest szereg trudności związanych z przyspieszeniem ciężkich cząstek w akceleratorach liniowych i szereg trudności związanych z przyspieszaniem elektronów w akceleratorach cyklicznych.

W akceleratorach liniowych obszar stabilności fazy jest równocześnie obszarem silnej defokalizacji kierunkowej. Stan ten znika jednak dla cząstek o prędkości relatywistycznej, tzn. bliskiej prędkości światła.

Z tablicy I widać, że prędkość, praktycznie równą prędkości światła, elektrony osiągają już przy energii kilku MeV, toteż trudności związane z ogniskowaniem są w liniowym akceleratorze elektronów usunięte po kilku pierwszych metrach przyspieszania. Dla protonów, których prędkości zbliżają się do prędkości światła dopiero przy bardzo dużych energiach, trudności te są oczywiście znacznie większe.

Drugą przeszkodę w przyspieszaniu protonów w akceleratorze liniowym stanowi długość fali elektromagnetycznej, w której polu przyspieszane są cząstki. W liniowym akceleratorze elektronów mogą być stosowane krótkie fale rzędu 10 cm. Komora przyspieszeń jest falowodem

Tablica I

Zależność masy i prędkości cząstek od energii (w MeV)

Cząstka M_0		M/M_0							v/c						
	T/M_0	0	1	10	10^2	10^3	10^4	10^5	0	1	10	10^2	10^3	10^4	10^5
e	1	1	2,96	20,6	197	$1,96 \cdot 10^3$	$1,96 \cdot 10^4$	$1,96 \cdot 10^5$	0	0,94	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00
p	1836	1	1,0017	1,017	1,17	2,7	18	171	0	0,08	0,15	0,43	0,88	1,00	1,00
d	3669	1	1,0003	1,003	1,03	1,3	4	31	0	0,03	0,10	0,31	0,76	0,99	1,00
α	7290	1	1,0001	1,001	1,01	1,13	2,3	24	0	0,02	0,07	0,23	0,61	0,96	1,00

o małej średnicy, w którego wnętrzu znajduje się układ odpowiednich przesłon. Małe źródła mikrofal, dostarczające impulsów o mocy kilku megawatów, zostały opracowane w Stanford. W przypadku protonów wydajne przyspieszenie wymaga o wiele dłuższych fal elektromagnetycznych (rzędu 1 m), w związku z czym falowód musi być znacznie większy i kosztowniejszy. Dotychczas nie zostały skonstruowane źródła fal tych długości, które by miały dostatecznie małą objętość i dostarczały impulsów o dostatecznej mocy.

Główną trudnością, jaką napotyka przyspieszanie elektronów w akceleratorach cyklicznych, takich jak synchrotron elektronowy, są straty energii przez promieniowanie przy ruchu po torze kołowym. Straty te stają się poważne dla elektronów o energii kilku GeV, podczas gdy wypromieniowanie energii przez protony może być zaniedbane nawet w największych projektowanych obecnie maszynach. W akceleratorach liniowych straty na promieniowanie można zaniedbać także dla elektronów.

Koszt budowy wielkiego akceleratora jest niezwykle wysoki. Na przykład kosmotron w Brookhaven, dostarczający protonów o energii 2,8 GeV, kosztował 7 mil. dolarów.

Masa akceleratora cyklicznego, a więc i koszt są w przybliżeniu proporcjonalne do sześciastu promienia orbity. Ponieważ energia cząstek W rośnie proporcjonalnie do kwadratu promienia, koszt maszyny jest proporcjonalny do $W^{3/2}$. Koszt i energia w przypadku akceleratora liniowego są proporcjonalne do jego długości, wobec czego koszt jest proporcjonalny do energii. O ile więc w zakresie małych energii akcelerator cykliczny jest tańszy od liniowego, to dla każdego rodzaju cząstek istnieje energia, powyżej której budowa akceleratora liniowego zaczyna się bardziej opłacać.

Akceleratory cykliczne

Energia kinetyczna cząstki T w akceleratorze cyklicznym jest wyznaczona przez natężenie pola magnetycznego H i przez promień orbity r . Związek między T , H i r można bardzo łatwo otrzymać z relatywistycznego wzoru na energię całkowitą

$$W = T + m_0 c^2 = \sqrt{p^2 c^2 + m_0^2 c^4}, \quad (1)$$

gdzie p jest pędem cząstki, m_0 jej masą spoczynkową, a c prędkością światła, i z warunku na równowagę siły Lorentza i siły odśrodkowej

$$\frac{mv^2}{r} = zeHv, \quad (2)$$

gdzie ze jest ładunkiem cząstki, a v jej prędkością.

Z wzoru (2) obliczamy pęd $p = Hrze$ i podstawiając do (1) po przekształceniu otrzymujemy

$$Hr = \frac{1}{cze} \sqrt{T(T + 2m_0c^2)}. \quad (3)$$

Jeżeli natężenie pola wyrazimy w erstedach, promień toru w centymetrach, a energię kinetyczną i energię spoczynkową w MeV, to po podstawieniu liczbowych wartości stałych e i c wzór przyjmie postać:

$$Hr \approx \frac{10^4}{3z} \sqrt{T(T + 2m_0c^2)} \quad (3a)$$

$$(Oe. cm) \quad (MeV)$$

Natężenie pola magnetycznego z powodu nasycenia stali elektromagnetycznej nie przekracza w praktyce 20 kOe, a przeważnie jest bliskie 15 kOe. Obliczmy promień kołowej orbity cząstek w polu o takim natężeniu dla różnych wartości ich energii kinetycznej. Wyniki przedstawione są w tabelicy II.

Tablica II

Promień orbity cząstek (cm) w polu magnetycznym o natężeniu 15 kOe w zależności od energii (MeV)

T	1	10	10^2	10^3	10^4	10^5	MeV
e	0,3	2,5	22	220	2200	22000	cm
p	9,5	30	98	373	2300	22200	
d	13,5	42,5	136	480	2600	22400	
α	9,5	30	98	320	1450	11400	

Jak widać, przy energiach powyżej kilku MeV średnica toru cząstki, a więc i wymiary akceleratora stają się olbrzymie. Synchrotron protonowy na 10 GeV, budowany przez Wekslera w Związku Radzieckim, będzie miał średnicę przekraczającą 50 m, a stal elektromagnetyczna będzie ważyła ponad 30 tys. ton.

Synchrociklotron

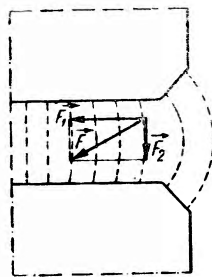
Synchrociklotron, zwany również fazotronem lub cyklotronem z modulowaną częstotliwością, wyrósł ze zwykłego cyklotronu. Energia, jaką można uzyskać w cyklotronie, jest ograniczona z powodu relatywistycznego

przyrostu masy przyśpieszanej cząstki. Warunek synchroniczności obiegu cząstki i zmian kierunku pola elektrycznego między duantami ma postać

$$\omega = \frac{Hze}{m}, \quad (4)$$

gdzie ω jest częstością pola elektrycznego, H — natężeniem pola magnetycznego, ze — ładunkiem cząstki, a m — jej masą.

Widać z tego wzoru, że wypadnięciu cząstki z fazy z powodu wzrostu masy można by zapobiec albo przez takie ukształtowanie pola magnetycznego, żeby jego natężenie H wzrastało ze wzrostem odległości od środka, albo też przez zmniejszanie w czasie procesu przyśpieszania częstości ω pola elektrycznego. Pierwszy z tych sposobów, chociaż znacznie prostszy pod względem technicznym, nie może być zastosowany, gdyż jest sprzeczny z warunkiem ogniskowania kierunkowego cząstek. Aby wystąpiło ogniskowanie magnetyczne, natężenie pola musi spadać przy przechodzeniu ku brzegom szczeliny elektromagnesu. Z rys. 2 widać, że na cząstkę odchyloną od płaszczyzny równikowej będzie działała wówczas składowa F_2 siły Lorentza, zwracając ją z powrotem w kierunku tej płaszczyzny. Wobec tego zarówno relatywistyczny przyrost masy, jak i radialny spadek natężenia pola magnetycznego muszą być skompensowane w czasie przyśpieszania cząstek przez odpowiednią zmianę wysokiej częstości.



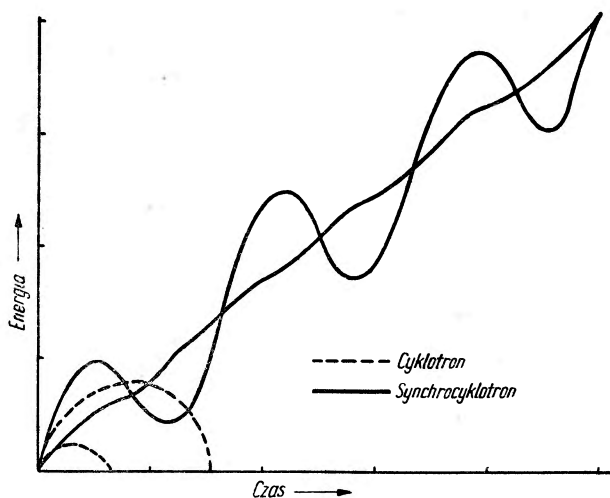
Rys. 2. Ogniskowanie magnetyczne cząstek

Przez szereg lat nie robiono żadnych prób w tym kierunku, gdyż przypuszczano, że zmniejszanie częstości musi być przeprowadzane w ten sposób, aby utrzymać stałą fazę obiegu cząstki względem natężenia pola elektrycznego w szczelinie przyśpieszającej. To wymagałoby częstości modulacji rzędu 100 kHz, przy czym charakter modulacji musiałby znacznie odbiegać od sinusoidalnego.

Rozwiązanie zagadnienia zostało znalezione niezależnie przez Wekslera (1944) i Mc Millana (1945). Wykazali oni, że można w synchrociklotronie uzyskać przyśpieszenie cząstek niezależnie od szybkości, z jaką zmniejszana jest częstość pola elektrycznego. Częstość może być zmieniana powoli, byle zostało osiągnięte całkowite zmniejszenie, wymagane przez warunek synchronizmu dla cząstek na maksymalnej orbicie.

W zwykłym cyklotronie cząstki wychodzące ze źródła jonów są w polu między duantami grupowane w paczki i rozpoczynają obieg wyprzedzając nieznacznie w fazie pole wysokiej częstości, tzn. przechodząc przez

szczelinę między duantami trochę wcześniej, nim pole wysokiej częstotliwości osiągnie maksimum. Następnie skutek malenia H i wzrostu masy cząstki zaczynają się opóźniać w fazie. Jeżeli w odpowiednim momencie nie wyprowadzimy ich z cyklotronu lub nie zużyjemy do bombardowania tarczy wewnętrznej, to z chwilą, gdy opóźnienie w fazie stanie się równe 90° , cząstki przestaną być przyspieszane i opóźniając się dalej w fazie, trafią w pole hamujące. Proces ulega odwróceniu. Opóźniane cząstki, poruszając się po orbitach o coraz mniejszej średnicy, wracają do środka cyklotronu. Zależność energii cząstki od czasu przedstawiona jest dla dwóch różnych napięć między duantami na rys. 3.

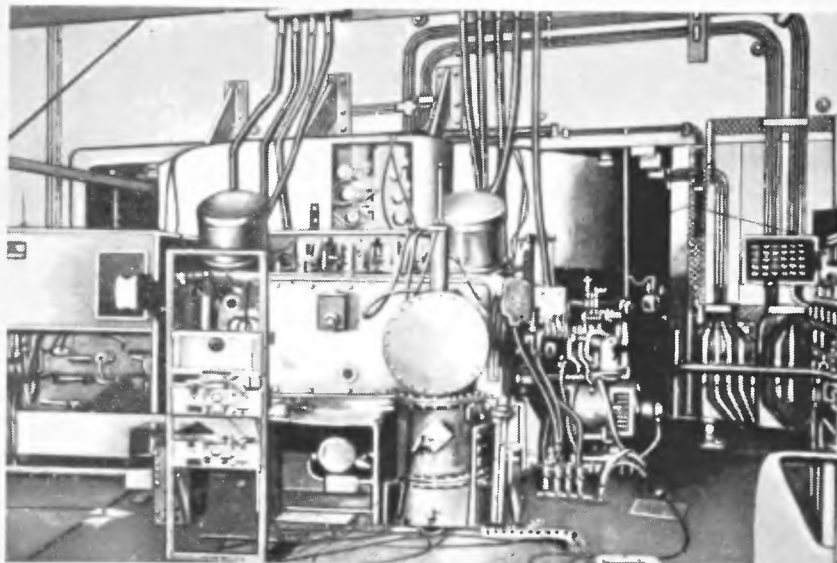


Rys. 3. Zależność energii cząstek od czasu dla różnych napięć przyspieszających w cyklotronie i w synchrocyclotronie

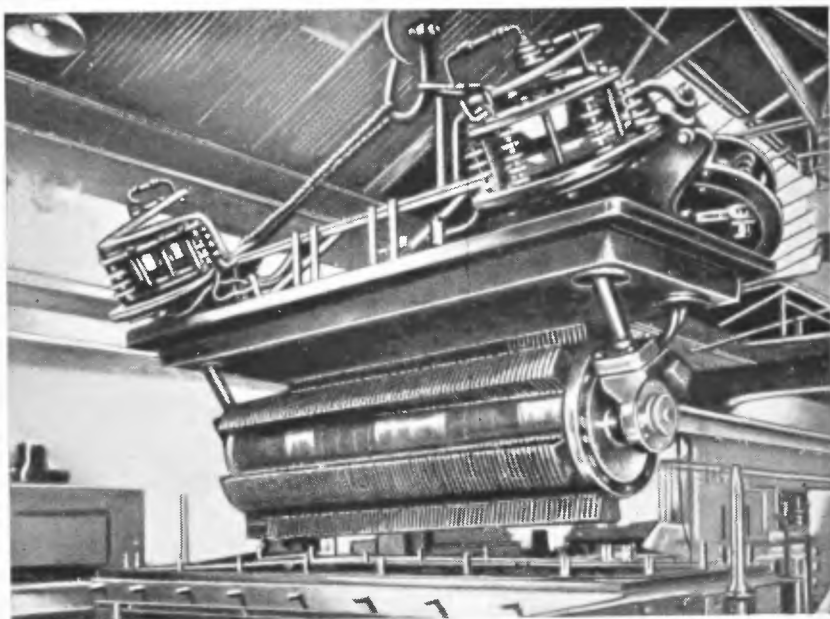
Jeżeli w czasie przyspieszania częstota będzie malała, cząstka osiągnie większą energię i większy promień orbity, zanim opóźnienie w fazie stanie się równe 90° , a ulegając hamowaniu i wracając do wnętrza maszyny, wcześniej (nie dochodząc do środka) trafi z powrotem na pole we właściwej fazie i proces przyspieszania zacznie się od nowa. W ten sposób okresy przyspieszania i opóźniania będą się powtarzały jedno za drugim, a ponieważ skutek zmniejszania się częstotliwości proces przyspieszania trwa dłużej niż proces opóźniania, cząstka będzie za każdym razem osiągała coraz to większą energię. Promień orbity cząstki będzie oscylował wokół pewnej, stale rosnącej wartości. Im większa jest amplituda natężenia pola elektrycznego i im powolniejsza zmiana częstotliwości, tym gwałtowniejsze będą oscylacje energii cząstki. Zmniejszając pole wysokiej częstotliwości możemy dojść do takiego stanu, że cząstka będzie tak



Rys. 4. Synchrocyclotron radziecki na 680 MeV



Rys. 5. Synchrocyclotron w Liverpoolu na 400 MeV



Rys. 6. Zmienny kondensator synchrocyklotronu w Liverpoolu

powoli uzyskiwała energię, iż częstość jej obiegów będzie malała w takim samym tempie, jak częstość pola elektrycznego. W tym przypadku cząstka przez cały czas będzie pozostawała w optymalnej fazie względem pola przyspieszającego. Zmiana energii cząstki w synchrociklotronie w zależności od czasu dla dwóch różnych natężeń pola elektrycznego pokazana jest również na rys. 3. Jak widać z przytoczonych rozważań, zmiana częstości jest tu właściwie zupełnie dowolna. Cząstka w czasie, w którym częstość maleje od wartości $\omega_0 = \frac{H_0 e z}{M_0}$ do wartości $\omega = \frac{H e z}{m}$, osiąga energię wyznaczoną przez H i maksymalny promień orbity r_{\max}

$$W = \frac{z^2 e^2 H^2 r_{\max}^2}{2 M} \quad (5)$$

Napięcie przyspieszające może być małe, rzędu kilku kV, ponieważ nawet w tych warunkach całkowita długość drogi cząstki w akceleratorze nie przekracza kilkuset kilometrów. Przy ciśnieniu poniżej 10^{-5} mm Hg straty cząstki przez zderzenia z drobinami gazu są praktycznie do zanedbania z wyjątkiem początkowego stadium przyspieszania. Główną zaletą synchrociklotronu jest stosunkowo duże średnie natężenie prądu cząstek. Można osiągnąć średni prąd o natężeniu około $1 \mu\text{A}$ przy 100 impulsach na sekundę, z których każdy trwa kilkaset mikrosekund.

Największym obecnie na świecie jest synchrociklotron w Związku Radzieckim, dostarczający protonów o energii 680 MeV. Znajduje się on w miejscowości Balszaja Wołga w Instytucie Problemów Jądrowych. średnie natężenie prądu protonów dochodzi do $0,3 \mu\text{A}$. Ogólny widok maszyny jest przedstawiony na rys. 4. Maszynę wykorzystuje się do otrzymywania strumieni dodatnich i ujemnych mezonów π o energii do 400 MeV i neutronów o energii do 600 MeV. Akcelerator pozwala również na przyspieszanie deuteronów do 420 MeV i cząstek α do 840 MeV. Drugim z kolei jest synchrociklotron uniwersytetu w Chicago, przyspieszający protony do energii 450 MeV (masa magnesu 2070 t, średnica orbity 430 cm). Trzecią wreszcie pod względem wielkości maszyną tego typu jest angielski synchrociklotron w Liverpoolu (protony 400 MeV, masa magnesu 1640 t, średnica orbity 400 cm), przedstawiony na rys. 5. Pierwszy synchrociklotron został zbudowany w 1936 r. w Berkeley w Kalifornii. Maksymalna energia protonów, wynosząca obecnie 340 MeV, ma być wkrótce zwiększona do 730 MeV.

Konstrukcja synchrociklotronu jest w zasadzie zbliżona do konstrukcji cyklotronu. Stosuje się pojedynczy duant, co wprawdzie wymaga podwojenia mocy oscylatora, ale wobec niskiego napięcia trudność ta nie ma znaczenia w porównaniu z dużym uproszczeniem zagadnienia modu-

lacji częstości. Modulację osiąga się przez zastosowanie szybko obracającego się wałka, na którego obwodzie umieszczone są płytki zmiennych kondensatorów. Obracający się kondensator synchrocyklotronu w Liverpoolu jest pokazany na rys. 6. Druga metoda polega na zastosowaniu kondensatora płaskiego z drgającą płytką. Pojemność zmienia się wskutek zmiany odległości między płytkami.

Wyprowadzenie na zewnątrz wiązki protonów przyśpieszonych w synchrocyklotronie jest problemem bardzo trudnym. Grupie w Liverpoolu udało się ostatnio [1] wyprowadzić na zewnątrz około 10% protonów, przy czym 3% zogniskowano w odległości 2 m od akceleratora na powierzchni kilku cm^2 .

Dla ilustracji podajemy dane dotyczące wielkiego synchrocyklotronu CERN-u, budowanego w Genewie pod kierunkiem C. J. Bakera. W tablicy III zestawione są wielkości charakteryzujące magnes.

Tablica III

Srednica nabiegunników	5,00 m
Promień maksymalnej orbity	2,28 m
Natężenie pola magnetycznego na maksymalnej orbicie	17,8 kOe
Natężenie pola magnetycznego w środku	18,8 kOe
Maksymalna szczelina	45 cm
Minimalna szczelina	36 cm
Masa stali	2500 t
Moc zasilania elektromagnesu	750 kW

Amplituda napięcia wysokiej częstości będzie wynosiła 10 kV, a częstość będzie się zmieniała od 30 do 16 MHz. W komorze próżniowej o objętości 23 m^3 będzie utrzymywane ciśnienie $6 \cdot 10^{-6}$ mm Hg.

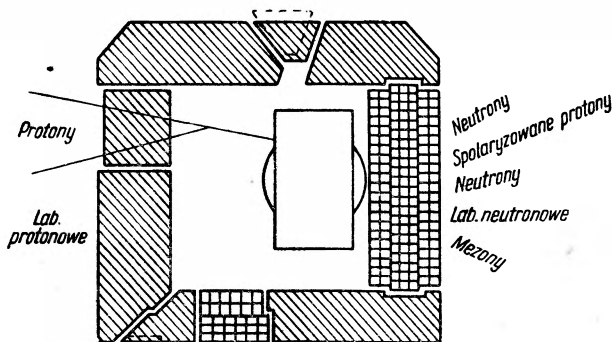
Wielkości charakteryzujące pracę akceleratora, jakie konstruktorzy spodziewają się uzyskać, podane są w tablicy IV [2].

Zagadnienie ekranowania wielkich akceleratorów jest bardzo poważne. Główne niebezpieczeństwo stanowi strumień neutronów o dużej energii, który w odległości 1—2 m od wielkiego synchrocyklotronu może wynosić 10^7 n/ cm^2 sec. Ponieważ za nieszkodliwy dla zdrowia ocenia się strumień około 10 n/ cm^2 sec oraz tego samego rzędu jest dopuszczalne tło doświadczalne, konieczne jest stosowanie grubych osłon. W przypadku szybkich neutronów grubość osłony niezbędnej do określonego osłabienia strumienia jest w przybliżeniu odwrotnie proporcjonalna do gęstości ekrana-

Tablica IV

Maksymalna energia protonów	600 MeV
Średni prąd protonów (wewnętrzny)	1 μ A
Czas trwania impulsu	200 μ sec
Częstość powtarzania impulsów	50 Hz
Rozrzut energii wiązki wewnętrznej spowodowany oscylacjami radialnymi	5 ϑ %
Strumień protonów wyprowadzonych na zewnątrz	$10^5 - 10^7$ p/cm ² sec
Rozrzut energii wiązki zewnętrznej	1%
Strumień neutronów obok maszyny	10^7 n/cm ² sec
Użyteczny strumień neutronów (skolimowana wiązka w osłoniętym pomieszczeniu)	10^5 n/cm ² sec
Strumień mezonów π	$10 - 10^2$ π /cm ² sec
Energia mezonów π	π^- do 400 MeV π^+ 200 MeV

nującej substancji. Obudowa synchrocyclotronu CERN-u jest pokazana na rys. 7. Ściany, które nie są osłonięte przez jarzmo elektromagnesu, mają grubość 5—7 m. Zbudowane są z betonu o gęstości zwiększonej do 3,5 g/cm³. Przez odpowiednie otwory kolimacyjne w ścianach strumienie cząstek mogą być wprowadzane do sąsiednich pokoi laboratoryjnych, gdzie będzie się z nimi przeprowadzać doświadczenia.



Rys. 7. Plan laboratorium synchrocyclotronu w Genewie

Wadą synchrocyclotronu jest, że zwiększeniu energii cząstek odpowiada szybki wzrost masy, a więc również kosztów magnesu, gdyż pole magnetyczne musi się rozciągać w dużej cylindrycznej objętości. W związku z tym granicę opłacalności synchrocyclotronu można ocenić na 1 GeV. Do nadawania cząstkom większej energii bardziej opłaca się budować

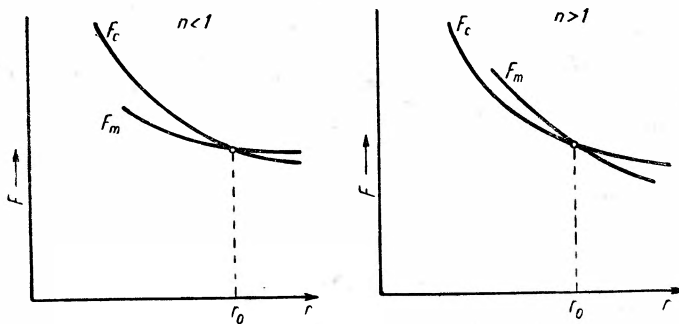
Warunkiem stabilności orbity jest niejednorodność pola magnetycznego między nabiegownikami elektromagnesu. Natężenie pola musi w odpowiedni sposób maleć od środka na zewnątrz. Jeżeli gradient pola w kierunku radialnym przedstawimy za pomocą wzoru

$$\frac{\partial H}{\partial r} = -n \frac{H}{r}, \quad \text{skąd } H = H_0 \left(\frac{r_0}{r} \right)^n, \quad (6)$$

to warunek stabilności orbity ma postać

$$0 < n < 1.$$

Można to łatwo zobrazować graficznie. Rys. 11 przedstawia zależność od r siły Lorentza F_m i siły odśrodkowej F_c dla $n < 1$ i $n > 1$. Krzywe przecinają się w punkcie $r = r_0$, odpowiadającym orbicie stabilnej. Z wykresów widać, że równowaga może wystąpić tylko dla $n < 1$, gdyż wówczas dla $r > r_0$ przeważa skierowana ku środkowi siła Lorentza, a dla $r < r_0$ przeważa siła odśrodkowa, działająca w kierunku przeciwnym.



Rys. 11. Warunek stabilności orbity w kierunku radialnym

W obu wypadkach cząstka jest skierowywana z powrotem na orbitę stabilną. Warunek ogniskowania magnetycznego w kierunku osiowym ma postać $n < 0$, gdyż tylko przy spadającym na zewnątrz natężeniu pola występuje opisane na str. 21 zjawisko zwracania odchylonych cząstek ku płaszczynie równikowej akceleratora.

Częstość oscylacji radialnych ω_r i osiowych ω_a zależy od n :

$$\omega_r = \omega \sqrt{1 - n}, \quad \omega_a = \omega \sqrt{n}, \quad (7)$$

gdzie ω jest częstością obiegów cząstki. Ponieważ amplituda oscylacji jest odwrotnie proporcjonalna do częstości, w celu zmniejszenia amplitud oscylacji, a więc i rozmiarów komory przyśpieszeń, należy dążyć do uzyskania możliwie dużych częstości. Niestety, jak widać z wzorów (7),

zmniejszając n zwiększamy co prawda ω_r , ale zmniejszamy równocześnie ω_a . Wzrost n daje efekt odwrotny.

Stosunek amplitud obu drgań jest równy

$$A_r/A_a = \sqrt{n/(1-n)}. \quad (8)$$

Projektując synchrotron należy wobec tego dopasować n do stosunku wymiarów poprzecznych przekroju komory przyspieszeń.

Największy synchrotron elektronowy znajduje się w Kalifornijskim Instytucie Technologii. Wytwarza on elektrony o energii dochodzącej do 1 GeV. W Ameryce jest projektowana budowa synchrotronu elektronowego na 5 — 6 GeV jako wspólne przedsięwzięcie Instytutu Technologii Massachusetts i Uniwersytetu Harvard.

Przyspieszone w synchrotronie elektrony wykorzystuje się do wytwarzania promieni X. Trudności techniczne, związane z wyciągnięciem wiązki elektronów na zewnątrz, nie zostały dotychczas przewyżnione w sposób zadowalający.

Energia elektronów uzyskana w synchrotronach jest ograniczona przez straty na promieniowanie, które powyżej 1 GeV stają się bardzo duże. Straty te są proporcjonalne do czwartej potęgi energii cząstki i odwrotnie proporcjonalne do promienia orbity

$$W_{\text{rad}} \sim \left(\frac{W}{m_0 c^2} \right)^4 \frac{1}{r_0}. \quad (9)$$

Duży procent wypromieniowanej energii leży w widzialnej części widma, toteż wiązka elektronów w synchrotronie jest intensywnym źródłem światła. Elektron o energii 1 GeV na orbicie o promieniu 4,5 m traci przez promieniowanie 20 keV energii w ciągu jednego obiegu. Można wobec tego przypuszczać, że przyszłość przyspieszania elektronów leży w akceleratorach liniowych, a nie cyklicznych.

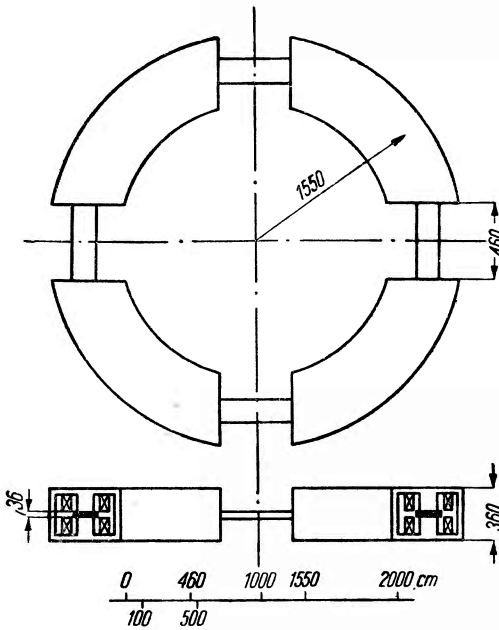
Synchrotron protonowy

Synchrotrony protonowe w obecnym stanie techniki akceleratorów dostarczają cząstek o największej sztucznie uzyskanej energii. Elektromagnesy maszyn tego typu są skonstruowane podobnie do elektromagnesów synchrotronów elektronowych. Natężenie pola magnetycznego musi tu również narastać w czasie przyspieszania cząstek. Ponieważ prędkość protonów o energii mniejszej od kilku GeV różni się znacznie od prędkości światła (zob. tabl. I), czas obiegu cząstki maleje w miarę wzrostu jej energii, a więc częstość przyspieszającego pola elektrycznego musi rosnąć, aby cząstka poruszała się po stałej orbicie. Musi być przy tym przestrzegana ścisła zależność między natężeniem pola magnetycznego i częstością pola elek-

trycznego. To stwarza poważne trudności techniczne. Projekt synchrotronu protonowego podał *Oliphant* w roku 1943, a dopiero w 1947 r. rozpoczął w Birmingham budowę maszyny na 1,3 GeV. W lipcu 1954 r. synchrotron ten został uruchomiony pod kierunkiem *P. B. Moona* i otrzymano protony o energii 1 GeV. O rok wcześniej uruchomiono w Brookhaven kosmotron przyspieszający protony do energii 2,8 GeV, a w marcu ub. roku zakończono w Berkeley w Kalifornii budowę bewatronu dostarczającego protonów o energii 6 GeV. W bieżącym roku na konferencji w Genewie *Weksler* podał wiadomość, że w Związku Radzieckim budowany jest synchrotron protonowy na 10 GeV. Budowa jest zaawansowana i zostanie zakończona w ciągu 2 lat. Będzie to przez kilka lat największy synchrotron na świecie, gdyż konstrukcja synchrotronu

CERN-u na 25 GeV w Genewie jest niedawno rozpoczęta i uruchomienia jego nie należy się spodziewać przed 1960 r.

Obok elektromagnesów kształtu kolistego (w Birmingham) stosowane są elektromagnesy typu „toru wyścigowego“, w których pole magnetyczne działa w kilku obszarach połączonych prostymi odcinkami komory przyspieszeń. Szkic elektromagnesu tego typu pokazany jest na rys. 12. Proste odcinki komory, nie obudowanej jarzmem magnesu, a więc łatwo dostępne, mogą być wykorzystane do umieszczenia agregatów pomp próżniowych, szczelin przyspieszających, urządzenia do iniekcji cząstek i innych aparatów dodatkowych. Protony wstrzykiwane są do komory przyspieszeń przez po-

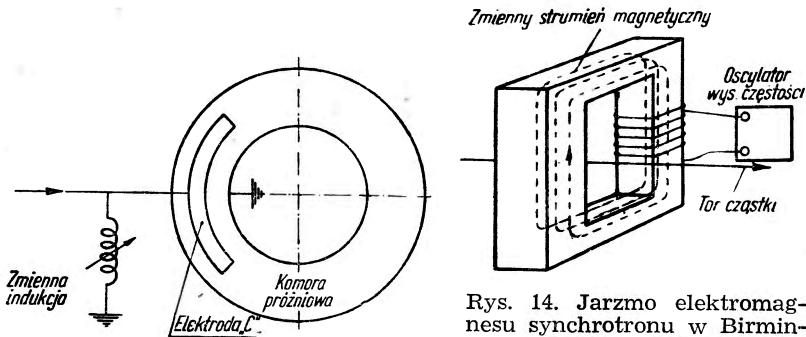


Rys. 12. Elektromagnes bewatronu typu „toru wyścigowego“

mocniczy akcelerator typu Cockrofta-Waltona, Van de Graaffa lub linio-
wy z energią dochodzącą do 10 MeV, i za pomocą naładowanej elektrody odchylającej (inflektora) są skierowywane na orbitę stabilną. Do przyspieszania protonów w synchrotronie w Birmingham została zastosowana cylindryczna elektroda w kształcie litery C (rys. 13). Częstość jest zmieniana przez zmianę samoindukcji cewki zanurzonej w kąpieli rtęciowej. W kosmotronie do przyspieszania protonów zastosowano metodą indukcyjną, której zasada przedstawiona jest na rys. 14. Zmianę częstości osią-

ga się dzięki zmiennej składowej prądu stałego, która zmieniając μ rdzenia transformatora zmienia samoindukcję obwodu. Przez wykorzystanie jako stałej składowej części prądu zasilającego elektromagnes uzyskuje się sprzężenie zmiany wysokiej częstotliwości ze zmianą natężenia pola magnetycznego.

Dużą oszczędność mocy zasilającej elektromagnes osiąga się przez zastosowanie ciężkiego koła zamachowego (w kosmotronie 45 t), mechanicznie sprzężonego z generatorem prądu. W czasie pracy maszyny energia pola magnetycznego zamienia się w energię kinetyczną koła rozpedowego



Rys. 13. System przyspieszający synchrotronu protonowego w Birmingham

Rys. 14. Jarzmo elektromagnesu synchrotronu w Birmingham. Montaż dolnego nabiegunnika i komory próżniowej. Widać odprowadzenia do pomp próżniowych

i odwrotnie, a generator pokrywa tylko straty energii, wynoszące około 25%. W związku z tym częstość zmian natężenia pola magnetycznego nie może być jednak duża. Otrzymuje się kilka, najwyżej kilkanaście impulsów przyspieszonych protonów na minutę. Nic więc dziwnego, że prąd cząstek z synchrotronu jest około tysiąca razy słabszy niż synchrociklotronu, który daje kilkaset impulsów w ciągu sekundy.

Dane charakteryzujące synchrotron angielski, Kosmotron i Bewatron są zestawione w tablicy V.

Rysunki 15, 16, 17 i 18 przedstawiają fotografie tych maszyn.

Główną przyczyną kolosalnej masy elektromagnesów jest duży przekrój komór próżniowych. Szeroka szczelina między nabiegunnikami powoduje wzrost wymiarów uzwojeń i jarzma. Przekrój komory jest z kolei uwarunkowany amplitudą oscylacji osiowych i radialnych, które nie mogą być zmniejszone równocześnie przy zastosowaniu starej metody ogniskowania magnetycznego.

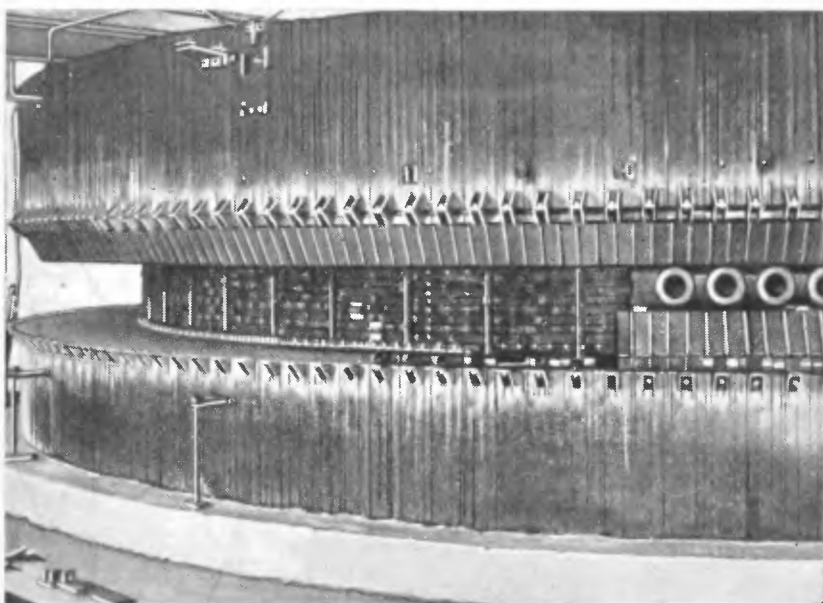
W 1949 r. elektrotechnik w Atenach Christofilos odkrył nową metodę silnego ogniskowania. Na jego pracę przesłaną do Berkeley nie zwrócono uwagi i nowa metoda została niezależnie powtórnie odkryta przez Couranta, Livingstona i Snydera w 1952 r. [3].

Tablica V

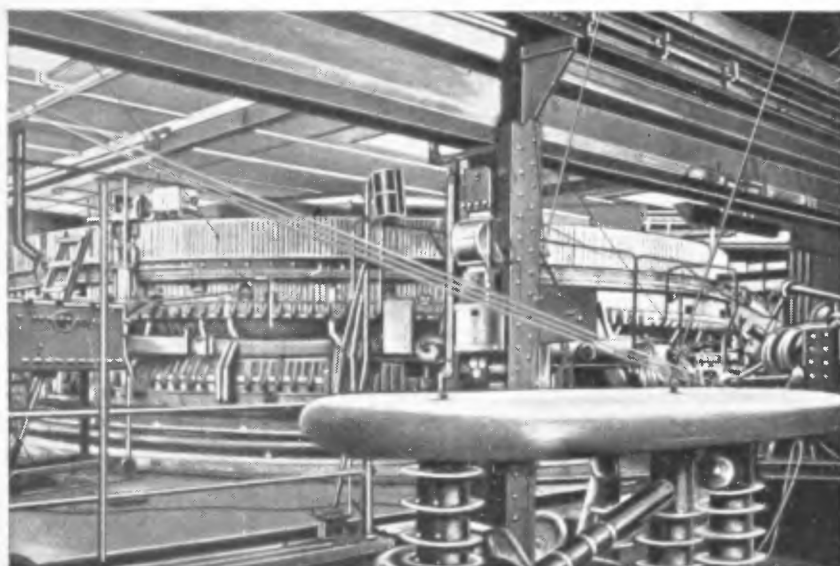
	Synchrotron w Birming- ham	Kosmotron	Bewatron
Maksymalna energia protonów (GeV)	1,3	2,8	6,0
Promień orbity (cm)	450	900	1520
Czas przyśpieszania (sec)	1	1	1,85
Częstość impulsów (na min.)	6	12	10
Liczba protonów w impulsie	$3 \cdot 10^9$	10^{10}	
Energia uzyskiwana w jednym obiegu (eV)	220	800	1750
Liczba obiegów	$6 \cdot 10^6$	$3,5 \cdot 10^6$	$3,4 \cdot 10^6$
Droga przebywana przez cząstki (km)	$1,7 \cdot 10^6$	$2 \cdot 10^5$	$3,3 \cdot 10^6$
Energia iniekcji (MeV)	0,46	3,6	10
Natężenie pola magnetycznego w chwili in- iekcji (Oe)	230	295	300
Maksymalne natężenie pola magnetycznego (kOe)	15	13,8	16
Wskaźnik gradientu pola magnetycznego n	0,7	0,6	0,6
Wymiary poprzeczne przekroju komory próż- niowej (cm)	35×10	67×20	120×30
Ciśnienie w komorze próżniowej (mm Hg)	$8 \cdot 10^{-7}$	$5 \cdot 10^{-6}$	
Masa magnezu (t)	810	$2 \cdot 10^8$	10^4

W zastosowaniu do akceleratorów liniowych metodę tę pokazał w tym samym czasie Blewett [4]. W 1953 r. w liście do *Physical Review Courant, Livingston, Snyder i Blewett* [5] przyznali priorytet odkrycia Christofilosowi.

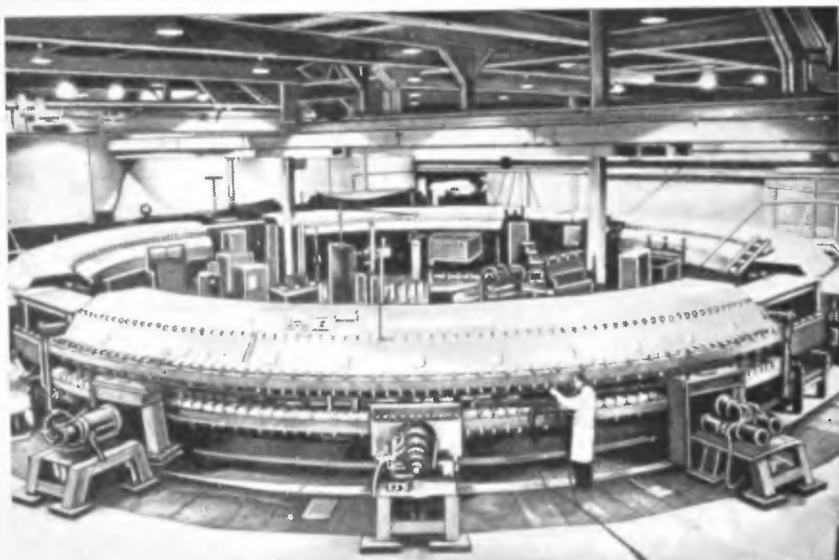
Zasada nowej metody oparta jest na obserwacji, że kolejne stosowanie sił fokalizujących i defokalizujących daje w rezultacie fokalizację. Dobrym przykładem jest układ optyczny, składający się z soczewek rozpraszającej i skupiającej o tej samej długości ogniskowej, umieszczonych w pewnej odległości od siebie. Taki układ soczewek daje efekt ogniskowania niezależnie od tego, jaka jest kolejność ich ustawienia. W optyce jonów pole magnetyczne o dużym gradiencie prostopadłym do kierunku pola i kierunku ruchu jonów fokalizuje wiązkę w jednej płaszczyźnie a defokalizuje ją w płaszczyźnie prostopadłej. Zastosowanie dwóch pól o przeciwnie skierowanych gradientach da w wyniku fokalizację w obu płaszczyznach. Wiązka może być ogniskowana w sposób ciągły wzdłuż długiej drogi przez kolejne stosowanie pól o przeciwnym gradiencie. Nowa zasada ogniskowania jest nazywana metodą „silnego ogniskowania“ lub metodą „ogniskowania przemiennym gradientem“. Ogniskowanie jest tym silniejsze, im większe gradienty pól zostaną zastosowane. Dlatego też w pierwotnym projekcie synchrotronu protonowego na 30 GeV, po-



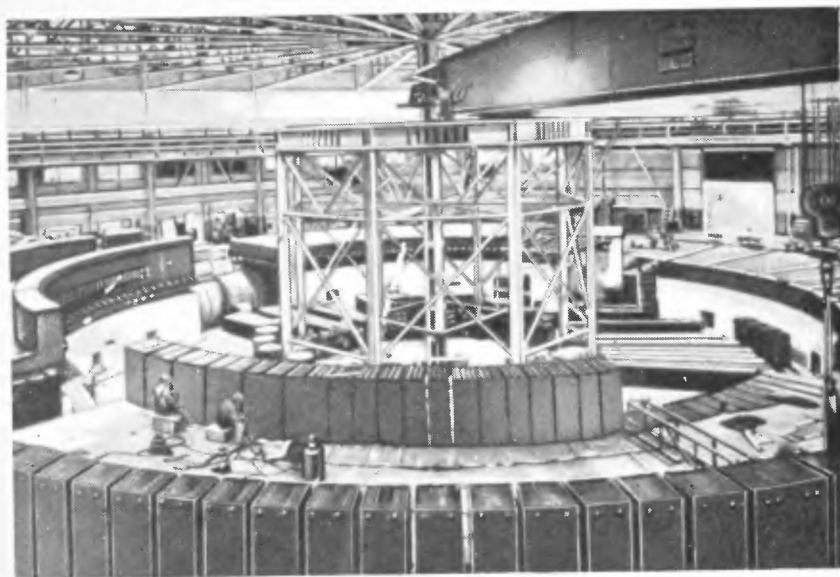
Rys. 15. Synchrotron protonowy w Birmingham



Rys. 16. Przyspieszanie indukcyjne w synchrotronie protonowym



Rys. 17. Kosmotron

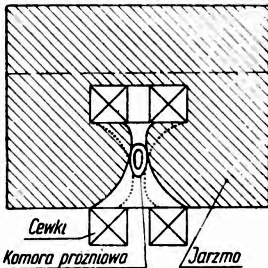


Rys. 18. Bevatron w czasie konstrukcji

danym przez Couranta, Livingstona i Snydera, w polu o natężeniu 10 kOe gradient miał wynosić 4 kOe/cm. Komora przyspieszeń mogłaby mieć wówczas aperturę $1,5 \times 1,5$ cm zamiast 150×600 cm w przypadku ogniskowania w polu o stałym gradientie. Okazało się wkrótce, że ten projekt był zbyt optymistyczny. W polu o tak silnym gradientie wiązka protonów jest nadzwyczaj czuła na najmniejsze niedokładności w ustawieniu sektorów magnesu. Ma to szczególne znaczenie, gdy liczba oscylacji w ciągu pełnego obiegu cząstki jest całkowita lub połówkowa. Wówczas występuje zjawisko rezonansu, amplituda oscylacji szybko rośnie i wiązka jest tracona. Dla praktycznie osiągalnej tolerancji w ustawieniu sektorów elektromagnesu optymalny gradient pola jest równy około 400 Oe/cm. W związku z tym apertura komory powinna wynosić 8×8 cm. Jest więc większa od pierwotnie projektowanej, ale kilkadziesiąt razy mniejsza od apertury komory w analogicznej maszynie ze starym ogniskowaniem. Dzięki temu zostaje wielokrotnie zredukowana masa magnesu i znacznie ułatwione utrzymanie dostatecznej próżni w komorze o tak zmniejszonej objętości.

Bardzo szczęśliwym zbiegiem okoliczności było to, że odkrycie metody ogniskowania przemiennym gradientem zbiegło się z opracowywaniem wstępnych projektów synchrotronu protonowego CERN-u. Dzięki nowej metodzie ogniskowania, zastosowanej w tym synchrotronie, można będzie zamiast pierwotnie projektowanej maszyny na 10 GeV tym samym kosztem zbudować ekcelerator na 25 GeV [6].

Masa magnesu wyniesie zaledwie 4000 t, a więc będzie tylko dwukrotnie większa od masy kosmotronu, a 2,5 razy mniejsza od masy beatronu. Tolerancja w ustawieniu sektorów elektromagnesu na obwodzie koła nie może przekroczyć $\pm 0,05\%$ cm, co wobec kolosalnych rozmiarów maszyny (średni promień krzywizny toru około 100 m) stanowi dokładność $1 : 10^5$. Niektóre parametry synchrotronu protonowego CERN-u są zestawione w tablicy VI.



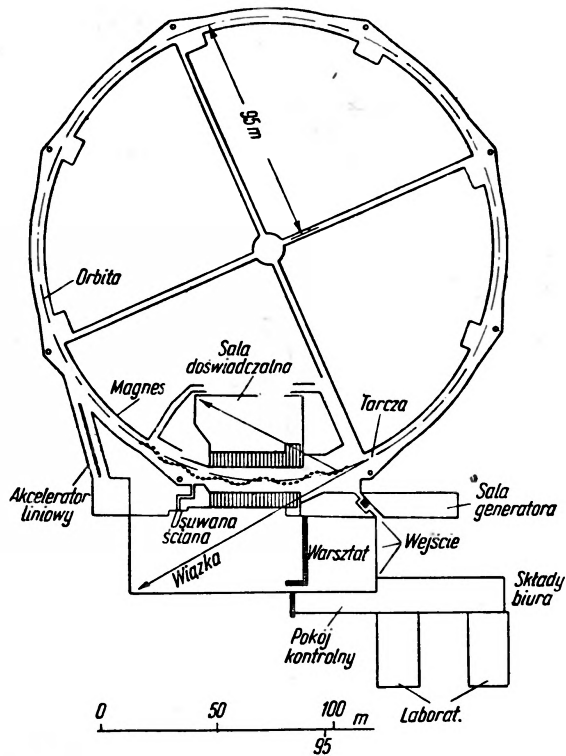
Rys. 19. Elektromagnes synchrotronu CERN-u w Genewie

Konstrukcja elektromagnesu i plan budynku synchrotronu pokazane są na rys. 19 i 20. Projektowane jest stosowanie tarcz wewnętrznych, które będą wprowadzane w drogę wiązki w chwili, gdy natężenie pola magnetycznego osiągnie maksimum. Synchrotron będzie źródłem różnych cząstek zestawionych w tablicy VII [7].

Podane strumienie cząstek są strumieniami użytecznymi w salach eksperymentalnych za ścianami osłaniającymi.

Tablica VI

Maksymalna energia protonów	25 GeV
Średni promień krzywizny orbity	9490 cm
Czas przyśpieszania	1 sec
Częstość impulsów	12 na min.
Energia iniekcji	50 MeV
Masa elektromagnesu	4000 t
Liczba sektorów elektromagnesu	100
Promień krzywizny sektorów elektromagnesu	7178 cm
Tolerancja ustawienia sektorów elektromagnesu	$\pm 0,3$ mm pionowo $\mp 0,6$ mm poziomo
Natężenie pola magnetycznego w chwili iniekcji	140 Oe
Maksymalne natężenie pola magnetycznego	12 kOe
Zakres wysokiej częstości	5,1 – 16,3 MHz
Wskaźnik gradientu pola magnetycznego n	278
Apertura komory	8×12 cm
Średnia moc zasilania elektromagnesu	1,6 MW



Rys. 20. Plan budynku synchrotronu CERN-u

Tablica VII

Cząstki	Energia	Przewidywany strumień na impuls i cm ²
Protony wysokiej energii rozproszone w tarczy pod kątem 5°	22 GeV	5 · 10 ²
Neutrony wysokiej energii	25 GeV	8 · 10 ²
Mezony wielkiej energii	do 4,4 GeV	7 · 10 ³
Fotony wielkiej energii	do 3 GeV	8 · 10 ³
Mezony niskiej energii	do 300 MeV	2 · 10 ³
Protony i neutrony niskiej energii	do 30 MeV	1,6 · 10 ⁴

Wielkie akceleratory gonią badaczy promieni kosmicznych. Szereg zjawisk towarzyszących zderzeniom wysokiej energii, które do niedawna mogły być śledzone tylko w promieniowaniu kosmicznym, dziś są badane szczegółowo za pomocą sztucznie przyspieszonych cząstek. W porównaniu z promieniami kosmicznymi natężenia strumieni cząstek wysokiej energii wytwarzanych w akceleratorach są olbrzymie, toteż efekty o małej wydajności mogą być badane o wiele skuteczniej. Domena pracy fizyków-kosmików jest coraz bardziej zacieśniana od dołu, jednak maksymalne energie, z którymi mają oni do czynienia, są tak wielkie, że nie ma najmniejszej nadziei nadania ich cząstkom w laboratoriach ziemskich.

Literatura

1. M. J. Moore, *Nature*, 175, 1012 (1955).
2. T. G. Pickavance, *Nuovo Cimento, Suppl. al II*, 403 (1955).
3. E. D. Courant, M. S. Livingston, H. S. S'n'y'd'e'r, *Phys. Rev.*, 88, 1190 (1952).
4. J. P. Blewett, *Phys. Rev.*, 88, 1197 (1952).
5. E. D. Courant, M. S. Livingston, H. S. Snyder, J. P. Blewett, *Phys. Rev.*, 91, 202 (1953).
6. J. B. Adams, *Nuovo Cimento, Suppl. al II*, 355 (1955).
7. A. Citron, M. G. N. Hine, *Nuovo Cimento, Suppl. al II*, 375 (1955).
8. J. P. Blewett, *Recent Developments in Proton Synchrotrons, Ann. Rev. Nuclear Sci.*, 4, 1 (1954).
9. E. L. Chu, L. I. Schiff, *Recent Progress in Accelerators, Ann. Rev. Nuclear Sci.*, 2, 79 (1953).

10. J. Cockcroft, T. G. Pickavance, *Endeavour*, **14**, 61 (1955).
11. J. H. Fremlin, J. S. Gooden, *Cyclic Accelerators, Rep. Progr. Phys.*, **13**, 295 (1950).
12. Grupa w Brookhaven, *Rev. Sci. Instr.*, **24**, 825 (1953).
13. The Proton Synchrotron of the University of Birmingham, *Nature* **172**, 704 (1953).

M. M. Lévy

Ecole Normale Supérieure

R. E. Marshak

University of Rochester

Współczesny stan mezonowej teorii sił jądrowych*)

Mezonowa teoria sił jądrowych ma długą, chociaż nie zupełnie pomyslną historię. Poczynając od pierwszej próby Yukawy w 1935 r. wytłumaczenia natężenia, krótkiego zasięgu oraz nasycenia sił jądrowych za pomocą naładowanych i neutralnych kwantów pola o pośredniej masie, mieliśmy wielokrotnie zmiany w tej dziedzinie. Główną przeszkodą w rozwoju teorii była przez długi okres niesłuszna identyfikacja nieuchwytnych mezonów μ promieni kosmicznych z mezonami odpowiedzialnymi za siły jądrowe. W tej ślepej uliczce przebywaliśmy przez 12 lat; brak danych o specyficznych własnościach mezonów μ dawał możliwości budowania zbyt wielu wariantów teorii mezonowych sił jądrowych, wychodzących z różnych wartości spinu i parzystości dla mezonów i odpowiednio różnych rodzajów sprzężenia z nukleonami (bezpośrednie bądź gradientowe sprzężenie, sprzężenie za pomocą jednego mezonu lub pary mezonów, pojedyncze sprzężenie, względnie mieszanka sprzężeń¹⁾ itd.

Gdy wreszcie w 1947 r. odkryto w Brystolu mezony π , w następnych zaś latach określono za pomocą potężnych urządzeń ich właściwości, stało się jasne, iż jeśli siły jądrowe mają rzeczywiście naturę polową, to pole pionów winno odgrywać tutaj główną rolę. Występowanie pionów w trzech stanach ładunkowych (wszystkie o zerowym spinie i nieparzystym charakterze) oraz duży nukleonowy przekrój czynny na kreację i absorpcję, stanowiły silną podbudowę jakościowego obrazu danego przez hipotezę Yukawy.

Jednakże nie mamy jeszcze ilościowo zgodnej z doświadczeniem mezonowej teorii sił jądrowych. Na szczęście, niezależnie od rozwoju fizyki mezonowej, osiągnięto duży sukces w pokrewnej dziedzinie, a mianowicie w elektrodynamice kwantowej. W całym szeregu ważnych prac (T o m o

*) Referat wygłoszony na konferencji poświęconej fizyce jądrowej i mezonowej w Glasgow w 1954 r. i opublikowany w materiałach konferencji pt. *Proceedings of the 1954 Glasgow Conference on Nuclear and Meson Physics*, Pergamon Press, London and New York, 1955.

naga, Schwinger, Feynman, Dyson) opracowana została metoda podejścia do zagadnień elektrodynamiki kwantowej, tzw. metoda renormalizacji. Występujące w elektrodynamice kwantowej w wyższych przybliżeniach nieskończoności udało się za pomocą renormalizacji masy i ładunku elektronu usunąć i otrzymać skończone i doświadczalnie sprawdzalne wyniki dla znanych problemów.

Analogiczna technika matematyczna była zastosowana do pól mezo- nowych i wykazano (Matthews, Salam), że tylko skalarne pole ze skalarnym sprzężeniem $S(S)$ i pseudoskalne pole z pseudoskalarnym sprzężeniem $PS(PS)$ można renormalizować zarówno w przypadku naładowanych, jak i neutralnych kwantów (z pewnym ograniczeniem, które można łatwo ominąć — patrz niżej). Ponieważ okazało się, że pion jest cząstką pseudoskalarną, istniejącą w trzech stanach ładunkowych, to stąd wynika, że normalizowalna mezonowa połowa teoria sił jądrowych, analogiczna do elektrodynamiki kwantowej, możliwa jest pod warunkiem, że zakładamy pseudoskalarne sprzężenie z nukleonami. Jak zobaczymy dalej, zagadnienie zbudowania matematycznie słusznej mezonowej teorii sił jądrowych znacznie uprościłoby się, gdyby pion był cząstką skalarną — chociaż oczywiście w rzeczywistości tak nie jest.

Kluczowy problem mezonowej teorii sił jądrowych można sformułować w postaci trzech związanych ze sobą pytań: 1) Czy sprzężenie pseudoskalarnego pionu z nukleonem jest pseudoskalarne? 2) Jeśli tak, to co przewiduje renormalizowalna $PS(PS)$ teoria odnośnie sił jądrowych? 3) Czy ilościowe wyniki tej teorii zgodne są z danymi doświadczalnymi? Pytania te są wzajemnie powiązane ze sobą; można odpowiedzieć na pytanie, czy pseudoskalarne sprzężenie jest słuszne, jeśli wykonamy całkowicie rachunki dla obliczenia oddziaływania między dwoma nukleonami, usuniemy wszystkie rozbieżne wyrazy i porównamy otrzymane wyniki dla oddziaływania z danymi doświadczalnymi. Chociaż metoda postępowania w zasadzie wydaje się być prosta, to jednak wykonanie tego programu okazuje się nadzwyczaj trudnym zadaniem. Niektóre występujące trudności można ominąć przez porównanie danej teorii $PS(PS)$ z teorią $S(S)$, która również jest renormalizowalną symetryczną mezonową teorią sił jądrowych.

W teorii $PS(PS)$ występuje nieparzysty operator Diraca γ_5 : jest on duży (rzędu 1) dla przejść między stanami o dodatniej i ujemnej energii (dodatnie \rightleftharpoons ujemne), lecz mały (rzędu v , gdzie v prędkość nukleonu) dla przejść stany dodatnie \rightarrow dodatnie, ujemne \rightarrow ujemne. W przeciwieństwie

*) Zakładamy przez cały czas, że sprzężenie jest symetryczne względem spinu izotopowego; natychmiast implikuje to, iż siły jądrowego są niezależne od ładunku (Kerner).

do tego w teorii $S(S)$ występuje operator jednostkowy 1 rzędu jedności dla przejść stany dodatnie \rightarrow dodatnie i ujemne \rightarrow ujemne, lecz mały dla przejść stany dodatnie \Leftarrow ujemne.

Znany argument *W i c k a*, że zasięg sił jądrowych określony jest przez masę μ mezonu i równa się $\frac{1}{\mu}$ implikuje, że efektywny zasięg dla przybliżenia rzędu $2n$ teorii perturbacji równy jest $\frac{1}{n\mu}$.

Ponieważ najniższy rząd przybliżenia (drugi) sił jądrowych spowodowany jest emisją jednego mezonu przez nukleon w stanie o energii dodatniej i absorpcją tego mezonu przez drugi nukleon w stanie o energii dodatniej, to w tym przybliżeniu siły jądrowe — niezależnie od stałej sprzężenia — są mniejsze niż w czwartym przybliżeniu (w którym możliwe są przejścia stany dodatnie \rightleftharpoons ujemne) w przypadku teorii $PS(PS)$, lecz większe w przypadku teorii $S(S)$. W konsekwencji obserwowalne natężenie oddziaływania między dwoma nukleonami wymaga wprowadzenia dużej stałej sprzężenia ($G^2/4\pi \approx 10-15$, gdzie G stała sprzężenia w przypadku pseudoskalarnym) dla teorii $PS(PS)$ w przeciwieństwie do stałej sprzężenia w teorii $S(S)$ ($g^2/4\pi \approx 0,1-0,2$, gdzie g stała sprzężenia w przypadku skalarnym). Wielkość $g^2/4\pi$ jest mimo to jeszcze dużo większa od elektromagnetycznej stałej sprzężenia, ponieważ siły jądrowe są znacznie większe od sił elektromagnetycznych.

Jednakże ten fakt, iż $g^2/4\pi < 1$, usprawiedliwia w każdym bądź razie traktowanie sił drugiego rzędu, jako pierwszego przybliżenia w teorii $S(S)$, podczas gdy w teorii $PS(PS)$ taki punkt wyjścia jest zupełnie absurdalny. (Nawet niezależnie od faktu, iż pion jest pseudoskalarną cząstką, można wykazać, że teoria $S(S)$ nie jest zupełnie w stanie wytłumaczyć sił jądrowych — a więc na pytanie 2 i 3 teoria ta może dać odpowiedź! (negatywną — przyp. tłum.).

Dla teorii $PS(PS)$ punktem wyjścia jest uwzględnienie w rachunkach (jako minimum) siły drugiego i czwartego rzędu w ramach którejkolwiek z metod aproksymacyjnych słabego sprzężenia (metoda perturbacyjna, metoda Tamma-Dancoffa lub jakakolwiek inna metoda równoważna rozwinięciu według potęg stałej sprzężenia). W rzeczywistości jednak, jak zobaczymy dalej, ze względu na dużą wartość stałej sprzężenia w teorii $PS(PS)$ nawet taki punkt wyjścia budzi wątpliwości.

Obecnie rozpatrzemy, jaki postępek został osiągnięty w zbudowaniu re-normalizowalnej mezonowej teorii $PS(PS)$ sił jądrowych z pomocą metody będącej ulepszeniem w pewnym stopniu zwykłej metody perturbacyjnej, a mianowicie nieadiabaticznej metody Tamma-Dancoffa.

W nieadiabaticznej metodzie w przypadku zagadnienia dwóch cząstek wektor stanu układu określony jest przez zbiór amplitud prawdopodobień-

stwa stanów swobodnych $a_{\lambda}^{(m,n)}$, gdzie m oznacza liczbę mezonów, n — liczbę par nukleonów występujących w danym swobodnym stanie; dwa początkowo występujące nukleony (dla których chcemy obliczyć oddziaływanie — przyp. tłum.) są traktowane oddzielnie (niezależnie od wirtualnych par nukleonów — przyp. tłum.), λ — zmienna opisująca momenty pędu, spiny zwykłe, spiny izotopowe itd. poszczególnego swobodnego stanu układu. Zbiór $a_{\lambda}^{(m,n)}$ spełnia układ jednoczesnych równań całkowych i jeśli za pomocą kolejnych podstawień wyeliminujemy wszystkie amplitudy z wyjątkiem $a_{\lambda}^{(0,0)}$, to otrzymamy podstawowe równanie, które w układzie środka mas ma postać*)

$$[E - 2E_p] a^{(0,0)}(\vec{p}) = \frac{1}{(2\pi)^3} \int K(\vec{p}, \vec{p}'; E) a^{(0,0)}(\vec{p}') d\vec{p}', \quad (1)$$

gdzie E — całkowita energia układu, zaś $E_p = \sqrt{p^2 + M^2}$.

Jądro $K(\vec{p}, \vec{p}'; E)$ wyraża się szeregiem według potęg G^2 :

$$K(\vec{p}, \vec{p}'; E) = \sum_{n=1}^{\infty} K_{2n}(\vec{p}, \vec{p}'; E), \quad (2)$$

gdzie $K_{2n} \approx G^{2n}$. Równanie (2) można z łatwością przepisać w reprezentacji położeniowej

$$\left(\frac{\Delta}{M_{\varrho}} + \varepsilon \right) \varphi^{(0,0)}(\vec{r}) = \int U(\vec{r}, \vec{r}'; E) \varphi^{(0,0)}(\vec{r}') d\vec{r}' \quad (3)$$

gdzie

$$\varphi^{(0,0)}(\vec{r}) = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{2M_{\varrho}}{\pi}} \int \sqrt{\frac{1}{2E_p + E}} a^{(0,0)}(\vec{p}) e^{i\vec{p}\vec{r}} d\vec{p}. \quad (3a)$$

$$\varrho = 1 + \varepsilon/4M, \quad \varepsilon = E - 2M \quad (3b)$$

$$U(\vec{r}, \vec{r}'; E) = \sum_{n=1}^{\infty} U_{2n}(\vec{r}, \vec{r}'; E) = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{(2\pi)^6} \int \frac{\sqrt{(2E_p + E)(2E_{p'} + E)}}{4M_{\varrho}} \cdot K_{2n}(\vec{p}, \vec{p}'; E) e^{i(\vec{p}\vec{r} - \vec{p}'\vec{r}')} d\vec{p} d\vec{p}'$$

W ogólności $U(\vec{r}, \vec{r}'; E)$ jest nielokalnym operatorem oddziaływania i sprowadza się do potencjału statycznego w pewnych granicznych przypad-

*) Patrz „Postępy Fizyki“ t. VI, z. 4, s. 424 „O metodzie Tamma-Dancoffa“ — przyp. tłum.

kach. Jeden taki przypadek otrzymamy, jeśli

$$|\vec{r} + \vec{r}'| \gg \frac{1}{M},$$

wtedy

$$U_{2n}(\vec{r}, \vec{r}'; E) \rightarrow \delta(\vec{r}, \vec{r}') V_{2n} \left(\frac{\vec{r} + \vec{r}'}{2} \right).$$

Inne graniczne przypadki rozpatrzmy nieco później. Ażeby określić przybliżenie statyczne oraz odróżnić inne rodzaje przybliżeń (perturbacyjne bądź nieperturbacyjne, adiabatyczne lub nieadiabatyczne), wypiszemy *explicitie* wyrażenie na $K_2(\vec{p}, \vec{p}'; E)$. Wkład do K_2 daje jeden zasadniczy diagram (rys. 1), ponieważ drugi wyraz otrzymamy prosto przez przenummerowanie nukleonów. A więc mamy

$$K_2(\vec{p}, \vec{p}'; E) = - G^2 \tau_1 \tau_2 \frac{(M + E_p)(M + E_{p'})}{4 E_p E_{p'}} \cdot \frac{(\vec{\sigma}_1 \cdot \vec{S})(\vec{\sigma}_2 \cdot \vec{S})}{\omega(\vec{p}, \vec{p}') [\omega(\vec{p}, \vec{p}') + E_p + E_{p'} - E]}$$

gdzie

$$\omega(\vec{p}, \vec{p}') = \sqrt{|\vec{p} - \vec{p}'|^2 + \mu^2}, \quad \vec{S} = \frac{\vec{p}'}{M + E_{p'}} - \frac{\vec{p}}{M + E_p}. \quad (4)$$

Obecnie możemy zdefiniować różne rodzaje przybliżenia:

Przybliżenie adiabatyczne: kładąc w równaniu (4) $E_p = E_{p'}$

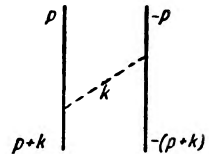
Przybliżenie perturbacyjne: kładąc w równaniu (4) $E = 2E_p$ lub $2E_{p'}$

Przybliżenie statyczne: kładąc w równaniu (4) $E_p = E_{p'} = M$.

Stąd widać, że przybliżenie statyczne jest specjalnym przypadkiem przybliżenia adiabatycznego, które uwzględnia ruch nukleonów, lecz zaniedbuje odrzut spowodowany emisją lub absorpcją mezonów.

Metoda Tamma-Dancoffa otwiera możliwość ulepszenia metody perturbacyjnej, ponieważ nie ma potrzeby zakładać tu $E = 2E_p$ lub $2E_{p'}$ (van Hove). Wreszcie należy zauważyć, iż nieperturbacyjne poprawki do K_2 można przetransformować w nieadiabatyczne perturbacyjne poprawki tego samego rzędu plus statyczne poprawki wyższego rzędu (Lévy).

Zwykle obliczanie dwunukleonowego oddziaływania drugiego rzędu w teorii $PS(PS)$ zakłada, że $E_p = E_{p'} = M$, $E = 2M$ (perturbacyjno-stacyjne przybliżenie) i wtedy K_2 równa się:



Rys. 1. Diagram drugiego rzędu

$$K_2 = - \frac{G^2 (\vec{\tau}_1 \cdot \vec{\tau}_2) (\vec{\sigma}_1 \cdot \vec{k}) (\vec{\sigma}_2 \cdot \vec{k})}{4 M^2 \omega^2}, \quad (5)$$

gdzie $\vec{k} = \vec{p}' - \vec{p}$. Transformata fourierowska K_2 jest:

$$V_2(r) = \frac{1}{3} \frac{G^2}{4\pi} \left(\frac{\mu}{2M} \right)^2 (\vec{\tau}_1 \cdot \vec{\tau}_2) \left\{ \vec{\sigma}_1 \cdot \vec{\sigma}_2 + S_{12} \left[1 + \frac{3}{\mu r} + \frac{3}{(\mu r)^2} \right] \right\} \frac{e^{-\mu r}}{r} - \\ - \frac{G^2}{3} (\vec{\tau}_1 \cdot \vec{\tau}_2) (\vec{\sigma}_1 \cdot \vec{\sigma}_2) \delta(r). \quad (6)$$

Równanie (6) przedstawia dobrze znany wynik, otrzymany wiele lat temu; mamy tu zależne od spinu siły centralne oraz oddziaływanie kontaktowe ²⁾ i silnie osobliwe siły tensorowe. Perturbacyjno-statyczne przybliżenie usprawiedliwione jest tylko w przypadku słabego wiązania lub małej energii kinetycznej $\ll \mu$ (dla zagadnienia rozproszenia) — i dla odległości $\gg \frac{1}{M}$. Nawet dla słabego wiązania lub małej energii kinetycznej

statyczne przybliżenie nie można stosować dla odległości $\ll \frac{1}{M}$. Rzeczywiście, przyciągający silnie osobliwy człon $1/r^3$ w równaniu (6) uniemożliwia istnienie stacjonarnych stanów, gdy stosujemy go na małych dążących do zera odległościach od źródła.

Można łatwo wykazać, że dominującą rolę w wyrażeniu na U_2 w pobliżu źródła odgrywa człon:

$$U_2(\vec{r}, \vec{r}') = - \frac{G^2}{3} (\vec{\tau}_1 \cdot \vec{\tau}_2) (\vec{\sigma}_1 \cdot \vec{\sigma}_2) \frac{M^2}{rr'} K_1(Mr) K_1(Mr'). \quad (7)$$

Wstawiając (7) do (3) jasne jest, iż U_2 działa tylko na stany S i zachowuje się na małych odległościach jak odpychający potencjał $1/r^2$; rzeczywiście równanie (7) przedstawia niestatyczne rozmyte kontaktowe oddziaływanie występujące w równaniu (6). Jeśli wiązanie między dwoma nukleonami jest silne lub jeżeli energia kinetyczna jest duża w porównaniu z μ , lecz mała w porównaniu z M , to za punkt wyjścia może być wzięte przybliżenie adiabatyczne, ale w żadnym razie nie statyczne lub perturbacyjne. Przybliżenie adiabatyczne pozwala przedstawić K_2 jako funkcje \vec{p} i $\vec{p}' - \vec{p}$, lecz oddziaływanie jądrowe U_2 zachowuje nielokalny charakter na większej części interesującego zasięgu. Wreszcie dla relatywistycznych energii nukleonu nie można stosować przybliżenia dla wyrażenia na K_2 i oddziaływanie jest nielokalne na całym jego zasięgu. Należy zaznaczyć, że wzór Möllera na rozproszenie wynika z (4) w przybliżeniu perturbacyjnym; a więc kładąc w równaniu (4) $E = 2E_p$ lub $2E_p'$ otrzymamy wzór Möllera.

Reasumując: ściśle drugiego rzędu oddziaływanie jądrowe słuszne dla wszystkich energii i odległości ma nielokalny charakter i przedstawione

jest przez jądro w całkowo-różniczkowym równaniu (3); w zasadzie równanie to można rozwiązać numerycznie, jeśli określone są warunki graniczne. Oddziaływanie jądrowe drugiego rzędu przechodzi w lokalny statyczny potencjał na dostatecznie dużych odległościach ($\gg \frac{1}{M}$) lub dla dostatecznie małych energii kinetycznych ($\ll \mu$). Na bardzo małych odległościach ($\leq \frac{1}{M}$) oddziaływanie jądrowe drugiego rzędu przechodzi w quasistatyczny potencjał odpychający $1/r^2$, działający wyłącznie na stany S układu dwóch nukleonów. Na odległościach średnich oraz dla średnich lub dużych energii należy uwzględnić poprawki do przybliżenia statycznego, aby otrzymać ilościowo prawidłowe wyniki.

Jeśli istnieje powód do przypuszczenia, że K_2 stanowi główną część oddziaływania jądrowego*) to miałby sens znaczny wysiłek, aby uzyskać rozwiązanie równania (3) (jeśli okaże się konieczne, to za pomocą maszyn elektronowych). Jednakże mieliśmy już raz okazję wskazać, że szczególną cechą sprzężenia pseudoskalarne jest to, iż elementy macierzowe, odpowiadające kreacji lub anihilacji mezonów w przypadku nierelatywistycznym, są znacznie mniejsze niż elementy macierzowe, które odpowiadają dodatkowej kreacji lub anihilacji par nukleonowych. Implikuje to, że jeśli $G^2/4\pi > 1$ (co rzeczywiście ma miejsce), to oddziaływanie czwartego rzędu³⁾ będzie większe niż drugiego rzędu nawet w przybliżeniu statycznym. Dlatego też jest rzeczą ważną określenie K_4 i sprawdzenie, jaki wkład ono wnosi do oddziaływania jądrowego w różnych przybliżeniach. Ale łatwiej powiedzieć to niż wykonać. Przede wszystkim musimy uwzględnić przy wyznaczeniu K_4 36 (niekowariantnych) skończonych diagramów (w porównaniu do 2 diagramów w przypadku K_2), cztery z nich są iteracją diagramów drugiego rzędu, osiem nie jest iteracją diagramów drugiego rzędu, ale nie zawiera par wirtualnych, dwanaście zawiera jedną parę wirtualną w stanie pośrednim; i wreszcie dwanaście zawiera dwie pary wirtualne w stanie pośrednim.

Po wtóre — istotną rolę odgrywają tutaj poprawki radiacyjne, które są rzędu $G^2/4\pi$ i dają wkład do oddziaływania czwartego rzędu nawet w przybliżeniu statycznym w przeciwieństwie do oddziaływania drugiego rzędu, w którym występujące w przybliżeniu statycznym poprawki radiacyjne są rzędu $\frac{G^2}{4\pi} \left(\frac{\mu}{2M}\right)^2$. Wreszcie w oddziaływaniu czwartego rzędu występują po raz pierwszy specjalnego typu rozbieżności związane z rozproszaniem mezona na mezonie i które nie mogą być usunięte za pomocą procedury renormalizacji masy i łańcuchu charakterystycznej dla elektro-

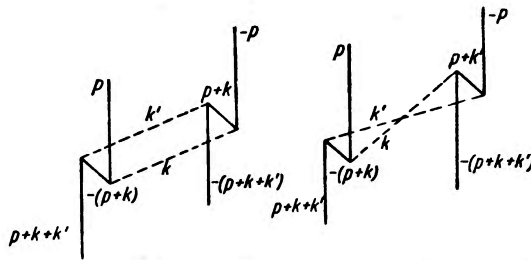
*) Należałoby jeszcze uwzględnić poprawki radiacyjne do oddziaływania drugiego rzędu; tymczasem pominiemy je (patrz dalej).

dynamiki kwantowej; w konsekwencji do oddziaływania czwartego rzędu wprowadza się nową dowolną stałą.

Przejdziemy do bardziej szczegółowego omówienia tych kwestii. Przy dostatecznej ciepłowości można wypisać te 36 wyrazów wchodzących do K_4 . Można wykazać, że w przybliżeniu statycznym operator γ_5 ma takie właściwości, iż największy wkład pochodzi z tych diagramów, które zawierają największą liczbę przejść nukleonów ze stanów o dodatniej energii do stanów o energii ujemnej oraz najmniejszą liczbę par wirtualnych w stanach pośrednich (sytuacja taka ma miejsce w każdym rzędzie). W przypadku czwartego rzędu diagramy te (rys. 2) zawierają dwie wirtualne pary nukleonów w stanach pośrednich i jeden stan pośredni, w którym nie występuje ani jedna para wirtualna.

Wkład, który wnoszą dwa diagramy na rys. 2, można byłoby wypisać dokładnie; ograniczymy się jednak do wypisania perturbacyjno-statycznego przybliżenia, mianowicie

$$K_4 = - \frac{G^4}{2(2\pi)^6 \omega_k \omega_{k'} (\omega_k + 2M) (\omega_k + \omega_{k'}) (\omega_{k'} + 2M)}, \quad (8)$$



Rys. 2. Zasadnicze diagramy czwartego rzędu w przybliżeniu statycznym

które jest niezależne od spinu zwykłego i spinu izotopowego⁴). W tym przypadku zwykła procedura polega na zaniedbaniu w mianowniku ω w porównaniu do $2M$ i na obliczeniu potencjału statycznego; będziemy nazywać to „niekompletnym statycznym“ przybliżeniem. Otrzymujemy zatem:

$$V_4^{(a)} = - \frac{6}{\pi} \left(\frac{G^2}{4\pi} \right)^2 \left(\frac{\mu}{2M} \right)^2 \frac{1}{\mu r^2} K_1(2\mu r). \quad (9)$$

Potencjał ten można wyprowadzić w przybliżeniu statycznym z wyrazu $\left(\frac{G^2}{4\pi} \right) \frac{\mu}{2M} \psi^* \varphi^2 \psi$ (gdzie ψ i φ są to odpowiednio funkcje pola nukleonu i pionu) odnoszącego się do pary pionów, a występującego w przetransformowanym kanonicznie hamiltonianie $PS(PS)$.

Z równania (9) widać, że $V_4^{(a)}$ jest rzędu $\left(\frac{G^2}{4\pi} \right)^2 \left(\frac{\mu}{2M} \right)^2$ o zasięgu $\frac{1}{2\mu}$,

podczas gdy V_2 jest rzędu $\frac{G^2}{4\pi} \left(\frac{\mu}{2M}\right)^2$ o zasięgu $\frac{1}{\mu}$, stąd wynika, że w odległościach $\leq \frac{1}{2\mu}$, $V_4^{(a)}$ jest o $G^2/4\pi$ razy większe niż V_2 . Należy dalej zauważyć, że „niekompletny statyczny“ potencjał ma na małych odległościach osobliwość typu $1/r^3$ w przeciwieństwie do osobliwości $1/r$ potencjału statycznego, określonego przez transformatę fourierowską równania (8). Jeśli próbować ulepszyć „niekompletny statyczny“ potencjał rozwijając $(\omega + 2M)^{-1}$ według potęg $\frac{\omega}{2M}$, to poprawka pierwszego rzędu będzie

$$\delta V_4^{(a)} = \frac{12}{\pi^2} \left(\frac{G^2}{4\pi}\right)^2 \left(\frac{\mu}{2M}\right)^3 \frac{1}{\mu r^2} K_1^2(\mu r). \quad (10)$$

Ma ona osobliwość $1/r^4$ na małych odległościach. Należy nadzwyczaj ostrożnie posługiwać się metodą poprawek, która raczej zwiększa niż zmniejsza rząd osobliwości na małych odległościach. Jeśli jednak ograniczymy się do odległości $\geq \frac{1}{\mu}$, wówczas $\delta V_4^{(a)} \approx \left(\frac{\mu}{2M}\right) V_4^{(a)}$. A więc wkład do statycznego oddziaływania czwartego rzędu przy występowaniu jednej pary wirtualnej jest rzędu $\left(\frac{\mu}{2M}\right)$ w porównaniu do $V_4^{(a)}$, podczas gdy wkład członów, gdzie nie występują pary wirtualne, jest rzędu $\left(\frac{\mu}{2M}\right)^2$. Jeśli chcemy znać oddziaływanie czwartego rzędu na odległościach małych $\left(< \frac{1}{2\mu}\right)$, to silne osobliwości związane z niektórymi członami odpowiedzialnymi za występowanie jednej pary wirtualnej powodują, że są one porównywalne z poprawkami do $V_4^{(a)}$, w każdym bądź razie z ważniejszymi z nich. Co więcej, w odległościach $\leq \frac{1}{2\mu}$ członzy związane z występowaniem jednej pary wirtualnej [rzędu $\left(\frac{G^2}{4\pi}\right)^2 \left(\frac{\mu}{2M}\right)^3$] są porównywalne z potencjałem statycznym drugiego rzędu [rzędu $\frac{G^2}{4\pi} \left(\frac{\mu}{2M}\right)^2$], ponieważ $\frac{G^2}{4\pi} \frac{\mu}{2M} \sim 1$.

A więc wewnętrznie niesprzeczny wywód oddziaływania drugiego plus czwartego rzędu w odległościach $\geq \frac{1}{M}$ wymaga całkowitej znajomości niestatycznych poprawek czwartego rzędu (pierwszego rzędu względem $\frac{\mu}{2M}$) do statycznego wkładu czwartego rzędu członów z jedną parą wir-

tualną a także członów drugiego rzędu.

Na małych odległościach ($\leq \frac{1}{2M}$) oddziaływanie czwartego rzędu prowadzi do odpychającego quasipotencjału $1/r^3$ działającego tylko w stanach S , tak że suma oddziaływania drugiego i czwartego rzędu daje odpychanie w stanach S na małych odległościach.

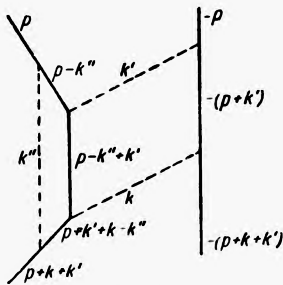
Zaznaczyliśmy już, że poprawki radiacyjne zmieniają oddziaływanie czwartego rzędu w sposób istotny. Oczywiście istnieją również poprawki radiacyjne do oddziaływania drugiego rzędu. Jednakże poprawki radiacyjne drugiego rzędu łatwo obliczyć stosując przepis D y s o n a o zamianie mezonowego propagatora Δ_F na Δ'_F i nukleonowego propagatora S_F na S'_F ⁵⁾ oraz operatora oddziaływania γ_5 na Γ_5 w kowariantnym równaniu Bethe-Salpetera, które musimy obecnie stosować zamiast niekowariantnego równania Tamma-Dancoffa w celu przeprowadzenia renormalizacji.

Okazuje się, że w statycznym przypadku oddziaływanie drugiego rzędu razem z poprawkami radiacyjnymi można przedstawić w postaci:

$$V'_2 = V_2 \left[1 + a \frac{G^2}{4\pi} \left(\frac{\mu}{2M} \right)^2 + \dots \right], \quad (11)$$

gdzie a funkcja G , M i μ rzędu jedności.

Inną sytuację mamy w przypadku oddziaływania czwartego rzędu.



Rys. 3. Skończone poprawki radiacyjne do oddziaływania czwartego rzędu

Należy tutaj wziąć nie tylko normalne radiacyjne poprawki charakteryzujące drugi rząd (oddziaływania — przyp. tłum.), lecz uwzględnić także nowe skończone radiacyjne diagramy (przykład takiego diagramu podany jest na rys. 3) oraz diagramy typu rozproszenia mezonu na mezonie (rys. 4). Normalne (renormalizowalne nieskończoności) poprawki radiacyjne plus skończone poprawki radiacyjne do oddziaływania czwartego rzędu za pomocą dwóch par wirtualnych okazują się w przybliżeniu statycznym proporcjonalne do $V_{(a)}^4$; skorygowany potencjał można przedstawić w postaci:

$$V_4^{(a)'} = V_4^{(a)} \left[1 + \beta \frac{G^2}{4\pi} + \dots \right], \quad (12)$$

gdzie β jest to określona funkcja G , M i μ , również rzędu jedności.

Diagramy typu rozproszenia mezonu na mezonie dadzą tylko wtedy skończony wkład, jeśli do hamiltonianu oddziaływania pion-nukleon wprowadzić człon w postaci $\lambda \varphi^4$ (λ — zupełnie dowolna stała).

Dodatkowa poprawka otrzymana z tego diagramu w przybliżeniu statycznym ma postać:

$$V_4^{(a)''} = V_4^{(a)} \left[\lambda c + \gamma \left(\frac{G^2}{4\pi} \right)^2 + \dots \right], \quad (13)$$

gdzie c i γ określone funkcje G , M , μ i λ .

Należy uwzględnić również poprawki radiacyjne do członów czwartego rzędu, w których występuje jedna para wirtualna, jednak właściwe obliczenie tych poprawek nawet w przybliżeniu statycznym nie zostało dokonane. Należy zaznaczyć, że kompletne wyrażenie dla potencjału statycz-



Rys. 4. Diagramy typu rozproszenia mezonu na mezonie

nego czwartego rzędu $\left[\text{rzędu } (G^2/4\pi)^2 \left(\frac{\mu}{2M} \right)^3 \right]$ wymaga znajomości niestacyjnych radiacyjnych poprawek pierwszego rzędu (względem $\frac{\mu}{2M}$) do $V_4^{(a)''}$ (jak również niestacyjnych poprawek pierwszego rzędu do $V_4^{(a)}$).

Dyskusja ta przedstawiła niekompletny stan obliczenia oddziaływania jądrowego drugiego i czwartego rzędu. Należy powiedzieć, że obliczenia oddziaływania szóstego i wyższych rzędów są tym bardziej w stanie zarodkowym. Ważnym punktem, który należy tu wyjaśnić, jest kwestia, czy człony wyższego rzędu są porównywalne z członami drugiego i czwartego rzędu, ponieważ każdemu wyższemu członowi odpowiada mniejszy zasięg (oddziaływania — przyp. tłum). Próby odpowiedzi na to pytanie do konał Klein, który wziął sumę członów wszystkich rzędów, ale w każdym rzędzie jedynie pewnych określonych typów (przede wszystkim diagramy odpowiadające maksymalnej w danym rzędzie liczbie wirtualnych par nukleonowych — przyp. tłum.).

W szczególności rozważał on w określonym rzędzie „niekompletne statyczne“ przybliżenie w tym rzędzie plus człony niższego rzędu, do których w każdym rzędzie dodawał poprawki, pochodzące od rozwinięcia według potęg $\frac{\omega}{2M}$ oraz niestacyjne poprawki adiabatyczne.

W taki sposób przesumował $K_{4n}^{(a)}$ zawierające tylko pary nukleonowe, dochodząc do „niekompletnego statycznego“ potencjału:

$$V^{(a)} = \sum_{n=1}^{\infty} V_{4n}^{(a)} = - \sum_{n=1}^{\infty} \frac{G\mu}{\pi} \delta^{2n} \frac{2^{2n-2} K_1(2nx)}{n x^{2n}} =$$

$$= - \frac{3\mu}{2\pi} \int_0^{\infty} \frac{\eta d\eta}{\sqrt{1+\eta^2}} \operatorname{tg}^{-1} \left\{ \frac{4\delta^2 \frac{\sin 2\eta x}{x^{2n}}}{1 - 4\delta^2 \frac{\cos 2\eta x}{x^2}} \right\}, \quad (14)$$

gdzie

$$\delta = (G^2/4\pi) \frac{\mu}{2M}, \quad x = \mu r.$$

Wyraz na $K_4^{(b)}$ zawierający $(2n-1)$ par nukleonowych zsumowany został wraz z odpowiednimi poprawkami do $K_{4n}^{(a)}$, w wyniku czego otrzymano szereg:

$$V^{(b)} = \sum_{n=1}^{\infty} V_{4n}^{(b)} = \sum_{n=1}^{\infty} 3\mu \delta^{2n} \left(\frac{\mu}{2M}\right)^{2^{2n-1}} \left(1 + \frac{1}{x}\right)^2 \frac{e^{-2nx}}{x^{2n}} =$$

$$= V_4^{(b)}(x) \left[1 - 4\delta^2 \frac{e^{-2x}}{x^2}\right]^{-1}. \quad (15)$$

Wreszcie zsumowano K_{4n+2} w przybliżeniu statycznym

$$V^{(c)} = \sum_{n=1}^{\infty} V_{4n+2} = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\mu}{3} (\vec{\tau}_1 \cdot \vec{\tau}_2) 2^{2n} \delta^{2n+1} \left(\frac{\mu}{2M}\right) [\vec{\sigma}_1 \cdot \vec{\sigma}_2 + S_{12}] \frac{e^{-(2n+1)x}}{x^{2n+1}} =$$

$$= V_8 \left[1 - 4\delta^2 \frac{e^{-2x}}{x^2}\right]^{-1}. \quad (16)$$

Widać stąd, że warunek zbieżności powyższych trzech szeregów jest: $x_0 e^{2x_0} \geq 2\delta$, co daje $x_0 \geq 0,56$ dla $G^2/4\pi = 10$ i $x_0 \geq 0,87$ dla $G^2/4\pi = 15$, przyjmując dla stałej sprzężenia tylko te dwie uzasadnione w pewnym stopniu wartości. Ponieważ jednak druga, większa wartość stałej sprzężenia jest bardziej prawdopodobna (w każdym bądź razie na podstawie teorii i danych doświadczalnych rozproszenia pionów na nukleonach), to wyniki Kleina implikują, że statyczne oddziaływania wyższego rzędu są porównywalne do statycznego oddziaływania drugiego i czwartego rzędu w odległościach porównywalnych do $\frac{1}{\mu}$. Nasuwa to wątpliwość czy suma wkładów drugiego i czwartego rzędów jest właściwym potencjałem statycznym (słusznym w odległościach $\geq \frac{1}{M}$). Chociaż możliwe, że kryterium zbieżności Kleina jest zbyt sztywne, ponieważ wprowadzono sztucznie silne osobliwości przy rozwinięciu mianownika K_{2n} według potęg

$\frac{\omega}{2M}$, to jednak trzeba pamiętać, że jego praca wskazała na to, iż przewidywania teorii *PS* (*PS*) dokładnie biorąc nie są znane nawet w przybliżeniu statycznym (niezależnie od tego, że poprawki radiacyjne wyższych rzędów nie są obliczone). Niemniej jednak bez względu na te ograniczenia, o których należy zawsze pamiętać, został dokonany duży wysiłek dla porównania wyników doświadczalnych przy małych i średnich energiach z przewidywaniami statycznego potencjału jądrowego drugiego rzędu i pewnych wariantów statycznego potencjału jądrowego czwartego rzędu. Wydaje się celowe omówić krótko te wyniki.

Przed wszystkim $L \acute{e} v y$ brał V_2 plus V_4^L , gdzie

$$V_4^L = V_4^{(a)} - \delta V_4^{(a)}. \quad (17)$$

Człon V_4^L jest sumą $V_4^{(a)}$ i wyrazu, który $L \acute{e} v y$ błędnie przyjął jako wkład pochodzący od diagramów odpowiadających dwu parom wirtualnym i jednej parze wirtualnej do poprawek rzędu $(G^2/4\pi)^2 \left(\frac{\mu}{2M}\right)^3$.

Ponieważ oddziaływanie drugiego i czwartego rzędu na dostatecznie małych odległościach ($\ll \frac{1}{M}$) sprowadza się do odpychania, to $L \acute{e} v y$ założył, że równanie (17) jest słuszne do odległości $r = r_c$ (promień rdzenia odpychającego) i r_c traktował jako parametr. Wychodząc z energii wiązania deuteronu oraz długości rozproszenia⁶⁾ w stanie singletowym określili on wartość $G^2/4\pi$ oraz r_c , a mianowicie $G^2/4\pi = 10$, $r_c = 0,38/\mu$. Następnie przystąpił do obliczenia zasięgu efektywnego w stanie singletowym i trypletowym, procentowej domieszki stanu *D* oraz momentu kwadrupolowego deuteronu. Pierwsze trzy wielkości są w dobrej zgodzie z doświadczeniem, podczas gdy moment kwadrupolowy okazuje się o 20% za mały. Niezgodność w przypadku momentu kwadrupolowego deuteronu ma, jak to niedawno wykazali *Blatt* i *Kalos*, poważne znaczenie, jeśli nie przyjąć, że nie uwzględnione przez $L \acute{e} v y$ 'ego efekty wymiany mezonów mogą zmienić statyczny moment kwadrupolowy (*Villars*, *Deser*). Wreszcie $L \acute{e} v y$ obliczył przekrój czynny na rozproszenie *n*—*p* dla energii 40 MeV, przyjmując powyższe wartości na $G^2/4\pi$ i r_c ; znalazł on, że podczas gdy przekrój czynny co do wartości bezwzględnej zgadza się z doświadczeniem, to różniczkowy przekrój czynny jest niedostatecznie anizotropowy. Obliczenia te były wykonane w założeniu jednakowego rdzenia odpychającego dla wszystkich stanów; wykonano dokładne obliczenie przesunięcia fazy w stanie *S* i w przybliżeniu Borna w stanach *P* i *D* zanedbując jednakże sprzężenie stanów 3P_2 i 3F_2 .

Dalsze obliczenia przeprowadzone przez *Martina* i *Verleta* dotyczyły przekroju czynnego na rozproszenie *p*—*p* dla energii 18 i 32 MeV,

przy założeniu dokładnie takim samym, jakie zrobił Lévy w przypadku rozproszenia $n-p$ dla energii 40 MeV. Chociaż otrzymane wyniki bardzo dobrze zgadzają się z doświadczeniem, to jednak były one poddane krytyce przez Wicka z tego względu, że przybliżenie Borna nie jest słuszne dla przesunięcia fazy P i D (szczególnie dla przesunięcia fazy 3P_0).

Dlatego też były podjęte nowe obliczenia rozproszenia $p-p$ przez Martina i Verleta, którzy przyjęli zamiast potencjału Lévy'ego statyczny potencjał w postaci

$$V = V_2 + \lambda V_4^{(a)}, \quad (18)$$

gdzie λ dowolny parametr. Wyraz drugi miał zastąpić poprawki radiacyjne przy jednoczesnym założeniu, że $G^2/4\pi = 10$, $r_c = 0,38/\mu$.

Dokładne obliczenia przekroju czynnego na rozproszenia $p-p$ dla energii 18 i 32 MeV przy zastosowaniu równania (18) wykazały, że dane doświadczalne dla energii 18 MeV są zgodne z teoretycznymi wynikami, które nie są czułe na wartości λ . Z drugiej strony znika poprzednia zgodność z danymi doświadczalnymi dla energii 32 MeV i sytuacji nie można polepszyć przez uwzględnienie nieperturbacyjnych poprawek (to znaczy nie zakładając $E = 2M$) oraz sprzężenie stanu 3P_2 ze stanem 3F_2 . Co więcej, właściwą wartość na przekrój czynny dla energii 32 MeV można otrzymać tylko przez wybór $\lambda > 1$, co jest sprzeczne z wynikami, które można oczekiwać na podstawie metody Wentzla dla efektu tłumienia potencjału statycznego, spowodowanego występowaniem dwóch par wirtualnych. Blatt i Kalos wykonując szczegółowe obliczenia na maszynach elektronowych wykazali, że potencjał statyczny w postaci (18) przy założeniu, że $G^2/4\pi$, λ i r_c zmieniają się dowolnie, nie daje wyników zgodnych ze wszystkimi danymi doświadczalnymi dla małych energii. Ustalili oni trzy parametry przez energię wiązania i moment kwadrupolowy deuteronu oraz długość rozproszenia w stanie singletowym i wtedy znaleźli, że przewidywane zasięgi efektywne są poza granicami błędu (o 20%). Jak już zauważyliśmy, dokładne ustalenie momentu kwadrupolowego deuteronu jest dużym ograniczeniem, ponieważ możemy otrzymać efektywne zasięgi dwa razy większe przy najmniejszym odchyleniu od wartości momentu kwadrupolowego.

Widzimy więc, że zupełnie zadawalającej zgodności danych dla małych energii nie można osiągnąć za pomocą potencjału statycznego wprowadzonego częściowo na podstawie teorii $PS(PS)$. Podkreśliśmy słowo częściowo, ponieważ żaden potencjał stosowany do numerycznych obliczeń nie jest w rzeczywistości całkowitym potencjałem otrzymanym z teorii $PS(PS)$ w określonym przybliżeniu (z poprawkami radiacyjnymi, właściwym uwzględnieniem rdzenia odpychającego itd.). Niemniej jednak jest rzeczą interesującą, że cechy jakościowe nawet częściowego poten-

cjału $V_2 + \lambda V_4^{(a)}$ otrzymanego z teorii $PS(PS)$ są zgodne z danymi doświadczalnymi dla małych energii: siły tensorowe o długim zasięgu występujące w członie V_2 są potrzebne do wytłumaczenia momentu kwadrupolowego, siły Wignera o krótkim zasięgu występujące w $V_4^{(a)}$ powodują, że domieszka stanu D w deuteronie jest mała i jednocześnie pozwalają, aby moment kwadrupolowy był duży, a rdzeń odpychający jest wtedy użyteczny dla zabezpieczenia prawidłowych efektywnych zasięgów. Wydaje się, że całkowity potencjał w teorii $PS(PS)$ zachowa te cechy i perspektywy wyglądają obiecująco.

Jednakże nie można twierdzić, że w chwili obecnej teoria $PS(PS)$ jest w stanie wytłumaczyć dane doświadczalne dla małych energii. Co więcej widzieliśmy, że sytuacja budzi obawy, gdy rozważamy średnie energie, jak na przykład 32 MeV w przypadku rozproszenia $p-p$ i 40 MeV w przypadku rozproszenia $n-p$.

Ale niezgodność ta nie może być wykorzystana w charakterze argumentu przeciwko teorii $PS(PS)$, ponieważ nie zastosowano w obliczeniach całkowitego potencjału oraz nie podjęto żadnych prób w celu oszacowania poprawek niestatycznych. Jeśli przejdziemy do rozproszenia nukleonowego dla dużych energii, to należy przyznać, że nawet częściowa teoria $PS(PS)$ nie została skonfrontowana z danymi doświadczalnymi. Niestatyczne poprawki do oddziaływania drugiego i czwartego rzędu powinny mieć ważne znaczenie dla energii rzędu 300—400 MeV, lecz nie podjęto poważniejszych prób w celu ich obliczenia. Dla tak dużych energii rozróżnienie między członami, w których występują dwie, jedna lub żadna para wirtualna staje się coraz mniej ważne, ponieważ wzrastają efektywne energie mezonów wymienianych między nukleonami (oznacza to, że parametrem rozwinięcia nie będzie już $\mu/2M$, lecz na przykład $\frac{\omega}{2M}$, gdzie ω energia mezonu); można wyrazić ten fakt inaczej, mówiąc że odległości, które wnoszą główny wkład do przesunięcia fazy maleją ($< \frac{1}{\mu}$), gdy energia wzrasta. Możemy powiedzieć, że oddziaływanie wyższych rzędów stają się coraz bardziej porównywalne z oddziaływaniami drugiego i czwartego rzędów, tak że parametrem rozwinięcia będzie teraz raczej $G^2/4\pi$ niż $(G^2/4\pi)(\mu/2M)$.

Nie bacząc na te istotne ograniczenia i ze względu na naszą nieznaną możliwość czegoś więcej niż tylko częściowego potencjału statycznego drugiego i czwartego rzędów, byłoby ciekawe sprawdzenie konsekwencji potencjału statycznego w rodzaju (18) dla rozproszenia nukleonowego przy dużych energiach. Póki nie przeprowadzono jeszcze rachunków ilościowych, można podać następujący jakościowy obraz na podstawie równania (18) (zakładając rdzeń odpychający tylko w stanach S , czego

nie będzie w przypadku obliczenia rozproszenia $n-p$ i $p-p$ dla średnich energii — patrz wyżej):

1. Izotropowy charakter przekroju czynnego $p-p$ bez polaryzacji można wytłumaczyć, jeśli obok sił tensorowych w stanach trypletowych weźmiemy rdzeń odpychający w stanie S (Noyes i Camnitz).

2.*) Silne efekty polaryzacyjne w przypadku rozproszenia $p-p$ można wyjaśnić za pomocą silnie osobliwych sił tensorowych ze stopniowym obciążeniem (obciążenie nie przez wprowadzenie dla wyższych stanów rdzenia odpychającego — porównaj — Goldfarb i Feldman).

Między innymi należy zaznaczyć, że teoria $PS(PS)$ przewiduje spin-orbitalne oddziaływanie w wyrazach czwartego rzędu:

$$V_{\text{spin-orbit}} = \frac{12}{\pi} \left(\frac{G^2}{4\pi} \right)^2 \left(\frac{\mu}{2M} \right)^4 \frac{1}{\mu^2 r^3} \left[\frac{3}{\mu r} K_1(2\mu r) + 2K_0(2\mu r) \right] \vec{L} \cdot \vec{S}. \quad (19)$$

Chociaż współczynnik w tym wyrażeniu jest mały, to jednak ze względu na silną osobliwość oddziaływanie spin-orbitalne jest znaczne na małych odległościach. Ponieważ dla rozproszenia przy dużych energiach małe odległości odgrywają ważną rolę, to wyrażenie (19) jest obok sił tensorowych dodatkową przyczyną efektu polaryzacyjnego.

3. Potencjał teorii $PS(PS)$ dany przez (18) nie będzie prawdopodobnie zgodny z niespolaryzowanym rozproszeniem $n-p$, jeśli doświadczalny przekrój czynny jest rzeczywiście zupełnie symetryczny (choć silnie anizotropowy) względem kierunku 90° w układzie środka mas. Doświadczalnie sytuacja nie jest wyjaśniona.

4. Ten fakt, że efekt polaryzacyjny nie jest większy w przypadku rozproszenia $n-p$ niż w przypadku $p-p$, chociaż w układzie $n-p$ istnieje dwa razy więcej stanów trypletowych niż w układzie $p-p$, można wtedy wytłumaczyć, jeśli siły tensorowe są głównie odpowiedzialne za

polaryzację, ponieważ iloczyn $\vec{\tau}_1 \cdot \vec{\tau}_2$, występujący w wyrażeniu na siły tensorowe, daje odwrotne znaki dla izotopowych singletowych stanów (działa on tylko na układ $n-p$) i izotopowych trypletowych stanów (działa zarówno na układ $n-p$ jak i $p-p$). Te jakościowe przewidywania mogą nie być potwierdzone przez ilościowe rachunki, lecz na pierwszy rzut oka wydaje się, że teoria $PS(PS)$ zawiera dużo potencjalnych możliwości.

W konkluzji musimy przyznać, że nasze początkowe pytanie, czy piony mogą służyć podstawą dla słusznej mezonowej teorii sił jądrowych, pozostaje bez odpowiedzi.

*) Pełną dyskusję odnośnie eksperymentów nad polaryzacją przy dużych energiach można znaleźć w *Proceeding of the Fourth Annual Rochester Conference on High Energy Nuclear Physics*, 1954.

Uzupełnienia

1. Sprzężenie mezonów z nukleonami i w ogólności sprzężenie dowolnych dwóch pól przedstawione jest w hamiltonianie członem zawierającym oba oddziałujące ze sobą pola. Jeśli pole mezonowe opisane jest przez funkcję φ , nukleony przez funkcję ψ , to najczęściej używane sprzężenia mają postać:

$$\left. \begin{array}{l} g \bar{\psi} \psi \varphi \text{ — skalarne sprzężenie} \\ G \bar{\psi} \gamma_5 \psi \varphi \text{ — pseudoskalarne sprzężenie} \end{array} \right\} \text{ tzw. bezpośrednie sprzężenie}$$

$$f \bar{\psi} \gamma_5 \gamma_\mu \psi \frac{\partial \varphi}{\partial x_\mu} \text{ — pseudowektorowe lub gradientowe sprzężenie,}$$

gdzie g , G , f , odpowiednie stałe sprzężenia, γ_5 i γ_μ operatory Diraca ($\mu = 1, 2, 3, 4$) $\gamma_5 = \gamma_1 \gamma_2 \gamma_3 \gamma_4$.

2. Oddziaływanie kontaktowe przedstawione jest przez funkcję $\delta(\vec{r})$ gdzie \vec{r} odległość między nukleonami. Przy takim oddziaływaniu nie zachodzi wirtualna wymiana mezonów.

3. Oddziaływanie między dwoma nukleonami w metodach słabego sprzężenia można przedstawić w postaci szeregu rozwiniętego według parzystych potęg stałej sprzężenia. Mówimy więc o oddziaływaniu drugiego, czwartego, szóstego itd. rzędu. Kolejne rzędy przybliżenia różnią się między sobą liczbą wirtualnych mezonów w stanach pośrednich, emitowanych i absorbowanych przez nukleony. A więc w oddziaływaniu drugiego rzędu występuje jeden mezon (jednokwantowe oddziaływanie), w oddziaływaniu czwartego rzędu występują dwa mezony (dwukwantowe oddziaływanie) itd.

Oprócz wirtualnych mezonów w stanach pośrednich mogą występować również wirtualne pary nukleonów, a więc na przykład w oddziaływaniu drugiego rzędu nie występują pary wirtualne, w oddziaływaniu czwartego rzędu może występować jedna lub dwie pary wirtualne itd. Te pary wirtualne wnoszą również swój wkład do oddziaływania między nukleonami.

Zgodnie z metodą Feynmana oddziaływania różnego rzędu mogą być przedstawicze graficznie za pomocą tzw. diagramów, przykłady których przytoczone są w artykule. (O metodzie diagramów Feynmana patrz *Postępy Fizyki* t. III, zeszyt 2, s. 167).

Oddziaływanie danego rzędu w stałej sprzężenia można rozwinąć z kolei na szereg, którego pierwszy wyraz przedstawia statyczne oddziaływanie w danym rzędzie, następne zaś wyrazy szeregu uwzględniają ruch nukleonów, zachodzący w czasie wymiany mezonów i zależne są wobec tego od ich prędkości. Wyrazy te przedstawiają poprawki niestacyczne.

Wreszcie do oddziaływania każdego rzędu dochodzą poprawki spowodowane oddziaływaniem nukleonów z próżnią mezonową (tzw. poprawki radiacyjne) analogicznie do poprawek radiacyjnych w elektrodynamice kwantowej; sprowadzają się one do energii własnej nukleonu i zjawiska polaryzacji próżni oraz rozproszenia mezonu na mezonie. Są one nieskończone, ale nieskończoności te w przypadku dwóch pierwszych poprawek mogą być usunięte metodą renormalizacji masy nukleonu i quasiladunku mezonowego (stałej sprzężenia), podczas gdy dla usunięcia nieskończoności związanej z trzecim efektem procedura renormalizacji nie jest skuteczna i wobec tego należy do hamiltonianu wprowadzić człon $\lambda\varphi^4$, gdzie λ — dowolna stała, i wtedy dopiero otrzymamy wynik skończony.

Poprawki radiacyjne mogą być również wzięte w przybliżeniu statycznym i niestatycznym.

4. Pojęcie spinu izotopowego wprowadzono dla opisu tego faktu doświadczalnego, że siły jądrowe są niezależne od ładunku i wskutek tego można uważać proton i neutron za dwa stany jednej i tej samej cząstki — nukleonu. Z tego punktu widzenia można wprowadzić zmienną τ_3 , opisującą stan nukleonu, która przyjmuje dwie wartości: + 1 dla neutronu i — 1 dla protonu. Zmienna ta ma więc własność zmiennej spinowej i stąd jej nazwa — spin izotopowy.

Ponieważ teraz funkcja nukleonu będzie zależeć oprócz współrzędnych przestrzennych i spinowych również od zmiennej ładunkowej τ_3 , to współrzędnej tej będzie odpowiadać operator $\hat{\tau}_3$ działający na funkcje nukleonu, w wyniku czego otrzymamy albo funkcję neutronu, albo protonu. Operator ten ma więc postać macierzy Pauliego:

$$\hat{\tau}_3 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}$$

Wprowadzając pozostałe dwie macierze Pauliego

$$\hat{\tau}_1 = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix} \quad \hat{\tau}_2 = \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix}$$

można za ich pomocą zbudować operatory przejść ze stanu neutronowego do stanu protonowego i odwrotnie oraz operator przestawienia współrzędnych ładunkowych dwóch nukleonów.

Analogia między zwykłym spinem i spinem izotopowym pozwala wykorzystać aparat matematyczny opracowany dla spinu zwykłego.

(Szczegółowe przedstawienie spinu izotopowego patrz na przykład Zelcer, У.Ф.Н. 53, zes. 4, 1954).

5. Propagator mezonowy A_F i propagator nukleonowy S_F nazywają się również funkcjami Greena i opisują w obrazie korpuskularnym rozchodzenie się w przestrzeni i zmiany w czasie pola kwantowego. Te osobli-

we funkcje kauzalne, wprowadzone przez Stückelberga i Feynmana, określają oddziaływanie przenoszone przez dane pole, z uwzględnieniem retardacji.

6. Długość rozproszeniowa (po angielsku *scattering length*) jest to taka wartość r , dla której radialna funkcja falowa układu (na przykład deuteronu) przyjmuje pierwszą wartość zerową. Między długością rozproszeniową i przekrojem czynnym na rozproszenie istnieje pewien związek.

7. W artykule przyjęto jednostki $c = \hbar = 1$; μ oznacza masę mezonu π , M — masę nukleonu. Występujące w równaniach 7, 9, 10, 14, 19 funkcje K_0 , K_1 są funkcjami Hankla.

Przekład i uzupełnienia
K. Majewski

Literatura

- Blatt and Kalos, Phys. Rev. 94, 602 (1954)
Ronnevay, 238, 1641 (1954)
Dancoff, Phys. Rev. 78, 382 (1950)
Deser, Phys. Rev. 92, 1542 (1953)
Dyson, Phys. Rev. 75, 486 i 1736 (1949)
Feynman, Phys. Rev. 76, 769 (1949)
Goldfarb and Feldman, Phys. Rev. 88, 1099 (1952)
Kemmer, Proc. Camb. Phil. Soc. 34, 354 (1938)
Klein, Phys. Rev. 90, 1101 i 92, 1017 (1953)
Lévy, Phys. Rev. 88, 725 (1952)
Martin and Verlet, (komunikat prywatny)
Matthews, Phil. Mag 41, 185 (1950)
Noyes and Camnitz, Phys. Rev. 88, 1206 (1952)
Salam, Phys. Rev. 82, 217 i 84, 426 (1951)
Salpeter and Bethe, Phys. Rev. 84, 1232 (1951)
Schwinger, Phys. Rev. 76, 790 (1949)
Tamm, J. Phys. USSR 9, 449 (1945) .
Tomonaga, Prog. Theor. Phys.
Van Hove, Phys. Rev. 75, 1519 (1949)
Villars, Phys. Rev. 86, 476 (1952)
Wentzel, Helv. Phys. Acta 15, 111 (1942)
Wick, Proc. Third Rochester Conference, Interscience, New York, (1953)

S. FRISZ, A. TIMORIEWA, KURS FIZYKI T. I, Państwowe Wydawnictwo Naukowe, Warszawa 1955

Na półkach księgarskich ukazał się niedawno polski przekład I tomu doskonałego trzytomowego podręcznika radzieckiego „Kurs fizyki“ S. Frisza i A. Timoriewej. Tytuł oryginału brzmi nieco inaczej, mianowicie „Kurs fizyki ogólnej“. Może lepiej byłoby brzmienie to zachować, gdyż bardziej precyzuje ono charakter podręcznika.

Przetłumaczony tom obejmuje wstęp (fizyka, jej przedmiot i związek z innymi naukami i techniką; prawa fizyczne, jednostki miar wielkości fizycznych), następnie w cz. I mamy fizyczne podstawy mechaniki *, w cz. II — fizykę cząsteczkową oraz w cz. III — drgania i fale. Tom drugi zawiera omówienie zjawisk elektrycznych i elektromagnetycznych, a trzeci — optykę oraz fizykę atomową, która z kolei obejmuje budowę atomu i drobiny, mechanikę kwantową oraz naturalne i sztuczne przemiany jąder atomowych. Tom trzeci jest najobszerniejszy i w przeważającej części poświęcony zagadnieniom fizyki współczesnej. Tomy pierwszy i drugi stanowią jakby przygotowanie do rozpatrywania powyższych zagadnień. Tym tłumaczy się sposób opracowania tych tomów, w których autorzy ograniczają się do zwięzłego podania rzeczy najistotniejszych. Przy każdej sposobności podkreślają oni ograniczoną stosowność pojęć fizyki klasycznej, a przede wszystkim mechaniki, stopniowo przygotowując czytelnika do sposobu ujęcia zagadnień fizyki współczesnej. Jest to bardzo charakterystyczna cecha omawianego podręcznika. Podkreślamy ją, gdyż bywa ona niestety zupełnie niedoceniana lub uwzględniana w stopniu niedostatecznym w wykładach fizyki, szczególnie na naszych politechnikach. Dla przykładu przytoczymy, że już we wstępie do I tomu na str. 13 autorzy podają, że „prawa fizyczne, wyrażające w formie matematycznej ilościowe zależności pomiędzy wielkościami fizycznymi, nie są bezwzględnie dokładne, dokładność ich zawsze odpowiada współczesnemu poziomowi rozwoju nauki i techniki“. Podkreślenie tego faktu wydaje się recenzentom bardzo ważne, specjalnie dla terenu naszych wyższych szkół technicznych, gdzie często występują próby zbytnej matematyzacji fizyki i techniki. W § 4 autorzy wspominają, że mechanika klasyczna dotyczy tylko ciał makroskopowych, poruszających się z prędkościami małymi w stosunku do prędkości światła, a w § 29 omawiają i popierają przykładami przeliczeniowymi niektóre konsekwencje teorii względności (nowe ujęcie prawa dodawania prędkości, zmienność masy z prędkością, powiązanie energii i masy), wykorzystując to do wskazania granic stosowności mechaniki klasycznej (teoria względności jest omawiana szerzej w tomie trzecim). W dalszym ciągu wspomnianego paragrafu poruszono ograniczenia stosowności pojęć mechaniki klasycznej związane z wymiarami ciał, a wynikające z zasady nieoznaczoności Heisenberga.

* Zdaniem recenzentów tytuł ten byłby bardziej uzasadnionym w podręczniku mechaniki technicznej. Tutaj lepiej odpowiadałby termin po prostu podstawy mechaniki — mechanika jest przecież działem fizyki.

W części I omawianego tomu zwraca uwagę sposób przedstawienia zasad dynamiki Newtona. Sprawa ta, jak w ogóle interpretacja podstawowych założeń mechaniki klasycznej, wywoływała w ZSRR liczne dyskusje. Słuszne wydaje się omawianie zasad dynamiki w kolejności ich numeracji i wprowadzenie układu inercyjnego od razu przy pierwszej zasadzie. Jasne i trafne są zdaniem recenzentów określenie siły i masy (§ 14). Podkreślić jeszcze warto wprowadzenie pojęcia pola grawitacyjnego, z zaznaczeniem, że stanowi ono szczególną postać materii (§ 30), przystępne wyjaśnienie pojęcia siły Coriolisa (§ 23) oraz masy bezwładnej i ciężkiej (§ 31). Bardzo pouczający i pożyteczny ze względu na zagadnienia rozpatrywane w tomie trzecim jest omówiony w § 27 przebieg zmian energii potencjalnej ciała ześlizgującego się z góry o danym profilu oraz ruch ciała przymocowanego do sprężyny z podanym wykresem jego energii potencjalnej jako funkcji przesunięcia. Również ważne znaczenie ma omówienie przemian energii i wprowadzenie parametrów dla określenia stanu równowagi układu ciał (§ 25). Przykładów takich, które ilustrują stopniowe przygotowywanie czytelnika do łatwiejszego opanowania zagadnień fizyki współczesnej, można by przytoczyć bardzo wiele.

Warto tu mimochodem zaznaczyć, że uważne przestudiowanie omawianej części podręcznika wskazuje na niesłuszność spotykanych jeszcze u nas niestety tendencji usunięcia z wykładów fizyki ogólnej w wyższych szkołach technicznych mechaniki oraz niektórych innych działów, jak na przykład termodynamiki, i przerwania ich do wykładów odpowiednich przedmiotów zawodowych (mechanika techniczna, termodynamika techniczna itp.). Takie rozwiązanie sprawy wykładów fizyki jest dydaktycznie szkodliwe i może prowadzić w konsekwencji do poważnych nieporozumień*. Wszystkie bardzo treściwie ujęte zagadnienia zawarte w podstawach mechaniki powinny być poruszane przez fizyka w ramach wykładów fizyki i stanowić podłoże dla wykładów mechaniki technicznej.

II część recenzowanego tomu poświęcona jest zagadnieniom fizyki cząsteczkowej. Są tu rozpatrzone prawa gazów (rozdz. VII), podstawy termodynamiki (rozdz. VIII), zjawiska cząsteczkowe w cieczech (rozdz. IX) oraz ciała stałe (rozdz. X). Wreszcie w III części pierwszego tomu są omówione: ruch drgający (rozdz. XI), fale (rozdz. XII) i drgania akustyczne (rozdz. XIII). I te części podręcznika są bardzo jasno i trafnie opracowane, przy czym autorzy, podobnie jak poprzednio, ograniczyli się do rzeczy najistotniejszych, uwzględniając nowoczesne podejście do nich i nowoczesne poglądy.

Omawiany podręcznik przeznaczony jest dla słuchaczy fizycznych i fizyko-technicznych wydziałów uniwersytetów radzieckich. Sposób ujęcia i przedstawiania materiałów wskazuje wyraźnie, że autorzy postulują gruntowne przygotowanie czytelników z fizyki w zakresie szkoły średniej. Tylko w tym przypadku mogli się oni ograniczyć do precyzowania pojęć fizycznych (siła, masa, ciepło właściwe, ciepło molowe, potencjał, energia itp.), pomijając szczegółowe omawianie odpowiednich doświadczeń. Wspomniane założenie pozwala też autorom pominąć szereg działów, jak na przykład statykę, hydrostatykę i kalorymetrię. W naszych warunkach młodzież wstępująca na uczelnie wyższe wykazuje na ogół znaczne braki w szkolnych wiadomościach z fizyki. Recenzowany podręcznik jest więc dla niej za trudny; może pomógłby tu w pewnej mierze dodanie w formie odnośników czy przypisów pewnych uzupełnień tłumaczy lub redaktora.

Rachunek różniczkowy i całkowy jest wprowadzony do podręcznika w stopniu umiarkowanym. W pierwszych rozdziałach pochodne zastąpiono obliczeniem wartości średnich i przejściem do granicy. Wobec tego z podręcznika mogą korzystać już stu-

* Por. Ma je w s k i, Refleksje fizyka, *Życie Szkoły Wyższej* nr 6. s. 34., (1955).

denci I roku studiów. Na marginesie warto wspomnieć, iż spotykany często w naszych wyższych szkołach technicznych pogląd, że wykłady fizyki powinny rozpoczynać się na II roku studiów, gdy studenci zdobędą już szersze wiadomości z matematyki, nie jest uzasadniony. W wykładach fizyki matematyka odgrywa rolę czysto pomocniczą, a nie istotną. Wobec tego zaś, że technika jest *de facto* jedynie fizyką stosowaną oraz że podstawą każdej gałęzi techniki* jest fizyka, więc przy racjonalnym kształceniu kadr inżynierskich student od początku swych studiów powinien uzyskiwać wiadomości z fizyki, stanowiące podłoże każdego przedmiotu technicznego.

Udostępnienie podręcznika Frisza i Timoriewej naszym kołom pedagogicznym i młodzieży należy uważać za bardzo pożyteczne. Poznanie radzieckich metod przekazywania wiedzy fizycznej studentom, metod opartych na długoletnim doświadczeniu pedagoga, i porównanie ich z metodami stosowanymi u nas powinno w walnie przyczynić się do wprowadzenia racjonalnych zmian w dotychczasowym sposobie wykładania fizyki oraz do rozszerzenia zakresu wykładów fizyki na naszych politechnikach**.

Strona graficzna podręcznika jest bardzo dobra, może nawet w porównaniu z innymi wydawanymi przez PWN podręcznikami za luksusowa. Szereg zastrzeżeń wzbudza tłumaczenie; daje się wyraźnie odczuwać brak jednolitej korekty stylistycznej. Miejscami tłumaczenie jest nazbyt dosłowne i w efekcie nie odpowiada duchowi języka polskiego, co utrudnia zrozumienie wykładu. Niedobrze brzmi powiedzenie: „równanie, w którym kładziemy $a = 0$ ” (str. 90), a razi na przykład zdanie, jedno z licznych tego typu: „ $\Delta x, \Delta y, \Delta z$ są rzutami przesunięcia Δs , na osi współrzędnych” (str. 88) — chyba na osie! Niefortunne jest wyrażenie: „Wielkości odznaczające się nie tylko wartością liczbową” (str. 33) — w oryginale czytamy *характеризующие*. To samo można powiedzieć o „następstwach“ I zasady Newtona (str. 52), czy „następstwach“ teorii względności (str. 110). Często spotyka się „jaki“ zamiast „który“ (np. str. 119), a zamiast „ośrodek“ lepiej używać przyjętego ostatnio „środowiska“. W erracie nie uwzględniono wielu pomyłek drukarskich, co prawda mniejszej wagi. Na str. 481 dowiadujemy się, że „Przy projektowaniu audytoriów, sal koncertowych, teatrów należy liczyć się z możliwością wielokrotnego odbijania się fal ultradźwiękowych od ścian, sufitu itd.“.

W. i M. Majewscy

A. J. ACHIEZER I W. B. BERESTECKI, KWANTOWAJA ELEKTRODYNAMIKA, Moskwa 1953, str. 428

Nowoczesny etap rozwoju elektrodynamiki kwantowej związany jest z jej sformułowaniem współzmienniczym relatywistycznie, podanym przez Tomonagę w 1946 r. Wiedzano już przedtem, od czasu prac Heisenberga i Pauliego z 1929 r., że elektrodynamika kwantowa jest teorią *implicite* współzmienniczą ale postać jawnie współzmienniczą nadał jej dopiero Tomonaga w 1947 r. Sformułowanie współzmiennicze relatywistycznie posłużyło Schwingerowi w 1948 r. do ustalenia jednoznacznego postępowania, pozwalającego wydzielać z występujących w teorii rozbieżnych całek części skończonych, dających się interpretować fizycznie. Części te

* Bardzo często używane w naszych politechnikach takie nazwy przedmiotów zawodowych, jak podstawy elektrotechniki, podstawy termodynamiki technicznej, podstawy telekomunikacji, podstawy elektroniki, nie oznaczają wbrew przyjętej wśród techników interpretacji nic innego, niż odpowiednie działy fizyki.

** Por. artykuły prof. A. Sołtana i W. Majewskiego w *Życiu Szkoły Wyższej* (nr. 6 z r. 1955).

prowadzą do tzw. poprawek promienistych, pochodzących fizycznie od oddziaływania elektronów i fotonów odpowiednio z próżnią fotonową i elektronową. Poprzednio rozbieżne wyrażenia po prostu odrzucano (jak na przykład w metodzie Heitlera) sądząc, że nie mają one znaczenia fizycznego. Jednoznaczne wydzielenie z całek rozbieżnych części skończonych pozwoliło obliczyć z ogromną dokładnością obserwowane doświadczalnie przesunięcie poziomów elektronowych w atomach (w wodorce: Lamb i Retherford w 1947 r.) i anomalny moment magnetyczny elektronu. W 1949 r. podał Feynman wygodną rachunkowo, współzmienniczą metodę obliczania procesów rozproszeniowych w elektrodynamice kwantowej, która wydawała się nie opierać na sformułowaniu Tomonagi-Schwingera. Jednakże w tym samym jeszcze roku Dyson wyprowadził metodę feynmanowską ze sformułowania Tomonagi-Schwingera. Wyrażenia występujące w metodzie Feynmana okazały się wyrazami tzw. macierzy S , otrzymanej ze sformułowania Tomonagi-Schwingera, napisanymi w 4-wymiarowej reprezentacji pędowej bądź położeniowej. Dyson pokazał jednocześnie, że dla procesów rozproszeniowych wszystkich rzędów (które są opisywane przez macierz S) można wydzielić w sposób jednoznaczny z całek rozbieżnych części skończone mające znaczenie fizyczne, zaś pozostałe części rozbieżne włączyć addytywnie do masy elektronu i multiplikatywnie do jego ładunku. Utożsamiając następnie „zrenormalizowane” w ten sposób masę i ładunek z eksperymentalnymi masą i ładunkiem elektronu usunął Dyson w zasadzie wszystkie rozbieżności z poszczególnych wyrazów macierzy S w elektrodynamice kwantowej. W 1950 r. Wick nadał postępowaniu Dysona formę algorytmu wygodnego do praktycznych rachunków. Po 1950 r. podejmował Dyson próby dowodu zbieżności macierzy S jako całości, tzn. jako szeregu potęgowego względem stałej sprzężenia (renormalizacja uzbieżniała poszczególne wyrazy macierzy S). Badania te nie dały jednak definitywnych rezultatów.

Książka A. J. Achiezera i W. B. Beresteckiego pt. „Kwantowa elektrodynamika”, wydana w Moskwie w 1953 r., jest, o ile mi wiadomo, pierwszą w literaturze światowej monografią, przedstawiającą w sposób systematyczny nowoczesne współzmiennicze sformułowanie elektrodynamiki kwantowej oraz oparte na nim rachunki dla najważniejszych zjawisk elektronowych i fotonowych, opisywanych przez kolejne wyrazy macierzy S . W przypisach do książki naszkicowane są ogólna teoria pól kwantowych oraz teoria stanów związanych w elektrodynamice kwantowej. Należy podkreślić, że napisanie tej monografii wymagało od autorów ogromnego nakładu pracy, m. in. przeliczenia metodą współzmienniczą wielu procesów, dla których rachunki podane w literaturze były wykonane metodą nierelatywistyczną. W rachunkach tych, jak wynika z przedmowy do książki, pomagało autorom kilku współpracowników. Mimo bardzo obszernego materiału, zebranego przez autorów, udało się im dzięki wielkiemu nakładowi pracy uzyskać w dużym stopniu zwięzłość i jednolitość wykładu. Pewne braki pod tym względem można dostrzec w paragrafach poświęconym usuwaniu rozbieżności z macierzy S . Braki te są jednak związane ze stanem samego zagadnienia w literaturze naukowej.

Pierwsze dwa rozdziały książki Achiezera i Beresteckiego mają charakter wstępu i poświęcone są mechanice kwantowej fotonu i elektronu. Pierwszy z nich opiera się głównie na pracy Landaua i Peierlsa o konfiguracyjnym przedstawieniu fotonów, drugi zawiera cenny wykład teorii elektronu Diraca. Trzeci i czwarty rozdział przedstawiają współzmiennicze sformułowanie elektrodynamiki kwantowej i obliczenie z niego macierzy S . Piąty rozdział zawiera systematyczny wywód metody Feynmana, w oparciu o macierz S , otrzymaną w poprzednim rozdziale. Wywód ten posługuje się algorytmem Wicka. Następnie w rozdziale tym dyskutowane jest systematycznie zagadnienie separacji rozbieżności z macierzy S i ich usuwanie

za pomocą renormalizacji masy i ładunku. Krótkie uwagi poświęcone są regularyzacji przy pomocy kompensacji realistycznej. Rozdział ten przygotowuje czytelnika do szczegółowych rachunków, które są przedstawione w trzech ostatnich rozdziałach książki. A mianowicie: rozdziały szósty i siódmy zawierają rachunki najważniejszych efektów należących do tzw. teorii promieniowania, rozdział ósmy dotyczy poprawek promienistych. Przypis pierwszy zawiera cenny szkic ogólnej teorii pól kwantowych, przypis drugi dotyczy równań dla stanów związanych, wreszcie w przypisie trzecim zebrane są pewne uzupełnienia matematyczne.

Konkludując trzeba stwierdzić, że monografia Achiezera i Beresteckiego stanowi niezwykle cenny wkład do światowej literatury podręcznikowej, poświęconej elektrodynamice kwantowej, za który należy się autorom wdzięczność zainteresowanych tą dziedziną czytelników. Należałoby sprawić, aby książka ta w większej niż dotychczas liczbie egzemplarzy dotarła do rąk polskich czytelników.

W. Królikowski

Z E Z J A Z D Ó W I K O N F E R E N C J I

I KONFERENCJA OPTYKI ATOMOWEJ I MOLEKULARNEJ

W dniach 21 — 24 września 1955 r. odbyła się w Toruniu zorganizowana przez Instytut Fizyki PAN pierwsza po wojnie Konferencja Optyki Atomowej i Molekularnej. W skład komitetu organizacyjnego weszli: prof. dr A. Jabłoński jako przewodniczący oraz prof. dr H. Niewodniczański i prof. T. Skaliński. W konferencji wzięło udział około 80 uczestników ze wszystkich ośrodków badawczych w Polsce. Obrady toczyły się w gmachu Collegium Physicum Uniwersytetu Mikołaja Kopernika.

Celem Konferencji było dokonanie syntetycznego przeglądu tych zagadnień optycznych, które są przedmiotem badań w naszych pracowniach, oraz przedyskutowanie dróg dalszego ich rozwoju.

Obrady Konferencji podzielone zostały w ten sposób, że dwa posiedzenia (środa 21 przed południem i czwartek 22 przed południem) poświęcono omówieniu zagadnień dotyczących widm atomowych, dwa posiedzenia (czwartek 22 po południu i piątek 23 przed południem) — zagadnieniom luminescencji w fazie skondensowanej i badaniom ramanowskim. Jedno posiedzenie (sobota 24 przed południem) podzielone było pomiędzy zagadnienia magnetoptyki i mechanizmu świecenia fosforów krystalicznych. Dwa popołudnia wreszcie (środa 21 i piątek 23) poświęcono na wysłuchanie i przedyskutowanie 29 komunikatów z prac własnych.

W uroczystym otwarciu Konferencji wzięli udział oprócz uczestników liczni przedstawiciele toruńskiego świata naukowego. Otwarcia dokonał przewodniczący komitetu organizacyjnego prof. dr A. Jabłoński. Witając przybyłych uczestników i gości przypomniał on, że myśl zwołania Konferencji Optycznej rzucona była już przed trzema laty przez prof. dra S. Pięńkowskiego. Jego przedwczesna śmierć opóźniła zwołanie konferencji, która obecnie dzięki staraniom Instytutu Fizyki PAN została urzeczywistniona. Kończąc swe przemówienie prof. Jabłoński zwrócił się w imieniu komitetu organizacyjnego do prof. dra W. Rubinowicza, czł. rzecz. PAN, z prośbą o objęcie przewodnictwa Konferencji.

Następnie przybyłych na Konferencję witali: w imieniu POP PZPR w UMK kand. n. J. Matawowski, w imieniu rektora UMK i równocześnie w imieniu Towarzystwa Naukowego w Toruniu — rektor prof. dr W. Dziewulski, w imieniu Wydz. III tegoż Towarzystwa — prof. dr

Jan Pr ü f f e r, w imieniu Oddziału Pomorskiego Polskiego Towarzystwa Chemicznego — prof. dr W. Z a c h a r e w i c z i wreszcie w imieniu Oddziału Toruńskiego Polskiego Towarzystwa Fizycznego — prof. dr W. H a n u s o w a.

Po powitaniach zabrał głos dyrektor Instytutu Fizyki PAN prof. dr L. S o s n o w s k i, który w krótkim przemówieniu scharakteryzował rolę badań optycznych w ogólnym rozwoju fizyki w naszym kraju. Wybór Torunia jako miejsca Konferencji miał na celu m. in. podkreślenie ważnej roli, jaką ten ośrodek odgrywa w rozwoju optyki molekularnej w Polsce. Omawiając dalszy rozwój tego działu fizyki mówca wyraził pogląd, że badania optyczne w naszym kraju winny być nadal rozwijane, a również te badania, które są prowadzone w ramach działalności Instytutu Fizyki PAN, należy rozszerzyć. W związku z następującą obecnie reorganizacją Instytutu Fizyki, spowodowaną odejściem zakładów o tematyce badań z zakresu fizyki jądrowej do nowoutworzonego Instytutu Badań Jądrowych, wysuwają się nowe, realne możliwości przeprowadzenia tych zamierzeń.

Na zakończenie prof. S o s n o w s k i wyraził podziękowanie komitetowi organizacyjnemu za trud włożony w przygotowanie Konferencji oraz gospodarzom — za czynny współudział w pracach organizacyjnych.

Część roboczą konferencji rozpoczął referat prof. dra H. N i e w o d n i c z a ń s k i e g o, czł. kor. PAN, który omówiwszy trudności, w jakich znalazły się po wojnie pracownie optyczne, przedstawił rozwój problematyki dotyczącej badania widm atomowych w Polsce. Badania te prowadzone są głównie w ośrodku krakowskim i rozwijają się w trzech następujących kierunkach. Pierwszy z nich dotyczy stosunków natężeń w multipletach. Badania wykazały, że ogromne znaczenie dla powtarzalności wyników i ich zgodności z przewidywaniami teoretycznymi ma sposób wzbudzania widma. Stwierdzono, że najlepsze wyniki daje wzbudzanie w opracowanym w Krakowie modelu lampy Schülera. Jednakże, jak to wynika z badań różnych autorów, nawet w takich warunkach otrzymuje się cały szereg wyników niezgodnych z teorią, przede wszystkim dla pierwiastków leżących poza pierwszą i drugą kolumną układu periodycznego. Wydaje się więc, że w tych przypadkach teoria jest niezadowolająca i winny być podjęte prace w kierunku dalszego jej rozwoju. Równocześnie konieczne jest systematyczne powiększanie naszych wiadomości doświadczalnych w tym zakresie. Nie można również przemilczeć znaczenia dla praktyki analitycznej wpływu sposobu wzbudzania na stosunki natężeń. W zakresie prac przygotowawczych do badań nadsubtelnego rozszczepienia i przesunięcia izotopowego linii widmowych zbudowano aparat do napyłania warstw półprzezroczystych na płytki interferometrów Fabry-Perot, opracowano metodykę napyłania i we własnym zakresie przygotowano etalony do badań. Trzecim kierunkiem badań jest zagadnienie emisji linii wzbronionych.

Pewne prace z zakresu widm atomowych prowadzone są również w Toruniu i w Warszawie. Prace prowadzone w Toruniu dotyczą wyjaśnienia mechanizmu tzw. fluorescencyjnej emisji linii rezonansowych przy większych ciśnieniach (na drodze badań polaryzacyjnych). Ośrodek warszawski podjął obecnie badania nad ciśnieniowym rozszerzeniem linii widmowych. Przewiduje się tam rozszerzenie badań w tym kierunku i nadanie im charakteru systematycznego.

W referacie o stosunku natężeń w multipletach linii widmowych mgr D. K u n i s z ó w n a po krótkim wstępie teoretycznym i omówieniu metodyki fotograficznych pomiarów natężeniowych przedstawiła niezwykle interesujące, wykonane przez siebie, zestawienie dotyczące zgodności danych doświadczalnych z regułami teoretycznymi. Wyniki doświadczalne dla różnych pierwiastków, zebrane sponad 200 prac w tablicy o formie układu periodycznego, pozwalają na stwierdzenie wyraźnych prawidłowości w zgodnościach i odstępstwach od oczekiwań teoretycznych.

Zagadnienie przesunięcia izotopowego linii widmowych zostało omówione w referacie mgra F. L e s i a, który rozpatrzył efekt wywołany bezpośrednio różnicami w masach izotopów dla pierwiastków lekkich, efekty wpływu masy i objętości jądra dla pierwiastków o średnich masach atomowych i wreszcie wpływ efektu objętościowego dla pierwiastków ciężkich.

Popołudniowe posiedzenie śródowne rozpoczęło się referatem prof. dra W. R u b i n o w i c z a, który mówił o własnych rozważaniach na temat struktury multipoli elektromagnetycznych. Przedstawił on, w jaki sposób przez składanie multipoli niższych rzędów można otrzymać multipole rzędów wyższych, na przykład z dwóch dipoli elektrycznych — kwadrupol elektryczny lub dipol magnetyczny.

Środowy wieczór wypełniła herbatka zapoznawcza. Wzięli w niej udział, oprócz uczestników konferencji, liczni naukowcy z Torunia (matematycy, fizycy i chemicy, a również i młodzi studenci fizyki UMK). Dzięki serdecznej atmosferze, jaką stworzyły panie, które pod przewodnictwem profesorowej Jabłońskiej wzięły na siebie trud zorganizowania tej herbatki, wieczór upłynął w bardzo miłym nastroju.

Czwartkowe posiedzenie przedpołudniowe wypełniły trzy referaty. Pierwszym z nich był referat prof. T. S k a l i Ń s k i e g o o rozszerzeniu



Prof. Wojciech Rubinowicz

ciśnieniowym linii widmowych. Referat zawierał przegląd teorii rozszerzenia ciśnieniowego linii widmowych od klasycznych teorii Lorentza - Lenza - Weisskopfa przez statystyczne teorie Kuhna i Margenaua aż do opartej na podstawach kwantowo-mechanicznych teorii Jabłońskiego.

Duże zainteresowanie wywołał referat prof. k. n. K. Antonowicza o doświadczalnych metodach liczenia funkcji własnych. W referacie omówiony został rozwój urządzeń do wykonywania różnych zadań matematycznych od pierwszych, nie zrealizowanych pomysłów Kelvina aż do nowoczesnych maszyn mechanicznych i elektrycznych.



Prof. Tadeusz Skaliński

Ostatnim tego popołudnia był referat prof. dra H. Niewodniczańskiego, który omówił piękne osiągnięcia w pracach nad konstrukcją przyrządów optycznych i pomocniczych w Zakładzie Fizyki Doświadczalnej Uniwersytetu Jagiellońskiego.

Posiedzenie popołudniowe we czwartek 22. rozpoczęło się od referatu prof. dra A. Jabłońskiego. Referat ten stanowił przegląd zagadnień związanych z fotoluminescencją roztworów na tle polskich badań w tej dziedzinie.

Pierwszą grupę zagadnień stanowią tu badania widma fotoluminescencji. Problemem otwartym jest na przykład teoretyczne obliczenie rozkładu natężeń w widmie fluorescencji w oparciu o kwantowomechaniczne sformułowanie zasady Francka-Condona przy różnych założeniach co do przebiegu krzywych potencjalnych. Interesującą grupę zagadnień stanowi występowanie pasm fluorescencji długotrwałej w roztworach o bardzo dużej lepkości (roztworach szklistych lub adsorbatach). Przypuszcza się, że przejścia odpowiedzialne za tę fluorescencję zachodzą z poziomów metatrwałych. Interesujące jest zarówno badanie samych widm tej fluorescencji długotrwałej (rozpoczęte np. w Warszawie przez Adamskiego), jak też w szczególności zbadanie możliwości wykrycia w podczerwieni absorpcji odpowiadającej przejściom ze stanu metatrwałego do fluorescencyjnego (badania prowadzi w Warszawie asp. mgr Czarnicki). Specjalną grupę zagadnień stanowi związek widm z chemiczną budową drobin (Małkowski i współpracownicy).

Pierwszą grupę zagadnień stanowią tu badania widma fotoluminescencji. Problemem otwartym jest na przykład teoretyczne obliczenie rozkładu natężeń w widmie fluorescencji w oparciu o kwantowomechaniczne sformułowanie zasady Francka-Condona przy różnych założeniach co do przebiegu krzywych potencjalnych. Interesującą grupę zagadnień stanowi występowanie pasm fluorescencji długotrwałej w roztworach o bardzo dużej lepkości (roztworach szklistych lub adsorbatach). Przypuszcza się, że przejścia odpowiedzialne za tę fluorescencję zachodzą z poziomów metatrwałych. Interesujące jest zarówno badanie samych widm tej fluorescencji długotrwałej (rozpoczęte np. w Warszawie przez Adamskiego), jak też w szczególności zbadanie możliwości wykrycia w podczerwieni absorpcji odpowiadającej przejściom ze stanu metatrwałego do fluorescencyjnego (badania prowadzi w Warszawie asp. mgr Czarnicki). Specjalną grupę zagadnień stanowi związek widm z chemiczną budową drobin (Małkowski i współpracownicy).

Drugą grupę problemów stanowi badanie wydajności i wygaszania. Należy do niej m. in. zagadnienie wygaszania wewnętrznej fluorescencji (np. zależność wygaszania od temperatury, badana przez mgra R o s i ń s k i e g o). Dalszymi problemami są: wydajność fluorescencji przy wzbudzeniu antistokesowskim i zewnętrzne wygaszanie. Niską wydajność przy wzbudzeniu w dziedzinie antistokesowskiej przypisuje J a b ł o ń s k i przeważającej w tym obszarze absorpcji przez nieluminezujące asocjaty. Badania w tym kierunku są prowadzone w Toruniu przez D. F r a c k o w i a k o w ą, B. N o w a k a i innych. Teoria wygaszania zewnętrznego w ośrodkach skondensowanych, oparta na analogii do teorii rozwiniętych dla fazy gazowej, nie prowadzi do wyników zadowalających. Nowa teoria wygaszania, ogłoszona przez J a b ł o ń s k i e g o, czeka na doświadczalne sprawdzenie.

Trzecią grupę stanowią badania polaryzacji fotoluminescencji. Interesujące są związki pomiędzy wartościami polaryzacji podstawowej światła fotoluminescencji i modelami oscylatorów, którym przypisujemy emisję światła. Spośród czynników depolaryzujących można wymienić drgania torsyjne drobin. Próby wykrycia wpływu temperatury na tę depolaryzację prowadzi w Toruniu mgr J. G r z y w a c z.

Analiza wpływu ruchów Browna na depolaryzację światła fluorescencji doprowadziła J a b ł o ń s k i e g o do sformułowania praw gaśnięcia oddzielnych składowych spolaryzowanych. Jednakże metody fluorometryczne do dziś nie pozwalają na zbadanie praw gaśnięcia dla oddzielnych składowych i jedynie można było doświadczalnie znaleźć zależność stosunku czasów świecenia różnych składowych od stopnia polaryzacji światła fluorescencji roztworu. Przy uwzględnieniu wpływu możliwości migracji energii wzbudzenia między drobinami — prawa gaśnięcia dla różnych grup drobin stają się jeszcze bardziej złożone i mogą odchyłać się od wykładniczego. Sprawdzenie tych teoretycznych wniosków wymaga prześledzenia gaśnięcia (a nie tylko znalezienia średniego czasu życia). Nasuwa to ogromne trudności doświadczalne i jest obecnie możliwe jedynie dla świeceń długotrwałych (dla roztworów żelatynowych badania prowadzi w Toruniu asp. mgr F r a c k o w i a k).



Prof. Aleksander Jabłoński

Uzupełnieniem referatu prof. dra A. Jabłońskiego był referat mgra R. Mierzeckiego i mgra A. Tramera, omawiający badania ramanowskie w Polsce. Głównym kierunkiem, w którym rozwijają się u nas te badania, to analiza oddziaływań międzydrobinowych na podstawie widm ramanowskich (Mierzecki i Tramer w Inst. Fizyki PAN i Kęcki w Zakładzie Elektrochemii i Korozji UW). Sporadyczne prace prowadzono dla ustalenia struktury nowosyntetyzowanych związków. Jedną tylko pracą dotyczy samego mechanizmu rozpraszania ramanowskiego (Moszyńska w IFDOW). W dalszym rozwoju prac ramanowskich jest konieczne rozszerzenie i ulepszenie metod badawczych, zarówno przez wprowadzenie pomiarów polaryzacyjnych, jak i przez uzupełnianie badań ramanowskich badaniami w podczerwieni. Ważnym jest również rozwinięcie zastosowań chemicznych badań ramanowskich przez zacieśnienie współpracy z zakładami chemicznymi.

W referacie na temat „Zagadnienia wydajności fluorescencji przy wzbudzeniu antistokesowskim“ mgr D. Frąckowiakowa dała przegląd metod pomiaru wydajności fluorescencji oraz różnych poglądów na wytłumaczenie spadku wydajności przy wzbudzeniu w dziedzinie antistokesowskiej.

Ranne posiedzenie piątkowe (dn. 23) otworzył referat mgra M. Frąckowiaka o prawach gaśnięcia fotoluminescencji roztworów. Referent omówił w nim, jak począwszy od czysto wykładniczego prawa gaśnięcia, słusznego dla promieniowania spontanicznego drobin niezakłóconej, rozwijano teorię gaśnięcia przez analizę uwzględniającą różne typy mechanizmu powrotu drobin wzbudzonej do stanu podstawowego. Przedstawiono w referacie, jak uwzględnione zostały przez Jabłońskiego w dalszym rozwoju teorii wpływy ruchu termicznego, migracji energii wzbudzenia między drobinami itd.

O wewnętrznym wygaszaniu fluorescencji złożonych drobin organicznych mówił mgr K. Rosiński. Opierając się na schemacie energetycznych poziomów elektronowych cząsteczki, w którym oprócz wzbudzonego poziomu fluorescencyjnego S' występuje jeszcze niżej od niego leżący poziom metatrwały T' , autor rozpatruje różne możliwości utraty energii na drodze przejść bezpromienistych. Jedną z nich jest na przykład przejście do wysokiego poziomu oscylacyjnego elektronowego stanu podstawowego drobin. Układ krzywych potencjalnych wykazuje jednak, że aby mogło to nastąpić, konieczny jest dostatecznie wysoki zasób energii oscylacyjnej w stanie wzbudzonym (energia aktywacji). Wskazuje to m.in. w konsekwencji na zależność wygaszania od temperatury, co zostało potwierdzone

przez doświadczenie. Innym argumentem przemawiającym za tym schematem jest występowanie fluorescencji długotrwałej, o jakiej była już mowa w referacie prof. Jabłońskiego.

O oddziaływaniach międzydrobinowych w mieszaninach w świetle widm ramanowskich mówił mgr Mierzecki w referacie opracowanym wspólnie z mgrem A. Tramerem. W przypadku mieszanin substancji dipolowych w fazie ciekłej obserwuje się rozszerzenia i przesunięcia linii ramanowskich. Szczególnie interesujące są przypadki niezbyt silnych oddziaływań, które prowadzą do powstania nietrwałych kompleksów, np. typu wiązania wodorowego. Spowodowane tym zmiany rozkładu gęstości elektronowej wywołują nie tylko modyfikację oscylacji atomu wiążącego się bezpośrednio z wodorem, lecz (w szczególności w przypadku istnienia wiązań sprzężonych) oddziałują na oscylacje w wiązaniach sąsiednich (dla roztworów pirydyny w różnych rozpuszczalnikach odpowiednie zmiany zaobserwowali m. in. Mierzecki i Tramer). Jest przy tym bardzo interesujące; że o ile oddziaływania van der Waalsowskie przejawiają się zawsze przez przesunięcia linii istniejących, to utworzeniu wiązania wodorowego towarzyszy wystąpienie nowych częstości ramanowskich, których nie było w widmach poszczególnych składników.

Ilościowe wnioski, z pomiarów natężeń linii ramanowskich są mniej pewne, jakkolwiek czynione są próby wyznaczenia stosunku liczby drobin swobodnych do liczby wchodzących w kompleksy na podstawie stosunków natężeniowych.

Przedpołudniowe posiedzenie sobotnie (24) wypełniły dwa referaty. Prof. dr S. Loria mówił o znaczeniu zjawisk magnetoptycznych dla teorii ferromagnetyzmu. Nawiązując do swych artykułów w *Postęпах Fizyki* i referatu wygłoszonego na Konferencji Fizyków w Spale prof. Loria przypomniał o trudnościach, jakie napotkała klasyczna teoria magnetoptyki Voigta, i o podstawowych założeniach teorii kwantowo-mechanicznej Wonsowskiego i Sokółowa. Wskazał on na to, że te nowe teorie wymagają szeregu badań doświadczalnych dla ich sprawdzenia. Z nich szczególnie interesujące wydają się te, które nawiązują bezpośrednio do problemu mikrofizycznej struktury domen oraz ich dyna-



Prof. Stanisław Loria

miki, a więc na przykład metody proszkowe Bittera-Akułowa, badanie magnetoptycznego efektu Kerra i podłużnego efektu Kerra.

Obecni na konferencji współpracownicy prof. Lorii, mgr Kociński, mgr Ratajczak i mgr Fechner, uzupełnili referat przedstawieniem szczegółów doświadczeń wykonanych w Zakładzie Ferromagnetyków i Ferroelektryków IF PAN w Poznaniu.

Na zakończenie mgr A. Wrzesińska mówiła o mechanizmie świecenia fosforów krystalicznych. Omówiła ona elektronowy układ poziomów w fosforze, poziomy centrów świecenia i pułapki elektronowe oraz różne procesy możliwych przejść między nimi. Różnym mechanizmom świecenia fosforów odpowiadają różne prawa zaniku. Zależnie od głębokości pułapek elektrony mogą być z nich przenoszone do pasma przewodnictwa na koszt energii termicznej w różnych temperaturach. Przy ogrzewaniu fosforu

naświetlonego w niskiej temperaturze obserwujemy stopniowe rozbłyski odpowiednio do głębokości pułapek, które możemy wyznaczyć na tej drodze przez analizę tzw. krzywej jarzenia fosforu. Oczywiście jest możliwe, że elektrony przeniesione z pułapek do pasma przewodnictwa mogą zamiast przejścia promienistego z powrotem wrócić do pułapek, co znajduje swój wyraz w modyfikacji prawa gaśnięcia fosforu.

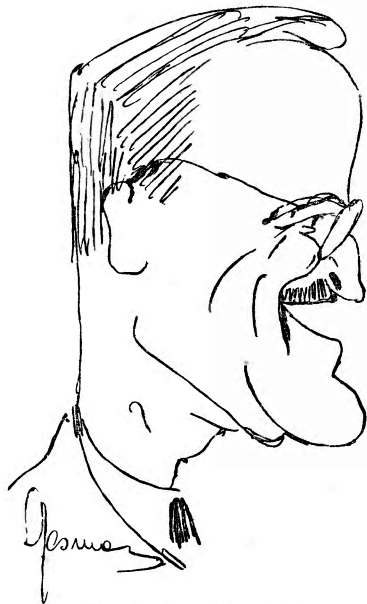
Oprócz omówionych wyżej referatów, których czas trwania wynosił od 60 do 90 minut, wygłoszono na popołudniowych posiedzeniach środowym i piątkowym 29 komunikatów z prac własnych, których streszczenia zamieszczono w końcu niniejszego sprawozdania.

Uzupełnieniem obrad konferencji było zwiedzanie Zakładu Fizyki Doświadczalnej

UMK i szczegółowe zapoznanie się z prowadzonymi tam badaniami. Część uczestników konferencji zwiedziła ponadto Obserwatorium Astronomiczne



Prof. Wiktor Kemula



Prof. Władysław Kapuściński

UMK w Piwnicach pod Toruniem. Szczególne zainteresowanie wzbudziły wśród zwiedzających montowane w Obserwatorium urządzenia do badań radio-astronomicznych.

W sobotę o godz. 12 nastąpiło zamknięcie Konferencji. Omówienia jej wyników dokonał prof. Rubinowicz, a projekt rezolucji, dokonującej z jednej strony oceny prac konferencji i wyników badań na niej przedstawionych, a z drugiej zawierającej wytyczne dotyczące rozwoju badań optycznych w przyszłości, odczytał prof. Skaliński. Rezolucja opracowana została przez prezydium Konferencji. Po ożywionej dyskusji rezolucję przyjęto jednomyślnie. Swe końcowe przemówienie zakończył prof. Rubinowicz słowami skierowanymi do zgromadzonych: „Do zobaczenia na następnej Konferencji Optycznej“.

Re z o l u c j a

uchwalona przez uczestników Pierwszej Konferencji Optycznej
w Toruniu.

Pierwsza Konferencja Optyki Atomowej i Molekularnej, odbyta w Toruniu w dniach 21-24 września, pozwoliła na dokonanie przeglądu obecnego stanu zagadnień tej nauki w jej dziedzinach uprawianych i twórczo rozwijanych w Polsce.

Przegląd ten pozwala na wyrażenie wysoce dodatniej, przewyższającej oczekiwania opinii o dorobku w tej dziedzinie badań, szczególnie w zakresie optyki molekularnej.

Konferencja wykazała, że piękne tradycje badań optycznych, rozwiniętych w naszym kraju w zakresie doświadczalnym przez Pieńkowskiego, Dziewulskiego, Lorie i Patkowskiego, a w zakresie teoretycznym przez Rubinowicza i kontynuowanych później przez Blatona, Jabłońskiego, Kapuścińskiego, Mrozowskiego, Niewodniczańskiego i Szczeniowskiego, są nadal rozwijane, a wielką naszą nadzieję budzi wkład młodej kadry, jej zapał, głębokie zainteresowanie, przejawiające się przede wszystkim w samodzielnym i śmiałym atakowaniu trudnych i różnorodnych problemów, a również i w żywym udziale w dyskusjach ogólnych i rozmowach indywidualnych na tematy prowadzonych prac.

Przebieg Konferencji wykazał, że głównymi kierunkami badań, które winny być nadal kultywowane i rozwijane w naszym kraju, są:

a) w zakresie badań optyki atomowej:

- 1) zagadnienia związane z badaniem szerokości linii widm atomowych,

- 2) zagadnienia stosunków natężeń w multipletach,
 - 3) zagadnienie emisji linii wzbronionych,
 - 4) zagadnienia przesunięć izotopowych i nadsztylnego rozszczepienia linii widmowych;
- b) w zakresie badań optyki molekularnej:
- 1) zagadnienia związane z mechanizmem świecenia i przekazywania energii wzbudzenia przez drobiny w fazie skondensowanej,
 - 2) zagadnienia związków widm optycznych z budową chemiczną drobiny,
 - 3) zagadnienie oddziaływań międzydrobinowych w świetle badań widm ramanowskich i w podczerwieni,
 - 4) zagadnienie mechanizmu rozpraszania ramanowskiego,
 - 5) zagadnienia związane z emisją i pochłanianiem światła przez fosfory krystaliczne i kryształy aktywowane; opracowanie technologii wytwarzania fosforów do różnych celów praktycznych;
 - 6) zagadnienia magneto i elektrooptyczne, i ich związki z teoriami ferromagnetyzmu.

Konferencja wyraźnie wskazała na konieczność rozszerzenia i nadania charakteru systematycznego badaniom teoretycznym w zakresie wszystkich wymienionych wyżej zagadnień.

Zwracano usilną uwagę na konieczność rozwijania, stałego unowocześniania i rozszerzania zakresu metodyki badań doświadczalnych. Wymieniano jako szczególnie ważne wprowadzenie metod fotoelektrycznych przy zastosowaniu fotopowielaczy elektronowych, rozbudowanie badań w podczerwonym, a następnie mikrofalowym zakresie widma, wprowadzenie urządzeń o wielkiej zdolności rozszczepiającej, przede wszystkim wielkich siatek dyfrakcyjnych, a również i metod interferometrycznych, wreszcie rozszerzenie badań polaryzacyjnych. W związku z tym podkreślano bardzo duże trudności związane z otrzymaniem wysokowartościowych przyrządów badawczych i wysokowartościowych, specjalnych materiałów fotochemicznych, przystosowanych do badań spektralnych w różnych dziedzinach widma.

Bardziej niż kiedykolwiek dotychczas przejawiał się na Konferencji kompleksowy charakter badań optycznych, wskazujący nie tylko na konieczność i celowość współpracy pomiędzy optyką a innymi działami fizyki (jak np. fizyką ciała stałego, fizyką jądrową itp.), ale również na konieczność i celowość współpracy z różnymi działami chemii, astrofizyki, techniki, a w przyszłości i biologii. Liczne prace badawcze wykonane wspólnie z chemikami, ich liczny udział w pracach Konferencji, żywe dyskusje wskazujące na ważkość współpracy z badaniami optyki molekular-

nej i atomowej wskazują na wielką korzyść osiągniętą ze współpracy. Winna być ona nadal pogłębiana i rozszerzana.

Doniosłą rolę w badaniach optycznych odgrywa również aspekt zastosowań praktycznych wyników tych badań. Spektroskopia analityczna, spektrofotometria, analiza absorpcyjna i ramanowska struktury drobin — to widome przykłady możliwości tych zastosowań. Szczególnie doniosłe i ważne znaczenie tych metod przy współpracy z fizyką jądrową i fizyką ciała stałego ujawniło się w przedstawionych na konferencji doniesieniach o tych badaniach.

Jesteśmy obecnie świadkami szybkiego rozwoju i znacznej intensyfikacji badań w zakresie fizyki jądra atomowego i fizyki ciała stałego. Ogromną rolę odgrywa w naszym życiu gospodarczym chemia. Wszystkie te dziedziny wymagają w swym rozwoju stałej współpracy z optyką atomową i molekularną. Wymienione już osiągnięcia w tej gałęzi fizyki świadczą dobitnie o tym, jak ważną rolę odgrywają te badania w harmonijnym rozwoju całości nauki. Dlatego też uczestnicy Konferencji wypowiadają się za dalszym rozszerzaniem i rozbudowywaniem badań optycznych zgodnie z omówionymi wyżej zaleceniami.

Ponadto stwierdzając wielką korzyść, jaką przyniosła obecna konferencja dla wzmoczenia wymiany poglądów, nawiązania i zacieśnienia współpracy między różnymi placówkami badawczymi, zebrani, wyrażając wdzięczność Instytutowi Fizyki PAN za zorganizowanie obecnej Konferencji, uważają za niezwykle ważne, by ta forma pracy i sprawozdawczości z dokonywanych badań została utrwalona na przyszłość przez nadanie podobnym konferencjom charakteru periodycznego.

Streszczenia prac referowanych na konferencji

Jerzy Grzywacz

Zakład Fizyki Doświadczalnej UMK
Toruń

ZALEŻNOŚĆ PODSTAWOWEJ POLARYZACJI OD TEMPERATURY

Celem pracy jest sprawdzenie, czy podstawowa polaryzacja światła fluorescencji barwników jest zależna od temperatury.

Zbudowano kryostat metalowy, za pomocą którego teoretycznie można uzyskać 50° K. Obniżenie temperatury poniżej punktu wrzenia ciekłego powietrza uzyskuje się przez zestalenie mieszaniny eutektycznej powietrza. W praktyce osiągnięto 69° K.

Stopień polaryzacji światła fluorescencji badano za pomocą metody kompensacyjnej Wooda-Dunoyera (płytki Savarta i kompensator Arago). Dokonano pomiaru

stopnia polaryzacji dla eozyny w temperaturze pokojowej oraz w temperaturze -202°C . W wyniku pomiaru stwierdzono, że różnica w stopniach polaryzacji nie jest większa od 0,03 (od 3‰).

Marian Kryszewski

Zakład Fizyki Doświadczalnej UMK
Toruń

1. OTRZYMYWANIE ROZTWORÓW STAŁYCH SUBSTANCJI FLUORYZUJĄCYCH

Otrzymano stałe roztwory substancji fluoryzujących w przezroczystych tworzywach syntetycznych. Roztwory stałe uzyskano w wyniku polimeryzacji roztworu danej substancji fluoryzującej w odpowiednim monomerze. Ze względu na to, że niektóre substancje fluoryzujące są inhibitorami polimeryzacji, przeprowadzano ją w specjalnych warunkach wobec inicjatorów o charakterze nadtlenuków.

2. FLUORESCENCJA ZWIĄZKÓW WIELKODROBINOWYCH I

Fluorescencja roztworów polibromku winylu

W stanie stałym, w mieszaninie z plastyfikatorami fluoryzuje wiele związków wielkdrobinowych. Zjawisko fluorescencji roztworów związków wielkdrobinowych jest rzadko stwierdzane. Zbadano fluorescencję roztworów polibromku winylu w CS_2 . Stwierdzono, że widma fluorescencji dwóch frakcji o znacznie różniącym się ciężarze drobinowym nie wykazują różnic w położeniu i wielkości maksymalnych natężeń (wykresy natężeń w jednostkach dowolnych). Wskazuje to na to, że ciężar drobinowy polimeru nie wpływa na fluorescencję w sposób prosty.

3. FLUORESCENCJA ZWIĄZKÓW WIELKODROBINOWYCH II

Polaryzacja światła fluorescencji roztworów kopolimeru styren—chlorek winylidenu w toluenie

W badaniach przeprowadzonych przez E. Heintza nad polaryzacją światła polistyrenów stwierdzono, że stopień polaryzacji podstawowej jest identyczny zarówno dla polimeru, jak i dla monomeru, co pozwala wnioskować, że centrum fluorescencji stanowi drobina monomeru. Ze względu na to, że zakres widmowy fluorescencji nie odpowiada pierścieniowi benzenowemu, ale raczej łańcuchowi polietylenowemu, wniosek taki może być potwierdzony tylko wtedy, gdy drobiny styrenu są oddzielone od siebie w wielkiej drobinie. Uzyskujemy to w kopolimerze złożonym ze styrenu i innego monomeru niefluoryzującego. Przeprowadzono badania stopnia polaryzacji podstawowej kopolimeru styrenu z chlorkiem winylidenu w roztworze toluenu. Stwierdzono, że stopień polaryzacji podstawowej, znaleziony na podstawie pomiarów zmiany stopnia polaryzacji fluorescencji pod wpływem inhibitora fluorescencji (nitrobenzenu), jest mniej więcej jednakowy dla styrenu i jego kopolimeru z chlorkiem winylidenu. Potwierdzono to badaniem stałej wygaszania. W ten sposób uzyskano jednoznaczne potwierdzenie wniosków Heintza.

K. Antonowicz

Zakład Fizyki Doświadczalnej UMK
Toruń

PRZYRZĄD DO CAŁKOWANIA RÓWNANIA SCHROEDINGERA

Przyrząd został wykalibrowany za pomocą potencjału Morse'a i jego harmonicznego przybliżenia. Jedną z funkcji własnych dla potencjału Morse'a, otrzymaną doświadczalnie porównano z teoretyczną. Stwierdzono bardzo dobrą zgodność obu krzywych. Maksymalny błąd przy wartościach własnych wynosi 0,8%.

Stanisław Ugniewski

Instytut Fizyki PAN
Zakład Optyki Molekularnej
Warszawa

URZĄDZENIE FOTOLEKTRYCZNE DO BADAŃ WIDMOWYCH

W trakcie budowy znajduje się aparatura fotopowielaczowa do badania widm absorpcji i fluorescencji. Składa się ona z przystawki, wkładanej na miejsce kamery spektrografu, oraz elektronowej aparatury zasilającej, stabilizowanej i wzmacniającej.

Fotopowielacz w obudowie posiada przesuw wzdłuż widma oraz obrót wzdłuż osi pionowej dla zapewnienia naświetlania tej samej części fotokatody w różnych obszarach widmowych.

Zastosowanie światła modulowanego i wzmacniacza rezonansowego pozwoli na obniżenie progu czułości.

Wiesław Wardzyński

Instytut Fizyki PAN
Zakład Fizyki Ciała Stałego
Warszawa

BADANIE POCHŁANIANIA W PODCZERWIENI KRYSZTAŁÓW HALOIDKÓW METALI ALKALICZNYCH Z DOMIESZKAMI ANIONOWYMI

Komunikat dotyczy dalszego ciągu pracy, której wyniki były już częściowo publikowane w *Bull. Acad. Pol. Sci. C* III. 355. Rozszerzono badania na kryształy KCl, stwierdzając analogię do wyników dotychczasowych. Badano również pochłanianie kryształów KBr, uprzednio umieszczonych w atmosferze tlenków azotu.

Bronisława Moszyńska

Instytut Fizyki Doświadczalnej UW
Katedra Fizyki Doświadczalnej
Warszawa

ZALEŻNOŚĆ WIDMA RAMANOWSKIEGO CCl_4 OD TEMPERATURY

Badano widmo ramanowskie CCl_4 w temperaturach 10°C, 20°C i 60°C:

1) stwierdzono spadek natężenia linii stokesowskich przy wzroście temp. i zmierzono stosunki natężeń;

- 2) zmierzono szerokości linii stokesowskich w różnych temperaturach;
- 3) stwierdzono rozszczepienie linii deformacyjnej podwójnie zdegenerowanej 217 cm^{-1} ;
- 4) stwierdzono zmianę konturu pełnosymetrycznego walencyjnego drgania 459 cm^{-1} .

A. Tramer, L. Wierzchowski

Instytut Fizyki PAN
Zakład Optyki Molekularnej i Promieni Rentgena
Zakład Chemii Nieorganicznej UW
Warszawa

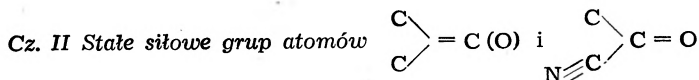
STRUKTURA TLENOCYJANKU WĘGLA $\text{CO}(\text{CN})_2$

Cz. I Widmo oscylacyjne tlenocyjanku węgla

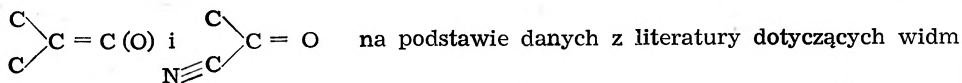
Otrzymano widmo Ramana tlenocyjanku węgla w roztworze eterowym (wstępny komunikat — *Roczn. Chem.* **27**, 522, 1953) oraz widmo w podczerwieni w fazie gazowej w zakresie $2 - 15 \mu$. Większość otrzymanych częstości zinterpretowano, przyporządkowując je drganiom normalnym cząsteczki, jak następuje:

Raman (cm^{-1})	Podczerwień (cm^{-1})	Interpretacja
2238	2250	$A_1, B_1 \nu (\text{C} = \text{N})$
1720	1725	$A_1 \nu (\text{C} = \text{O})$
—	1114	$B_1 \nu (\text{C} - \text{C})$
711	713	$A_1 \nu (\text{C} - \text{C})$
306	—	? $\delta (?)$
253	—	? $\delta (?)$

jak też harmonicznym i przejściom kombinacyjnym. W obu widmach oznaczono intensywności pasm. W celu interpretacji częstości deformacyjnych oraz charakteru wiązań chemicznych podjęto obliczenia częstości widma oscylacyjnego w oparciu o przybliżone wartości stałych siłowych wiązań i kątów cząsteczki $\text{CO}(\text{CN})_2$, otrzymanych w części II tej pracy. W części III będą podane stałe siłowe tej cząsteczki, sprawdzona interpretacja częstości znalezionych doświadczalnie i wyciągnięte wnioski odnośnie do charakteru wiązań chemicznych. Wstępne obliczenia dały już potwierdzenie słuszności interpretacji częstości odpowiadających drganiom walencyjnym oraz pewne informacje o charakterze wiązań chemicznych.



Przeprowadzono obliczenia stałych siłowych grup atomów



oscylacyjnych cząsteczek: $\text{CO}(\text{CH}_3)_2$ i $\text{CO}(\text{CD}_3)_2$, alifatycznych nitryli: CH_3CN

i $\text{CH}_2(\text{CN})_2$, nienasyconych nitryli: $\text{CH}_2 : \text{CH} \cdot \text{CN}$, $\text{CH}_2 : \text{C}(\text{CH}_3)$. CN oraz cis i trans $\text{CH}(\text{CH}_3) : \text{CH} \cdot \text{CN}$. Obliczenia wykonano metodą Eljaszewicza i Stiepanowa (Kolebanija molekuł, 1949), z obliczeń wyłączano częstości grup CH_3 oraz częstości nie płaskie. Dla większości cząsteczek uzyskano dobrą zgodność pomiędzy częstościami obliczonymi i danymi doświadczalnymi. Wyniki pozwalają ocenić wpływ sprzężenia wiązań wielokrotnych na stałe siłowe wiązań oraz sugerują nową interpretację częstości deformacyjnych cząsteczek nitryli nasyconych i nienasyconych.

L. Wierzchowski

Zakład Chemii Nieorganicznej UW
Warszawa

WIDMO ABSORPCYJNE W ULTRAFIOLECIE GAZOWEGO TIENOCYJANKU WĘGLA — $\text{CO}(\text{CN})_2$

Otrzymano po raz pierwszy (wstępny komunikat — *Roczn. Chem.* 27, 524, 1953) widmo absorpcyjne w bliskim ultrafiolecie tlenocyjanku węgla w fazie gazowej. Opisano je i poddano analizie. Absorpcja charakteryzuje się dwoma przejściami elektronowymi: w grupie $> \text{C}=\text{O}$ i $-\text{C}\equiv\text{N}$. Pierwszemu przejściu odpowiada absorpcja pasmowa w zakresie 3955 Å — 2570 Å. Za przejście $\text{O}-\text{C}$ wybrano pasmo 3895-6 Å, tak więc częstość przejścia elektronowego wynosi 25670 cm^{-1} . Pasma tworzą tylko jedną progresję z częstością około 1200 cm^{-1} . Jest to częstość stanu wzbudzonego, odpowiadająca drganiom grupy $\text{C}-\text{O}$. W pasmach zaobserwowano predysocjację, której początek leży około 3500 Å. Drugiemu przejściu — w grupie $-\text{C}=\text{N}$ — odpowiada absorpcja ciągła od 2300 Å w kierunku ultrafioletu. Stwierdzono, że dysocjacja tlenocyjanku węgla, odpowiadająca widmu ciągłemu, ma charakter predysocjacyjny.

Roman Mierzecki, Edward Rurarz

Instytut Fizyki UW
Zakład Fizyki Doświadczalnej
Warszawa

USTALENIE BUDOWY TIOPYROFOSFORANU NA PODSTAWIE WIDM RAMANOWSKICH

Prof. dr B. Bochwic oraz prof. dr J. Michalski z Zakładu Chemii Organicznej Politechniki Łódzkiej wprowadzili do drobin pyrofosforanu czteroetylowego $(\text{C}_2\text{H}_5\text{O})_2(\text{PO}(\text{O})(\text{PO})\text{C}_2\text{H}_5\text{O})_2$ jeden atom siarki na miejsce jednego z trzech wewnętrznych atomów tlenu. W celu ustalenia, w które miejsce atom ten został wprowadzony, porównano widmo ramanowskie nowootzymanego związku z widmami ramanowskimi związków prostszych: fosforanu trójetylowego $(\text{C}_2\text{H}_5\text{O})_3\text{PO}$ (1) oraz tiofosforanów etylowych $(\text{C}_2\text{H}_5\text{C})_2(\text{C}_2\text{H}_5\text{S})\text{PO}$ (2) i $(\text{C}_2\text{H}_5\text{O}_3)\text{PS}$ (3). Widma ramanowskie tych związków badane były po raz pierwszy. W widmie nowosyntezowanego związku znaleziono między innymi kilka linii występujących tylko w związku (1) lub (3), nie znaleziono zaś linii występujących tylko w związku (2). Przede wszystkim zaobserwowano w widmie tiopyrofosforanu linię o częstości 610 cm^{-1} , związanej z istnieniem wiązania $\text{P}-\text{S}$. Na tej podstawie można przyjąć, że badany związek ma wzór $(\text{C}_2\text{H}_5\text{O})_2(\text{PS}(\text{O})\text{PO})(\text{C}_2\text{H}_5\text{O})_2$.

R. Drabent, D. Frąckowiak

Zakład Fizyki Doświadczalnej UMK
Toruń

WYDAJNOŚĆ FLUORESCENCJI BARDZO LEPKICH ROZTWORÓW
BARWNIKÓW PRZY WZBUDZENIU ANTISTOKESOWSKIM

Zmierzono względne wydajności energetyczne fluorescencji przy wzbudzeniu antistokesowskim dla roztworu uraniny w glicerynie i dla stałego roztworu fluoresceiny w glukozie. W pierwszym wypadku znaleziono silny spadek wydajności energetycznej ze wzrostem długości fali światła wzbudzającego, w drugim w badanej dziedzinie wydajność energetyczna pozostawała praktycznie stała, a więc zachodził stosunkowo słaby spadek wydajności kwantowej. Wyniki te zinterpretowano na gruncie wysuniętego przez Jabłońskiego (1954) wytłumaczenia spadku wydajności w dziedzinie antistokesowskiej przez nakładanie się w absorpcji w tej dziedzinie nieaktywnego optycznie pasma dimerów. Wg ostatnich pomiarów dla wzbudzeń bardzo długofalowych (powyżej 5500 Å) wobec słabych nateżeń światła fluorescencji pewien wpływ na wynik może mieć światło rozproszone. Dalsze badania w toku.

M. Frąckowiak

Zakład Fizyki Doświadczalnej UMK
Toruń

PRAWA GAŚNIĘCIA FOTOLUMINESCENCJI

Skonstruowano nowy typ fosforoskopu, tzw. fosforoskop liniowy. Mierzono zmiany w czasie składowej nateżenia światła fotoluminescencji \parallel i \perp do kierunku liniowo spolaryzowanego światła wzbudzającego. Doświadczenie, w którym użyto fosforu żółcieni akrydynowej w żelatynie, wykazało, że:

- 1) zanik składowych nateżenia światła fotoluminescencji nie jest prostą funkcją wykładniczą,
- 2) stopień polaryzacji zmienia się w czasie.

Aleksander Jabłoński

Zakład Fizyki Doświadczalnej UMK
Toruń

1. UWAGI DO TEORII SZEROKOŚCI LINII WIDMOWYCH

Jeżeli założymy, że rozkład czasów życia atomu w stanie wzbudzonym τ jest

dany przez $\frac{1}{\tau_0} e^{-\frac{t}{\tau_0}}$ (czyli przez „prawo rozpadu promieniotwórczego“) i potraktujemy gaśnięcie atomów w sposób zastosowany przez Lorentza w teorii tłumienia zderzeniowego, otrzymamy dyspersyjny rozkład nateżeń linii widmowej, ale

o szerokości dwukrotnie większej, niż daje klasyczna teoria szerokości naturalnej (jak również i teoria Węjskopfa-Wignera). Referat ten przedstawiam w nadziei, że dyskusja wyświekli, gdzie tkwi niedopuszczalne założenie (może w założeniu prawa rozpadu promieniotwórczego?).

2. CHARAKTERYSTYKA OSCYLATORÓW WIRTUALNYCH

Wartość polaryzacji podstawowej (lub głównej) fotoluminescencji roztworów zależy od pewnej wielkości, którą nazwałem „charakterystyką“ pary oscylatorów (absorpcyjnego i emisyjnego), odpowiedzialnej za fotoluminescencję.

3. OSCYLATORY WIRTUALNE MODELU METALICZNEGO DROBIN BARWNIKÓW

Wbrew oczekiwaniom model metaliczny niektórych drobin prowadzi do oscylatorów wirtualnych, które nie są oscylatorami liniowymi (całkowicie anizotropowymi). Teoretyczna wartość polaryzacji głównej jest więc dla nich mniejsza niż 0,5. W pracy niniejszej oparłem się na obliczeniach Laffitte momentów (dipoli) przejść dla drobin fluoresceiny, rodaminy B, euchryzyny, tryptaflawiny i żółcieni rodulinowej. Nowe wartości teoretyczne polaryzacji głównej wciąż jeszcze są większe od doświadczalnych. Różnicę przypisać należy (przynajmniej częściowo) depolaryzacji przez drgania torsyjne drobin luminezujących.

A. Wrzeńska

Zakład Fizyki Doświadczalnej UMK
Toruń

FOSFORY KRYSTALICZNE, ICH WYTWARZANIE I KRZYWE JARZENIA SIĘ

W poszukiwaniu metod otrzymania silnie świecących fosforów ze znajdujących się w handlu materiałów, poczyniono następujące obserwacje: a) dodatek glukozy i czystego węgla lub tlenku magnezu do mieszanki przeznaczonej do prażenia zwiększa jasność świecenia otrzymanego z niej fosforu. b) Aby otrzymać silnie świecący fosfor, należy materiał przeznaczony do prażenia wstawiać do pieca mającego już od razu odpowiednio wysoką temperaturę, aby nastąpiło gwałtowne, a nie powolne jej ogrzewanie. c) Niektóre z topników podawanych w receptach w literaturze można z dużym powodzeniem zastąpić przez inne. Otrzymano następujące silnie świecące fosfory: 1) CaS-Bi świecący fioletowo, 2) fosfor mieszany o składzie CaS, SrS, BaS-Bi świecący zielono lub niebiesko w zależności od stosunku, w jakim występują w nim trzy materiały podstawowe, 3) fosfor BaS-Cu świecący pomarańczowo, 4) fosfor CaS-Tl świecący zielono, nieco słabiej niż poprzednie.

Do badania krzywych jarzenia się fosforów zbudowano taką aparaturę, że krzywa jarzenia jest kreślona od razu przez płamkę świetlną-nateżeniową na papierze fotograficznym. Jednostajność wzrostu temperatury jest kontrolowana przez specjalne urządzenie. Za pomocą tej aparatury otrzymano krzywe jarzenia wytworzonych w pierwszej części tej pracy fosforów. Z krzywych tych otrzymano głębokości poszczególnych grup pułapek, rozwiązując równanie na max. krzywej jarzenia sposobem graficznym.

Ignacy Filiński

Institut Fizyki PAN
Zakład Elektroniki i Radiologii
Warszawa

FOTOLUMINESCENCJA KUPRYTU I JODU W PODCZERWIENI

W pracy będącej w stadium początkowym zajęto się badaniem luminescencji w podczerwieni.

Jak wynika z literatury, szereg takich materiałów, jak Ge, PbS, Cu₂O, HgS, J, Br, Cl, wykazuje zjawisko foto- lub elektroluminescencji w podczerwieni.

Badania wstępne pozwoliły na stwierdzenie fotoluminescencji Cu₂O w obszarze 1 μ oraz fotoluminescencji kryształów jodu, w temp. 90° K w obszarze 1,5 μ .

Lesław Adamski

Institut Fizyki Doświadczalnej UW
Zakład Fizyki Doświadczalnej
Warszawa

PRÓBA PRZEBADANIA STANÓW METATRWAŁYCH W POCHODNYCH ACENAFTENU

Otrzymano widma luminescencji stałych roztworów acenaftenu i związków opartych na grupach acenaftenowych (biacenu, heptacyklenu, fluorocyklenu, deka-cyklenu) w kwasie borowym. Stwierdzono istnienie fluorescencji długożyciowej niektórych spośród nich. Wyniki wymagają potwierdzenia w innych roztworach stałych ze względu na zaobserwowane powolne przemiany badanych związków w wyższej temperaturze, koniecznej dla otrzymania szklivi borowych.

Danuta Trynkowska

Institut Fizyki Doświadczalnej UW
Zakład Fizyki Doświadczalnej
Warszawa

MOŻLIWOŚĆ BADANIA MIESZANIN IZOMERÓW NA DRODZE ANALIZY ABSORPCYJNEJ

Zbadano na drodze spektrofotometrii obiektywnej widma absorpcji roztworów w toluenie biacenu i fluorocyklenu w temp. 19° C oraz roztworu fluorocyklenu w temp. 44 i 74° C. Zauważono zmniejszenie się absorpcji roztworu fluorocyklenu ze wzrostem temperatury. Opierając się na teorii tautometrii oszacowano procentową zawartość tautomeru typu biacenowego na 35%, a typu acenaftenowego na 65% w roztworze fluorocyklenu w temperaturze pokojowej.

Sabina Przedmojska-Brahms

Institut Fizyki PAN
Zakład Optyki Molekularnej

PASMA ABSORPCYJNE W PODCZERWIENI WIĄZANIA CH W CHLOROFORMIE I BROMOFORMIE W RÓŻNYCH MIESZANINACH

W pracy były badane zmiany natężenia i częstości pasma absorpcyjnego drgania walencyjnego wiązania C—H w CHCl₃, CHBr₃. Przeprowadzono pomiary drgania podstawowego i harmonicznego.

I. A. Drganie podstawowe

1. W mieszaninach CHCl_3 i CHBr_3 z eterami, aminami i alkoholami obserwowano dwa pasma odpowiadające drobinom zasocjowanym i nieasocjowanym.

a) Pasma drobin zasocjowanych jest przesunięte w stronę mniejszych częstotliwości w porównaniu z pasmem drobin wolnych i przesunięcie jest niezależne od stężenia mieszaniny i momentu dipolowego drugiego składnika,

b) ze wzrostem rozcieńczenia mieszaniny natężenie pasma drobin zasocjowanych bardzo szybko wzrasta.

2. W mieszaninach CHCl_3 i CHBr_3 z ketonami, nitrilami i dioksanem obserwowano tylko jedno pasmo; jego natężenie bardzo szybko wzrasta z rozcieńczeniem. Pasma jest prawdopodobnie wynikiem nałożenia dwóch pasm o bardzo bliskich częstotliwościach, odpowiadających drobinom zasocjowanym i nieasocjowanym.

B. Dla harmonicznych (1 i 2 harmoniczna).

Dla wszystkich mieszanin zaobserwowano tylko jedno pasmo, którego natężenie spada z rozcieńczeniem. Nie obserwowano oddzielnych pasm drobin nieasocjowanych.

II. Z porównania natężeń drgania podstawowego przy zmianie liczby kwantowej oscylacyjnej o $\Delta v = 1$ wywnioskowano, że prawdopodobieństwo przejścia dla drobin zasocjowanych jest około 8 razy większe niż nieasocjowanych. Przejście do wyższych poziomów energetycznych $\Delta v = 2, 3, \dots$ jest mniej prawdopodobne dla drobin zasocjowanych niż dla wolnych.

III. W przypadku mieszanin CHX_3 z eterami, aminami i alkoholami można sądzić, że wiązanie między CH i azotem lub tlenem drugiego składnika jest typu wodorowego.

Praca została wykonana w Zakładzie Spektroskopii Molekularnej Uniwersytetu Leningradzkiego.

Janina Świętosławska
Instytut Chemii Ogólnej
Zakład Fizyki Technicznej
Warszawa

Z BADAŃ NAD PRECYZJĄ I DOKŁADNOŚCIĄ SPEKTROFOTOMETRYCZNEJ ABSORPCYJNEJ ANALIZY UKŁADÓW DWUSKŁADNIKOWYCH

Przeprowadzono dyskusję błędów spektrofotometrycznej absorpcyjnej analizy układów dwuskładnikowych. Wyprowadzono wzory wyrażające błędy względne oznaczania zawartości obu składników w zależności od wielkości charakteryzujących dobór analitycznych długości fal i wielkości oznaczanych stężeń.

Słuszność wyprowadzonych wzorów sprawdzano na przykładzie układu: karbazol-antracen. Otrzymano na ogół dobrą zgodność pomiędzy wynikami obliczonymi na podstawie wyprowadzonych wzorów i danymi doświadczalnymi.

Stwierdzono brak występowania wyraźnej zależności pomiędzy precyzją i dokładnością oznaczeń.

J. Póhoska, H. Barańska
Instytut Chemii Ogólnej
Zakład Analityczny,
Zakład Fizyki Technicznej
Warszawa

OZNACZANIE LITU, SODU, POTASU I WAPNIA W GRAFITACH

Opracowano metodę ilościowego oznaczania litu, sodu, potasu i wapnia na drodze fotometrii płomieniowej. Zakres oznaczeń obejmował 0 — 100 cz. na milion pierwiastka. Grafity spopielało w temperaturze 600—800° C. Popiół przeprowadzano do roztworu za pomocą kwasu fluorowodorowego, kwasu nadchlorowego i kwasu solnego. Uzyskano wykrywalność i czułość: 0,1 cz. na milion dla litu, 1 cz. na milion dla sodu, 0,5 cz. na milion dla potasu, 5 cz. na milion dla wapnia. Stwierdzono wpływ wapnia i konieczność posługiwania się mieszanymi roztworami wzorcowymi. Odchylenie standardowe średniej arytmetycznej wynosiło: dla litu 0,01 cz. na milion, dla sodu 0,2 cz. na milion, dla potasu 0,2 cz. na milion, dla wapnia 1,9 cz. na milion.

S. Skalska, S. Held
Instytut Chemii Ogólnej
Zakład Fizyki Technicznej
Warszawa

PÓLIŁOŚCIOWE OZNACZANIE BORU W GRAFITACH, WĘGLACH I KOKSACH METODĄ SPEKTRALNEJ ANALIZY EMISYJNEJ

1. Opracowano metodę orientacyjnej oceny zawartości boru w grafitach i węglach przez wzbudzenie nie spalonych próbek w elektrodach mieszanych przy użyciu łuku prądu zmiennego. Uzyskana w ten sposób wykrywalność wynosi poniżej 0,5 μg na 1 g próbki.

2. Opracowano metodę półilościowego oznaczania boru w grafitach, węglach i koksach przez wzbudzenie próbek spalonych z $\text{Ca}(\text{OH})_2$ w elektrodach miedzianych przy użyciu łuku prądu zmiennego. Uzyskana wykrywalność 0,2 μg B na 1 g próbki.

Jako wzorzec wewnętrzny w obu przypadkach zastosowano cynę.

D. Ciecierska, K. Gorczyńska
Instytut Chemii Ogólnej
Zakład Fizyki Technicznej
Warszawa

OCENA CZYSTOŚCI ANTRACENU I KARBAZOLU NA DRODZE SPEKTROFOTOMETRYCZNEJ

Opracowano spektrofotometryczną metodę oznaczania czystości antracenu (zawartość antracenu 85—100%) oraz czystości karbazolu (zawartość karbazolu 75—100%). W próbkach antracenu oznaczano antraceni i fenantren jako główny składnik oraz jako zanieczyszczenia karbazol i fenantren (0 — 10%). W próbkach karbazolu oznaczano karbazol jako główny składnik oraz jako zanieczyszczenia antraceni i fenantren (0—15%). Przy oznaczeniach jako odnośnika używano czystego rozpuszczalnika i roztworu wzorcowego substancji badanej o znanym stężeniu (metoda różnicowa).

B. Kontnik, T. Kraczkiewicz
Instytut Chemii Ogólnej
Zakład Fizyki Technicznej
Warszawa

OZNACZANIE ILOŚCIOWE IZOMERU SZEŚCIOCHLORO CYKLOHEKSANU
METODĄ ABSORPCJI W PODCZERWIENI

Opracowano nową metodę oznaczania zawartości izomeru sześciochlorocykloheksanu (HCH) w produkcie technicznym za pomocą absorpcji w podczerwieni. Metoda jest prosta i szybka. Pasmo z maksimum absorpcji przy $11,9 \mu$ stosowano jako pasmo analityczne dla izomeru γ HCL. Jako rozpuszczalnika użyto nitrometanu. W celu eliminacji wpływu izomeru γ HCH na analityczne pasmo absorpcji izomeru γ HCH (w $11,9 \mu$) kreślono od maksimum w $11,75 \mu$ gałąź symetryczną do krótkofalowej części pasma i wyznaczoną w ten sposób wartość absorpcji izomeru γ przy $11,9 \mu$ odejmowano od zmierzonej wartości absorpcji próbki w tej długości fali. Metodę sprawdzono na próbkach oznaczonych polarograficznie. Uzyskano wyniki z odchyleniem standardowym dla wartości średnich, nie przekraczającym $0,8\%$ w zakresie stężeń izomeru γ HCH w próbce od $12 - 96\%$.

Jacek Hennel
Instytut Fizyki PAN
Zakład Fizyki Jądra Atomowego
Kraków

GENERATOR WYŁADOWAŃ ISKROWYCH DO ANALIZY SPEKTROGRAFICZNEJ

Autor omawia zbudowany przez siebie w Instytucie Odlewnictwa w Krakowie generator iskrowy. Zadaniem generatora jest wytwarzanie wyładowań powtarzających się regularnie co $1/100$ sek i odznaczających się identycznością co do charakteru. Przez charakter wyładowania należy tu rozumieć zbiór takich cech, jak napięcie zapłonu, wielkość przeniesionego ładunku, końcowe napięcie, częstotliwość drgań itd. Przez ujednostajnienie charakteru wytwarzanych przez generator wyładowań osiąga się określone i niezmiennie warunki pobudzenia atomów, a w konsekwencji dużą dokładność i powtarzalność wyników analizy. Aparat zbudowany przez autora składa się z transformatora dającego 15 kV zasilanego z sieci, kondensatora o pojemności około $0,005 \mu\text{F}$ oraz odpowiednich oporów. Elektrody wykonane są z analizowanego metalu. Jednostajność charakteru wyładowania osiągnięto przez zastosowanie przerywacza synchronicznego typu Feussnera oraz takie dobranie wartości $R-L-C$, aby układ znajdował się możliwie blisko stanu krytycznego tłumienia drgań. Dla osiągnięcia tego stanu konieczne jest m. in. uwzględnienie indukcji rozproszeniowej transformatora wytwarzającego wysokie napięcie.

W dalszym ciągu autor omawia schemat elektryczny, sposoby praktycznego rozwiązania elementów oraz przykłady zastosowania aparatu, obrazujące osiąganą dokładność.

T. Skaliński

Konferencja w Bernie z okazji 50-lecia teorii względności

Przyjechałem do Berna 10 lipca. Jest to piękne miasto, gdzie stare łączy się harmonijnie z nowym; miasto, którego herbem jest niedźwiedź, miasto starych budynków, zieleni, gór i zegara, w którym co godzina niedźwiedzie zaczynają korowód, kur pieje, a staruszek Czas obraca klepsydre.

W poniedziałek o godz. 15 miało rozpocząć się pierwsze posiedzenie. Przedtem o godz. 11 zgłosiłem się do małego Instytutu Fizyki. Jak na bogatą Szwajcarię, Instytut zrobił na mnie wrażenie ubogiego. Poznałem tam kilku uczestników zjazdu, otrzymałem program i (bardzo ładny) medal z wizerunkiem Einsteina.

Wszystkie obrady odbywały się w sali Muzeum Historii Naturalnej. Uczestników było około setki. Byli między nimi laureaci nagrody Nobla: Pauli, Born, Laue; ze Związku Radzieckiego Fock i Alexandrow, z krajów demokracji ludowych byłem tylko ja. Dowiedziałem się, że zaproszenie dla prof. Lorii i prof. Weysenhoffa wysłano, niestety, za późno.

Konferencja była niezwykle interesująca. Normalnie w czasie wszelkich konferencji najciekawsze są rozmowy kularowe; referaty są nudne i mało zrozumiałe. W tym przypadku było wręcz przeciwnie. Mimo że referaty były wygłaszane od rana do wieczora, prawie wszyscy byli zawsze obecni. Ja na przykład opuściłem tylko jeden wykład i to tylko demonstracyjnie, gdyż wykładowcą był dawny obrońca reżimu hitlerowskiego.

Atmosfera konferencji była nadzwyczaj miła, a władze kantonalne zgotowały uczestnikom niezwykle serdeczne przyjęcie.

Słowa powitania wygłosił dr V. Moine, którego tytuł jest Directeur de l'Instruction Publique.

Następnie referat powitalny miał prof. W. Pauli, który życzył konferencji, aby jej udziałem była mądrość Einsteina. Nad podium wisiała fotografia Einsteina, nawiasem mówiąc nie najlepsza.

Profesor Pauli, jeden z największych żyjących fizyków teoretyków, uważany jest — jak powiedział ktoś z jego przyjaciół — za sumienie fizyki. Istotnie, jest to umysł niesłychanie krytyczny, a przy tym ogromnie twórczy. Dziwna kombinacja! Wiecznie w ruchu, denerwował się, gdy mu się coś nie podobało, i kiwał potakująco głową, gdy był zadowolony. Jest to prawdopodobnie jedyny żyjący wielki fizyk, którego jakoś dotychczas nie miałem sposobności poznać osobiście. Jestem pod wielkim wrażeniem jego uroku, mądrości i dowcipu.

O 16 zaczęła się właściwa konferencja. Wymienię tutaj tylko najważniejsze referaty z kilkoma słowami objaśnienia.

W poniedziałek 11 lipca o 16 po południu wygłosił Amerykanin B a a d e ze słynnego obserwatorium na Mt. Wilson referat na temat „Obserwacyjne dane dotyczące rozszerzającego się wszechświata“. Wiadomo było od dawna, że widma mgławic są przesunięte w kierunku czerwonej części widma. Innymi słowy, mgławice uciekają od nas z prędkością proporcjonalną do ich odległości. Dawna ocena tej prędkości okazała się jednak fałszywa. Opierała się ona na założeniu, że wszystkie cefeidy o tym samym okresie zmian posiadają tę samą wielkość, że są identyczne. To założenie okazało się niestuszne. Cefeidy o tym samym okresie zmian mogą należeć do dwóch grup różniących się co do wielkości. A więc ocena odległości mgławic na podstawie dawnego założenia była fałszywa. Nowe dane zmniejszają współczynnik prędkości mgławic przeszło dwukrotnie, zwiększają więc wiek wszechświata. Według tych nowych obliczeń wiek wszechświata wynosi $5 \cdot 10^9$ lat. Zgadza się to z pomiarami ziemskimi z dziedziny radioaktywności. Istotnie, nie znamy żadnego faktu doświadczalnego, z którym ten wiek wszechświata byłby niezgodny.

Wtorek 12 lipca. „Ogólna teoria względności i jej możliwe uogólnienia rozważane z punktu widzenia kwantowej teorii pola“. Wykład O. K l e i n a (Sztokholm). Możemy ze stałych utworzyć wielkość o wymiarze długości na przykład $\sqrt{\frac{\hbar k}{8\pi^3}}$ (k — stała grawitacji, \hbar — stała Plancka, c — prędkość światła). Stała ta jest rzędu 10^{-34} i odgrywa dużą rolę w jednolitej kwantowej teorii pola, rozwiniętej przez K l e i n a. W ten sposób może być zbudowany pomost pomiędzy teorią kwantów a teorią grawitacji. Niezwykle ciekawe były uwagi P a u l i e g o w dyskusji nad tym referatem. P a u l i powiedział, że dotychczas był przekonany, iż teoria grawitacji nie ma nic wspólnego z teorią kwantów; ale teraz nie jest tak pewien tego. Wspomniał o pracach L a n d a u a (Związek Radziecki), w których zanalizowana została trudność związana z renormalizacją ładunków. Renormalizacja ta jest możliwa tylko przy przyjęciu „cut off“ promienia rzędu 10^{-34} cm. Czy nie występuje tutaj związek z teorią grawitacji? Przyczyną trudności w mechanice kwantowej jest prawdopodobnie istnienie ostrego stożka zerowego w teorii względności szczególnej.

Po południu tego samego dnia referat wygłosił P e t e r B e r g m a n (Syracuse, USA) na temat: „Kwantyzacja teorii ogólnie niezmienniczych“. Przedstawiony rezultat był raczej negatywny. Pomimo wielu usiłowań autora, jego szkoły i innych nie udało im się dotychczas skwantować teorii grawitacji — teorii nieliniowej.

Środa 13 lipca. Wykład T r u m p l e r a (Berkeley, USA) „Obserwacyjny rezultat ugięcia światła i przesunięcia w kierunku czerwonym w widmach gwiazd“. Referat ten zawierał analizę eksperymentalnych danych, dotyczących tych dwóch zjawisk. Według referenta dane ekspery-

mentalne przemawiają bezwarunkowo za teorią względności. Zgodność ta jest nie tylko jakościowa, ale i ilościowa. W dyskusji zabrał głos *Freundlich*, który twierdził, że uginanie światła w polu grawitacyjnym jest większe, aniżeli przewiduje teoria względności, że interpretacja referenta jest niesłuszna. Oczywiście nie znam się na szczegółach doświadczalnych, na które dyskusja zesłała, jednak jeżeli chodzi o moje wrażenie, to wydaje mi się, że raczej *Trumpler* aniżeli *Freundlich* ma słuszność.

Po obiedzie tego samego dnia odbył się referat *H. P. Robertsona* (Pasadena, USA) pt. „Teorie kosmologiczne“. Znowu okazuje się, że dawne trudności znalezienia odpowiedniego modelu wszechświata, zgodnego z przesunięciem czerwonym, znikają, bo przesunięcie to związane jest z wiekiem większym aniżeli poprzednio. Współczynnik prędkości mgławic *sv* we wzorze $v = sr$ — gdzie v jest prędkość, a r odległość — jest dwa razy mniejszy, aniżeli poprzednio sądzono. Dzisiaj model *Friedmanowski* wydaje się zgodny z przesunięciem widm mgławic ku czerwieni. Tym, którzy sądzą, że teorie kosmologiczne oparte na teorii względności są niezgodne z ideami materializmu dialektycznego, pragnę powiedzieć, że w dyskusji zabierał głos profesor *Fock*, jeden z najlepszych znawców teorii względności w Związku Radzieckim.

Następnego dnia odbyła się dyskusja nad krótkim referatem *Rosena* (Izrael) o istnieniu fal grawitacyjnych. Na ogół panowało przekonanie, że jeżeli promień krzywizny $R_{\alpha, \beta} = 0$ i nie ma singularności, to jedynym rozwiązaniem tych równań jest świat *Minkowskiego*. Niestety, twierdzenia tego nikt ściśle nie udowodnił, chociaż na słuszność jego zdają się wskazywać prace *Taubera* oraz moje z *Scheideggerem*.

14 lipca wykład *Lichnerowicza* (Paryż) o problemie *Cauchy'ego* dla pola grawitacyjnego. W tym też dniu wygłoszone były krótkie referaty *Focka* i mój o problemie ruchu. Znowu mieliśmy dyskusję nad podstawami teorii względności i nad sprawą układu. Na ogół panowało przekonanie, że układ jest rzeczą dowolną.

Po południu tego samego dnia odbyliśmy piękną wycieczkę do *Thun* i *Interlaken*. Sporo było sposobności do wzajemnego poznania się i dyskusji naukowych.

Piątek 15. Ostatni dzień konferencji. Były dwa długie referaty *Wignera* i *Kaufmanna* i *Wej*. Tytuł referatu *Wignera* (Princeton, USA) „O relatywistycznej niezmienniczości równań mechaniki kwantowej“. W referacie tym przy końcu *Wigner* rzucił myśl, że równania różniczkowe trzeba będzie prawdopodobnie w przyszłości zastąpić równaniem, w którym przestrzeń i czas nie występuje *explicite*, a tylko jeden układ funkcji ma pochodne względem innego układu funkcji.

Dr Kaufmann (Princeton, USA) ostatnia współpracowniczka Einsteina, referowała o swoich wspólnych z Einsteinem usiłowaniach znalezienia niesymetrycznej teorii unitarnej. Na ogół teorie te spotkały się ze sceptycyzmem. Profesor Weyl zacytował Pauliego mówiąc: „Co Bóg rozdzielił (tzn. pole grawitacyjne i elektromagnetyczne), tego nie należy łączyć“.

Na końcu Pauli pięknie zebrał wyniki konferencji, a Born wygłosił ostatni referat, zawierający jego wspomnienia z okresu narodzin teorii względności. Tutaj wspomniał prof. Lorie, z którym łączyły go w owych czasach stosunki przyjaźni.

Ostatniego dnia odbyło się uroczyste zamknięcie zjazdu w auli Uniwersytetu w Bernie.

Zjazd wykazał, że teoria względności jest żywą teorią, która — niemal bez zmiany — przetrwała lat 50. Zjazd ten był również hołdem dla wielkiego twórcy tej teorii.

L. Infeld

Odkrycie antyprotonu

W październiku r. 1955 Uniwersytet Kalifornijski w Berkeley i Amerykańska Komisja Energii Atomowej we wspólnym komunikacie doniosły o odkryciu antyprotonu. Dalsze informacje w tej sprawie podamy w następnym zeszytcie.

Sześćdziesiąta rocznica urodzin

I. E. Tamma

8 lipca 1955 r. upłynęło 60 lat od dnia urodzin jednego z najwybitniejszych teoretyków radzieckich, akademika Igora E. Tamma.

Tamm urodził się we Władywostoku, ale od czwartego roku życia mieszkał w Elizabetgradzie (obecnie Kirovgrad), gdzie jego ojciec był inżynierem. W roku 1918 po ukończeniu studiów fizyki na Wydziale Fizyczno-matematycznym Uniwersytetu Moskiewskiego Tamm rozpoczął pracę jako nauczyciel szkoły średniej. W latach 1921 — 22 był asystentem w Odeskim Instytucie Politechnicznym, gdzie współpracował z L. I. Mandelsztamem, który wywarł wielki wpływ na rozwój jego działalności naukowej. Od 1922 r. Tamm pracuje w Moskwie. Przez wiele lat kieruje Katedrą Fizyki Teoretycznej na Uniwersytecie Moskiewskim, gdzie do dnia dzisiejszego jest profesorem. W 1934 r. zostaje kierownikiem działu teoretycznego Instytutu Fizyki im. Liebidiewa Akademii Nauk ZSRR.

Pierwsze prace Tamma dotyczyły elektrodynamiki ciał anizotropowych i optyki kryształów w teorii względności oraz nierelatywistycznej mechaniki kwantowej. W 1930 r. Tamm opublikował dużą pracę,

w której skwantował fale sprężyste w ciele stałym i wprowadził pojęcie fononów. W tym samym roku w szeregu prac rozwinął relatywistyczną mechanikę kwantową elektronu, podaną przez Diraca, i na jej gruncie rozpatrzył rozproszenie fotonów na swobodnych elektronach. To doprowadziło go do wzoru otrzymanego poprzednio przez Kleina i Nishinę. Równocześnie z Diracem i Oppenheimerem obliczył prawdopodobieństwo anihilacji „dziury“ z elektronem.

Szereg następnych lat pracy Tamma poświęcił kwantowej teorii metali. Odkrył on istnienie szczególnego typu poziomów energetycznych elektronów zwanych odąd „poziomami Tamma“.

Od 1934 r. Tamm rozpoczął pracę nad zagadnieniami jądra atomowego i promieni kosmicznych. Wśród licznych jego prac z tej dziedziny na uwagę zasługują przede wszystkim teoria sił beta, ocena momentu magnetycznego neutronu, metoda rozpatrywania sił wzajemnego oddziaływania cząstek, zwana metodą Tamma-Dancoffa, i próba stworzenia teorii cząstek, które mogą występować w stanach z różnym spinem.

Oprócz prowadzonych w ciągu ostatnich 20 lat prac nad oddziaływaniem jądrowym Tamm zajmował się również różnymi zagadnieniami praktycznymi o wielkim znaczeniu dla gospodarki narodowej, teorią kaskadową pęków w promieniach kosmicznych oraz teorią promieniowania Czerenkowa.

Charakterystycznymi cechami pracy naukowej Tamma było zwracanie się ku najbardziej aktualnym w danej chwili problemom fizyki, głębokie zrozumienie zjawisk fizycznych i doskonałe opanowanie matematycznego aparatu fizyki teoretycznej.

Tam m poświęcał wiele czasu pracy pedagogicznej. Do grupy jego uczniów należy wielu wybitnych teoretyków radzieckich, jak Altszuler, Bielenkij, Błochincew, Gałanin, Ginzburg, Dawydow, Piekar, Sacharow, Fejnberg, Fursow, Szubin, i wielu innych.

W uznaniu licznych zasług przyznano Tam m awi tytuł Bohatera pracy socjalistycznej oraz udekorowano go dwoma orderami — Lenina i orderem Czerwonego sztandaru pracy. Tam m otrzymał dwukrotnie nagrodę Stalinowską, od 1933 r. jest członkiem korespondentem, a od r. 1953 członkiem rzeczywistym Akademii Nauk ZSRR.

Sympozjon na temat półprzewodników intermetalicznych

W dniach od 26 do 27 kwietnia br. w Laboratorium Badawczym Elektroniki w Baldock odbył się sympozjon, poświęcony półprzewodnikom intermetalicznym. Wzięło w nim udział 130 osób. Przewodniczącym w pierwszym dniu obrad był prof. N. F. Mott z Cambridge, w drugim zaś dniu — prof. H. Welker z Erlangen (Niemcy). Z 19 zgłoszonych prac większość była poświęcona związkom typu blendy cynkowej. W szczególności dużo uwagi poświęcono InSb. Omówiono różne zastosowania praktyczne związków intermetalicznych. Dzięki anomalnie dużej ruchliwości elektronów w InSb, wynoszącej 60 000 cm²/V, moc uzyskiwana z efektu Halla jest bardzo duża (ok. 300 razy większa niż w germanie). To pozwala na zastosowanie InSb do konstrukcji czułych magnetometrów, kompasów elektrycznych i nowego typu wzmacniaczy mocy, w których sygnał wejściowy moduluje pole magnetyczne w cienkim kryształ InSb.

Konferencja na temat akustyki fizycznej i ultradźwięków

Komisja Akustyki Wydziału Nauk Fizyczno-matematycznych i Instytut A-

kustyki Akademii Nauk ZSRR oraz Uniwersytet Moskiewski i Leningradzki Instytut Elektrotechniczny zorganizowały w Moskwie w dniach od 3 do 7 marca konferencję poświęconą akustyce fizycznej i ultradźwiękom.

Przebieg konferencji wykazał duże osiągnięcia radzieckie w ostatnich latach w dziedzinie rozwoju teoretycznej i technicznej akustyki, ultraakustyki oraz w dziedzinie zastosowań akustycznych metod badań, pomiarów i metod oddziaływania na substancję w różnych działach nauki i techniki. Podkreślono konieczność zacieśnienia związków między badaniami teoretycznymi i rozwiązywaniem ważnych problemów praktycznych oraz przyspieszenia produkcji akustycznych i ultraakustycznych przyrządów i aparatów, niezbędnych do wprowadzenia nowych metod pracy w różnych dziedzinach gospodarki narodowej.

Konferencja na temat skutków działania broni jądrowej

W County Hall w Londynie odbywała się w dniach od 3 do 5 sierpnia 1955 r. konferencja naukowa na temat skutków działania broni jądrowej. Konferencję otworzył Clement Davies, prezydent Światowego Stowarzyszenia Parlamentarzystów. Przewodniczył obradom Walter Elliot.

W konferencji wzięli udział przedstawiciele Związku Radzieckiego: akademik A. Topczijew, profesor chemii organicznej i sekretarz generalny Akademii Nauk ZSRR, prof. C. A. Golunski, dyrektor Instytutu Kryminologii Uniwersytetu Moskiewskiego, biochemik prof. A. W. Kuzin i fizyk-teoretyk prof. M. A. Markow.

Lord Russel w słowie wstępnym wezwał fizyków jądrowych, genetyków, meteorologów i innych ekspertów zgromadzonych na konferencji do przedstawienia w języku zrozumiałym dla szerszego ogółu wyników badań nad zjawiskami towarzyszącymi wybuchom

bomb atomowych i wodorowych. Wyniki te wykażą jasno, że użycie broni jądrowej nie przyniesie zwycięstwa żadnej ze stron walczących, a może zniszczyć każde życie na Ziemi z wyjątkiem nielicznych mchów i porostów. Wojna nie powinna być narzędziem polityki. O tym nie można się przekonać doświadczalnie, ponieważ doświadczenie może spowodować powszechną zagładę. Obecnie w opinii publicznej naukowcy często uchodzą za handlarzy śmierci. Świat musi zrozumieć, że z chwilą uwolnienia od grozy wojny energia jądrowa i inne doniosłe odkrycia zostaną użyte wyłącznie dla dobra ludzkości, na usunięcie nędzy i podniesienie ogólnej stopy życiowej.

Po przemówieniu Lorda Russela głos zabierali liczni wybitni mówcy, m. in. prof. J. de Castro, prof. M. L. Oliphant, prof. E. Rabinowicz, prof. M. Ayer, prof. A. Topczijew, Lord Boyd Orr, Lord Beveridge, prof. C. H. Waddington, prof. R. W. Ditchburn i prof. G. Boschi.

W drugim dniu konferencji zostały utworzone trzy komisje, które miały za zadanie zbadać zagadnienia niszczącego potencjału broni jądrowych i niebezpieczeństw związanych z pokojowym wykorzystaniem energii atomowej na wielką skalę, międzynarodowej kontroli energii atomowej oraz indywidualnej i zbiorowej odpowiedzialności uczonych. Sekretarzami komisji zostali prof. J. Rotblat, dr P. E. Hodgson i dr J. Bronowski. Komisje przedyskutowały wymienione problemy i ustaliły główne kierunki dalszych badań.

W ostatnim dniu konferencji przedyskutowano na zebraniu plenarnym raporty komisji i jednomyślnie powzięto rezolucję wzywającą rządu wszystkich państw do wzmoczenia wysiłków zmierzających do usunięcia groźby wojny atomowej i do jak najszybszego popierania rozwoju pokojowych zastosowań energii jądrowej.

Posiedzenie Komisji Spektroskopii ZSRR

Doroczne koordynacyjne posiedzenie Komisji Spektroskopii Wydziału Nauk Fizyczno-matematycznych AN ZSRR odbyło się w dniach 5 — 6 kwietnia 1955 r. Posiedzenie było poświęcone ocenie prac nad fotoelektrycznymi metodami analizy spektralnej i planom przygotowań do wydania atlasów linii widmowych.

Szczegółowe plany pierwszego reaktora atomowego

W Stanach Zjednoczonych wydano ostatnio szczegółowy opis pierwszego stosu atomowego, uruchomionego przez Fermiego w Chicago w grudniu 1942 r., z dokładnymi planami i danymi dotyczącymi współczynników bezpieczeństwa, wymiarów stosu i spowalniania neutronów w berylu. Broszura kosztuje 25 centów.

Pierwszy reaktor do celów medycznych

W Ośrodku Medycznym Uniwersytetu Kalifornijskiego w Los Angeles rozpoczęto budowę reaktora, z którego selektywne wiązki neutronów i promienie gamma zostaną zastosowane do terapii nowotworów. Reaktor będzie służył również do sterylizacji artykułów spożywczych, lekarstw i narzędzi chirurgicznych oraz będzie stanowił źródło krótkotrwałych izotopów promieniotwórczych. Budowa reaktora ma być ukończona w ciągu roku, ale przewiduje się, że nie zostanie on zastosowany do użytku klinicznego przed upływem następnych 2 lat, w ciągu których będą prowadzone kalibracja i różne badania próbne.

Nowy reaktor w Harwell

Model szybkiego reaktora typu „breeder“ jest obecnie w budowie w Zakła-

dach Atomowych w Harwell. Reaktor ten, nazwany ZEUS (Zero Energy Uranium System), zostanie uruchomiony w końcu bieżącego roku i dostarczy szeregu cennych danych, które będą wykorzystane przy budowie zakładów w Dounreay. Paliwem w nowym reaktorze będzie ^{235}U , którego pręty tworzą rdzeń otoczony warstwą naturalnego uranu. W naturalnym uranie pod wpływem neutronów będzie powstawał pluton, przy czym ilość wytwarzanego plutonu przewyższy ilość rozszczepiającego się uranu 235. Poziom mocy reaktora będzie bardzo niski, gdyż nie przekroczy 10^{-6} mocy podobnego reaktora projektowanego w Dounreay.

Doroczny raport JENER (1953—54)

Norwesko-holenderskie Joint Establishment for Nuclear Energy Research, którego główną siedzibą jest Kjeller w Norwegii, wydało trzeci roczny raport ze swej działalności. W 300 kW reaktorze z ciężką wodą (JEEP-ie) zostały wymienione 4 pręty uranowe z ogólnej liczby 64 oraz dodano 65 w celu skompensowania wpływu produktów rozszczepienia. Skonstruowano nowe urządzenia do pneumatycznego wprowadzania izotopów i do sterowania z odległości operacjami z substancjami promieniotwórczymi. Kontynuowane było opracowywanie projektu eksperymentalnego reaktora mocy z naturalnym uranem i ciężką wodą pod ciśnieniem. W listopadzie 1953 r. rozszerzono budynek mieszczący reaktor i umieszczono w nim laboratoria fizyczne, elektroniczne i izotopowe. W laboratoriach Oddziału Chemicznego zostały ulepszone urządzenia do przeróbki prętów uranowych. „Gorący” pręt jest rozpuszczany w stężonym kwasie azotowym w naczyniu szklanym. Cała operacja jest sterowana z 40-centymetrowej ściany wodnej. Uzyskany roztwór zawiera 10 mg plutonu. Czysty uran otrzymuje się przez redukcję wapniem trójfluorku uranu.

Bardzo znacznie wzrosła produkcja izotopów. Wysłano 335 przesyłek, z tego 65% za granicę. Opracowano typy silnie aktywnych źródeł radiokobaltu i radioirydu do radiografii przemysłowej oraz szereg preparatów do zastosowań medycznych.

Interesujące wyniki otrzymały Oddziały Fizyki Neutronów i Fizyki Reaktora. Za pomocą mechanicznego monochromatora neutronów zmierzono zależność przekroju czynnego ^{235}U na rozszczepienie od energii neutronów. Dyfraktometr neutronowy został zastosowany do badania struktury krystalicznej wodoroku miedzi i struktury magnetycznej magnetytu. Wyznaczono szereg wielkości krytycznych reaktorów różnych typów, badano właściwości ekranujące betonu, opóźnioną emisję γ i wydajność produkcji Pu w reaktorach z ciężką wodą.

Nowe reaktory przemysłowe Wielkiej Brytanii

Atomic Energy Authority ogłosiło wiadomość o rozszerzeniu planu rozbudowy elektrowni atomowych, podanego w lutym 1955 r., przez zaprojektowanie 6 nowych reaktorów, z których 2 zostaną zbudowane w Calder Hall, a pozostałe 4 w Chapelcross w pobliżu zakładów radiochemicznych w Windscale. Obok energii elektrycznej reaktory te będą produkowały pluton do celów wojskowych.

Plany jądrowe Australii

Pięcioletni plan rozwoju zastosowań energii jądrowej w Australii przewiduje wydanie na ten cel 5,5 miliona funtów australijskich. W odległości 20 mił od Sidney zostanie zbudowany 10 MW-owy reaktor z ciężką wodą, zbliżony do angielskiego reaktora E. 443, budowanego w Harwell. Wybór ciężkiej wody jako moderatora został podyktowany budową wielkich fabryk D_2O na Północnej Wy-

spie Nowej Zelandii. Konstrukcję reaktora będzie prowadzić brytyjska firma Head Wrihston Processes.

Laboratorium Atomowe w Niemczech Zachodnich

Rząd Republiki Federalnej podał wiadomość o ustaleniu miejsca budowy pierwszego niemieckiego reaktora jądrowego. Spośród dwóch projektowanych miejsc: Monachium i Karlsruhe, wybrano Karlsruhe. Laboratorium będzie kosztowało 28 mil. marek, z czego sam reaktor pochłonie 17 milionów

Genetyczne efekty promieniowania

J. B. S. Haldane ocenia (*Nature*, **176**, 115 (1955)) liczbę przypadków śmierci wskutek szkodliwych mutacji wywołanych promieniowaniem. Jeżeli pokolenie liczące 10^9 osób otrzyma dawkę 10^7 R, czyli: średnio 0,01 R na osobę to w następnym pokoleniu należy się spodziewać od 2000 do 300 000 wypadków śmierci na skutek szkodliwych mutacji.

Zastosowanie promieniotwórczego cezu do leczenia nowotworów

W Royal Marsden Hospital w Londynie został zastosowany promieniotwórczy cez do leczenia głęboko usadowionych nowotworów. Sól cezu o aktywności 1000 c została wydzielona przez Oddział Badawczy fabryki atomowej w Windscale z odpadkowych produktów rozszczepienia. W Anglii będą przygotowywane miesięcznie 2 preparaty cezu o tej aktywności.

Ceny izotopów wytwarzanych w Wielkiej Brytanii

Atomic Energy Authority zawiadomiło o obniżeniu cen jodu 131 i koloidalnego złota 198, dostarczanych przez Ośrodek Radiochemiczny w Amersham. Izotopy te są szeroko stosowane do leczenia tarczycy i układu limfatycznego. Mimo że czas połowicznego zaniku jodu

wynosi tylko 8 dni, a złota — 3 dni, oba izotopy są wysyłane drogą lotniczą do bardzo odległych krajów, takich jak Australia, Nowa Zelandia, Argentyna, Urugwaj, Afryka Południowa i Japonia.

Nowe ceny wynoszą: pierwszy mc ^{131}J w roztworze bez nośnika £ 1, każdy następny 3s 6d; pierwszy mc ^{131}J w roztworze sterylnym £ 2, każdy następny 3s 6d; pierwsze 50 mc ^{198}Au w roztworze koloidalnym £ 5, każdy następny mc 6d.

Nagroda Forda za pokojowe zastosowanie energii atomowej

Ford Motor Co. zawiadomiło w czasie trwania Konferencji Atomowej w Genewie, że przeznaczą milion dolarów na coroczną nagrodę za najlepszą pracę z dziedziny pokojowego zastosowania energii atomowej. Nagroda w wysokości 75 000 dolarów i medal będą przyznawane przez jury międzynarodowe indywidualnym uczonym lub grupom uczonych niezależnie od ich rasy i przekonań politycznych. Jeżeli w którymś roku nagroda nie zostanie nikomu przyznana, to pieniądze będą użyte na stypendia dla naukowców pracujących nad pokojowym wykorzystaniem energii atomowej.

Występowanie technetu 98 w przyrodzie

E. A. Alperovitch i J. M. Miller podali (*Nature*, **176**, 299 (1955)) wyniki swych wstępnych badań nad występowaniem w przyrodzie technetu 98 o czasie połowicznego zaniku przekraczającym 10^7 lat. Próbkę otrzymaną z różnych rud, w których podejrzewano występowanie technetu, badano metodą aktywacji neutronami. Promienie γ z reakcji $^{98}\text{Tc}(n, \gamma)^{99}\text{Tc}^m$ mają energię 140 keV. Czas życia $^{99}\text{Tc}^m$ wynosi 6 godzin. Detektorem promieni γ był licznik scyntylacyjny z dyskriminatorem kanałowym. W sześciu z dwunastu przebadanych próbek stwierdzono definitywnie obecność technetu.

Atomowy wzorzec częstości

W National Physical Laboratory w Teddington L. Essen i J. V. L. Parry skonstruowali atomowy wzorzec częstości do kalibracji zegarów kwarcowych z dokładnością $1 : 10^9$, czyli 0,0001 sec na dobę (*Nature*, 176, 282 (1955)). Wykorzystano w nim metodę Rabiego rezonansu magnetycznego w strumieniu atomowym cezu. Obserwowany rezonans jest wywołany przejściami pomiędzy poziomami energetycznymi nadsubtelnej struktury, powstałymi wskutek oddziaływania spinów elektronowych i jądrowych. W jednorodnym polu magnetycznym poziomy te ulegają rozszczepieniu na składowe zeemanowskie, przy czym częstość środkowej linii obrazu Zeemana z dokładnością do pierwszego przybliżenia nie zależy od natężenia pola magnetycznego, lecz jest stałą atomową. W zerowym polu magnetycznym częstość tej linii wynosi $9\ 192\ 631\ 830 \pm 10$ Hz. Autorowie proponują, aby za wzorzec częstości przyjąć częstość linii cezu w polu o takim natężeniu, by sąsiednie linie składowe były odległe o 500 Hz. Dzięki takiej definicji trudny pomiar pola zastępuje się prostym pomiarem częstości. W tych warunkach częstość środkowej linii wynosi $9\ 192\ 632\ 050 \pm 10$ Hz. Wzorzec czasu, oparty na tym wzorcu częstości, jest o wiele wygodniejszy od wzorca astronomicznego, gdyż wskutek zmian okresu obrotu Ziemi dookoła osi dokładność astronomicznej jednostki czasu może osiągnąć $1 : 10^9$ dopiero w wyniku wieloletnich obserwacji.

Bullard w tym samym numerze *Nature* zwraca uwagę, że doświadczalne porównanie czasu atomowego i astronomicznego może rozstrzygnąć zagadnienie, czy stałe atomowe ulegają zmianie. Istnieje bowiem przypuszczenie, że roczna zmiana stałych fizycznych jest rzędu $1/T$, gdzie T jest wiekiem Wszechświata w latach i wynosi około $4 \cdot 10^9$.

Pompy próżniowe z parą tytanu

Prof. Herb i jego współpracownicy zbudowali na Uniwersytecie Wisconsin nowy typ pompy próżniowej, która nie pozostawia żadnych śladów par organicznych. Para tytanu w tej pompie odgrywa rolę getteru, usuwając przez związanie chemiczne najmniejsze ślady wodoru, tlenu i azotu. Gazy szlachetne, które nie reagują z tytanem, ulegają w pompie jonizacji. Jony zostają przyciągnięte przez ścianki i uwięzione przez osadzającą się parę tytanu. Pompa wymaga próżni wstępnej. Tygielek z tytanem jest ogrzewany przez bombardowanie elektronami. Osiągnięta próżnia wynosi $5 \cdot 10^{-9}$ mm Hg, a szybkość pompowania dla wodoru jest równa 9000 l/sec.

Obrabiarka ultradźwiękowa

Firma angielska Mullard wyprodukowała prototyp obrabiarki ultraakustycznej o mocy 2 kV. Maszyna wykonuje szereg rodzajów obróbki, jak wiercenie, frezowanie i szlifowanie twardych i kruchych materiałów. Mechanicy przyzwyczajeni do zwykłych precyzyjnych obrabiarek mogą ją z łatwością obsługiwać.

Kurs dla użytkowników izotopów promieniotwórczych w Krakowie

10 października rozpoczął się w Krakowie miesięczny kurs użytkownika izotopów promieniotwórczych, zorganizowany przez Instytut Badań Jądrowych Polskiej Akademii Nauk. W kursie bierze udział 26 inżynierów i techników z różnych instytutów i zakładów przemysłowych, zainteresowanych w stosowaniu izotopów promieniotwórczych. Wykłady i ćwiczenia są prowadzone przez pracowników II i VII Zakładu IBJ.

Kursy inżynierii jądrowej na Uniwersytecie w Nowym Yorku

College of Engineering Uniwersytetu w Nowym Yorku zorganizował kursy inżynierii jądrowej dla studentów, którzy posiadają stopnie *Bachelor of Science* lub *Bachelor of Engineering* i pragną uzyskać nowy stopień *Master of Nuclear Engineering*. W celach ćwiczeniowych został wybudowany subkrytyczny reaktor. W 51,5 metrowym zbiorniku z wodą zanurzone są dwie tony uranu w postaci prętów. Źródło neutronów, polon z berylem może być wprowadzane między pręty za pomocą sterowanego na odległość urządzenia. Maksymalna moc reaktora wynosi 1/300 W, a strumień neutronów osiąga wartość 10^8 n/sec. Za pomocą reaktora studenci zapoznają się praktycznie z fizyką reakcji łańcuchowej, z teorią reaktora i z teorią dyfuzji neutronów.

Polskie Towarzystwo Fizyczne

Skład Zarządu Głównego Towarzystwa: przewodniczący — prof. dr Leopold Infeld, czł. rzecz. PAN; wiceprzewodniczący — prof. dr Andrzej Sołtan, czł. koresp. PAN; sekretarz — kand. Janusz Dąbrowski; skarbnik — prof. dr Jerzy Pniowski, członek Zarządu — prof. dr Leonard Sosnowski.

Oddział Gdański

Od ostatniego sprawozdania skład zarządu nie uległ zmianie.

W pierwszym półroczu 1955 r. odbyły się 3 zebrania naukowe, na których wygłoszono następujące referaty:

mgr inż. Z. Ogrzewalski — „Szczególne własności niektórych typów fal w falowodach“,

mgr inż. Z. Ogrzewalski — „O strukturze fotonów i cząstek elementarnych“,

prof. dr W. Mościcki — „Wspomnienie o Fermim — twórcy pierwszego reaktora atomowego“,

prof. dr W. Mościcki — „Dyskusja technik geochronologii metodą radiowęglą“.

Ponadto Oddział zorganizował cykl odczytów pt. „Od odkrycia radu do budowy reaktora atomowego“:

mgr Z. Sobczyński — „Promieniotwórczość naturalna i sztuczna“,

prof. dr W. Mościcki — „Źródło sił jądrowych i energii atomowej“,

prof. dr I. Adamczewski — „Reakcje jądrowe“,

prof. dr J. Rayski (Toruń) — „Elementarne cząstki materii“,

prof. dr I. Adamczewski — „Rozszczepienie jąder atomowych“,

mgr inż. Z. Ogrzewalski — „Reaktor atomowy“,

prof. dr W. Mościcki — „Bomba atomowa i wodorowa“,

prof. dr I. Złotowski (Warszawa) — „Izotopy promieniotwórcze i ich zastosowanie“.

Odczyty były ilustrowane wykresami i pokazami. Podczas odczytu o bombie atomowej był wyświetlany film z wybuchu bomby atomowej na atolu Bikini. Odczyty cieszyły się wielką popularnością, średnia frekwencja wynosiła 300 osób.

Nawiązany poprzednio kontakt ze Szkołą Oficerską Marynarki Wojennej był podtrzymywany przez wygłoszenie kilku kolejnych odczytów. Dotyczyły one przeważnie energii atomowej.

Kierownik Sekcji Dydaktycznej wraz z sekretarzem i skarbnikiem Oddziału organizowali nadal sobotnie wykłady połączone z pokazami dla młodzieży wyższych lat szkół średnich. Ogółem odbyło się 11 takich wykładów.

Zorganizowano 2 wykłady na terenie szkół średnich w Gdańsku na tematy związane z dydaktyką, w tym jeden odczyt dla nauczycieli.

Kilku członków Towarzystwa bierze systematyczny udział w akcji odczyto-

wej Towarzystwa Wiedzy Powszechnej.

W czasie pobytu prof. dra I. Złotowskiego w Gdańsku szeroko dyskutowano nad sprawą współpracy fizyków z TWP. Oprócz akcji odczytowej omówiono sprawę przygotowania preżroczy i innych pomocy w odczytach, a także drobnych wydawnictw, a nawet filmów naukowo-oświatowych. Oddział Gdański zastanawia się poważnie nad możliwością zrealizowania na swoim terenie takiego filmu przy współudziale Filmu Polskiego.

Oddział Gdański prowadzi poradnię dla racjonalizatorów, która w okresie sprawozdawczym udzieliła 3 porad.

Przy współudziale Gdańskiego Oddziału PTF zostało w Gdańsku zorganizowane Koło Miłośników Astronomii, które rozwinęło szeroką działalność. Oprócz akcji odczytowej, w której bierze udział także kilku członków PTF, Koło to organizuje obserwacje, na które uczęszcza znaczna liczba osób. Przewodniczącym Koła został prof. dr I. Adamczewski.

Oddział Gliwicki

Skład Zarządu: przewodniczący — prof. mgr Konopacki, wiceprzewodniczący — prof. dr inż. Stefan Węgrzyn, sekretarz — mgr Sławomir Kończak, skarbnik — mgr Franciszek Kumaszką, członkowie — prof. dr Kazimierz Gostkowski, prof. dr Marian Puchalik, prof. Zdzisław Trybalski.

W I półroczu 1955 r. odbyły się 3 posiedzenia naukowe, na których zostały wygłoszone następujące referaty:
doc. Tiemnikow (Moskwa) — „Przegląd współczesnych zagadnień automatyki“,

prof. dr Marian Puchalik — „Zagadnienie addytywności parachorów roztworów“ (praca własna),

mgr Adam Strzałkowski (Kraków) — „Elektrodynamika klasyczna“.

Zorganizowano 1 odczyt popularny:

prof. Marian Konopacki — „Promienie dodatnie i ich zastosowanie“. Odczyt ten był powtórzony na konferencji nauczycieli fizyki szkół średnich w kwietniu br. w Chorzowie.

W ciągu maja członkowie Oddziału wygłaszali w różnych przedsiębiorstwach i szkołach odczyty na temat energii atomowej i jej pokojowego zastosowania, opracowane w 2 wersjach — jedną przez prof. W. Łanieckiego, drugą, obszerniejszą, przez profesorów M. Konopackiego i B. Matule.

Oddział Krakowski

Zarząd Oddziału pozostał nie zmieniony.

W pierwszym półroczu 1955 r. odbyło się 13 zebrań naukowych, na których wygłoszono następujące referaty:

mgr Olena Stanisłowa — „Pomiar masy i pędu cząstek w emulsjach fotograficznych“,

doc. dr Jerzy Janik — „O prawdopodobnym istnieniu nowego hyperonu“,

prof. dr H. G. E. Cosyns (Bruksela) — „Angular distribution of mesons and limitation of precision in measurement of nuclear emulsion“,

doc. kand. Józef Werle (Warszawa) — „Zagadnienia sił odpychających w oddziaływaniach jądrowych“,

doc. dr Andrzej Hrynkiwicz — „Masa neutrino“,

mgr Jacek Hannel — „Widmo rezonansu jądrowego niektórych związków chemicznych“,

mgr Franciszek Leś — „Nowa metoda wyznaczania c_p/c_v “,

prof. dr Marian Mięśowicz — „Konferencja poświęcona zagadnieniom promieni kosmicznych (Drezno 3—7.3 55) oraz wrażenia ze zwiedzania Zakładów Fizyki w NRD“,

doc. dr Michał Massalski — „Struktura wielotrzonowa wielkich pęków promieniowania kosmicznego“,

prof. P. Bażulin (Moskwa) — „Rozwój badań nad optyką molekularną w ZSRR“,

prof. dr H. Niewodniczański — „Wrażenia z pobytu w ZSRR“, cz. I,

prof. dr H. Niewodniczański — „Wrażenia z pobytu w ZSRR“, cz. II,

mgr Wiesław Czyż — „Fotorozszczepienie deuteronu przy bardzo wysokiej energii“,

doc. dr Andrzej Hrynkiewicz — „Neutrina ze słońca“,

mgr Stefan Wiktor — „Widmo gamma toru D wyznaczone metodą komory dyfuzyjnej“,

Akademia ku czci Alberta Einsteina — referaty o życiu i działalności A. Einsteina wygłosili prof. dr J. Weyssenhoff i prof. dr B. Średniawa.

W okresie sprawozdawczym odbyło się 5 zebrań Sekcji Dydaktycznej, na których wygłoszono następujące referaty:

mgr inż. J. Łoskiewicz — „Lampy elektronowe“, cz. I,

mgr inż. J. Łoskiewicz — „Lampy elektronowe“, cz. II,

dr T. Piech — „Problemy elektrostatyki“,

mgr F. Leś — „Widma optyczne i ich związek z budową materii“,

mgr A. Garnysz — „Demonstracje z dziedziny prądów stałych i zmiennych“.

W czasie od 5.III do 3.IV.1955 r. zorganizowano cykl odczytów popularnonaukowych pod ogólnym tytułem „Energia atomowa otwiera nową erę“.

Poszczególne odczyty:

prof. dr H. Niewodniczański — „Energia zawarta w jądrze atomowym“,

doc. dr J. Janik — „Stos atomowy“,

doc. dr A. Hrynkiewicz — „Bomba atomowa i wodorowa“,

mgr A. Strzałkowski — „Energia atomowa we wszechświecie“,

prof. dr L. Jurkiewicz — „Zastosowania techniczne energii atomowej“.

Wszystkie odczyty były powtarzane. Przeciętna frekwencja wynosiła 200 osób.

Ponadto zorganizowano cykl odczytów popularnych w ramach współpracy naukowców z robotnikami.

mgr K. Grotowski — „Podstawowe pojęcia nauki o ciepłe“,

mgr O. Czyżewski — „Właściwości cieplne ciał“,

mgr Z. Buja — „Zasady termodynamiki, maszyny cieplne“,

mgr M. Wierzbicki — „Elektrostatyka“,

mgr J. Babecki — „Prąd elektryczny“,

mgr T. Waluga — „Magnetyczne skutki prądu elektrycznego“,

doc. dr J. Janik — „Elektryczne prądy przemienne“,

mgr O. Daszkiewicz — „Zasady radiotechniki“,

mgr K. Ostrowski — „Prawa rozchodzenia się światła“,

mgr K. Nikiel — „Przyrządy optyczne“,

mgr F. Leś — „Falowa natura światła“,

mgr D. Kunisz — „Widma optyczne“.

W ramach popularyzacji fizyki wygłoszono 4 referaty:

doc. dr A. Hrynkiewicz — „Bomba atomowa i wodorowa“ — na Politechnice Krakowskiej,

doc. dr J. Janik — „Energia atomowa“ — na Uniwersytecie Jagiellońskim,

mgr L. Jarczyk — „Energia atomowa w zastosowaniach praktycznych“ — w Nowym Sączu,

mgr O. Czyżewski — „Energia atomowa“ — w Skawinie i urządzono dwukrotnie demonstracje z fizyki dla szkół średnich.

Współpracując z Wojewódzkim Domem Kultury Związków Zawodowych, Oddział Krakowski obsadził 5 odczytów w cyklu pt. „Fizyka atomowa w służbie ludzkości“.

Oddział Lubelski

Skład Zarządu nie uległ zmianie od ostatniego sprawozdania.

W pierwszym półroczu 1955 r. odbyło się 9 zebrań naukowych, na których zostały wygłoszone następujące referaty:

mgr Stanisław Szpikowski — „Pomiar stałej dyfuzji termicznej“,

mgr Emanuel Trembaczowski — „Badanie promieniotwórczości wód“,

prof. dr Ludwik Natanson (Warszawa) — „Anihilacja cząstek ciężkich“,

mgr Waław Staszewski — „Ogólne zasady wyzwalania energii jądrowej“,

mgr Mieczysław Subotowicz — „Siłownie jądrowe“,

mgr Stefan Wieluński — „Metody stabilizacji napięcia w związku z budową sieci laboratoryjnej Zakładu Fizyki UMCS“,

mgr Stefan Wieluński — „Prostownie silnych prądów“,

prof. Armin Teske — „Życie Einsteina i główne linie jego twórczości“,

prof. Włodzimierz Urbański — „Zasadnicze idee teorii względności“,

mgr Edward Döwird — „Wyznaczenie N z ruchów Browna ciał makroskopowych“,

mgr Waław Staszewski i mgr Bogdan Adamczyk — „Siły pomiędzy kulami w polu akustycznym“,

mgr Stanisław Kapiszewski — „Wyznaczanie lepkości osocza krwi“,

doc. Włodzimierz Żuk — „Wzmocnianie prądów stałych“.

Zorganizowano jeden odczyt dla nauczycieli fizyki szkół średnich:

doc. dr Wł. Żuk: „O reaktorach atomowych“.

W ramach współpracy z Towarzystwem Wiedzy Powszechnej mgr M. Subotowicz wygłosił odczyt „O lotach międzyplanetarnych“ i opracował skrypt na ten temat dla prelegentów TWP, a prof. dr St. Ziemecki wygłosił odczyt o Marii Skłodow-

skiej-Curie. W Towarzystwie Lekarskim odbył się odczyt prof. dr St. Ziemeckiego pt. „Najważniejsze osiągnięcia fizyki atomu“, a w ZSL — odczyt J. Skierczyńskiej — „Zastosowanie pokojowe energii jądrowej“.

Wykończono trzy nowe ekspozyty do Muzeum Fizyki: 1) działanie pola magnetycznego na przewodnik, w którym płynie prąd, 2) magnetofon, 3) prawo Bernoulliego.

Mgr Stefan Wieluński prowadził w dalszym ciągu wykłady fizyki dla robotników (6 godzin tygodniowo). Średnia frekwencja 80 osób.

W Komisji Współpracy Naukowców z Robotnikami przy WRZZ bierze udział członek Oddziału mgr St. Wieluński jako wiceprzewodniczący. Członkowie Oddziału udzielali w dalszym ciągu pomocy brygadam racjonalizatorskim przy FSC i przy Państw. Zakładach Mięsnych. Przeprowadzono mediację w sporze o prawa autorskie w Klubie Racjonalizatorów przy Państw. Zakładach Zbożowych.

Oddział Łódzki

Skład Zarządu pozostał nie zmieniony.

W I półroczu 1955 r. odbyły się 3 posiedzenia naukowe, na których wygłoszono następujące referaty:

dr L. Kołodziejczyk — recenzja książki De Grotta „Thermodynamics of irreversible processes“,

mgr T. Tietz — „Równanie Fermiego-Thomasa“,

mgr A. Zawadzki — „O wrażeniach z pobytu na konferencji kosmików w NRD“.

Ponadto zorganizowano 4 odczyty dla nauczycieli:

prof. L. Kojrański — „Pomiary fotometryczne“,

prof. L. Kojrański — „Polaryzacja“,

prof. St. Karasek — „Promieniotwórczość naturalna“, cz. I,

prof. St. Karasek — „Promieniotwórczość naturalna“, cz. II,

i 12 odczytów dla uczniów klas dziewiątych:

- mgr W. Karniewicz — „Fale elektromagnetyczne“, cz. I,
 mgr W. Karniewicz — „Fale elektromagnetyczne“, cz. II,
 mgr A. Krzyżowski — „Polaryzacja“,
 mgr L. Kojrański — „Polaryzacja“,
 mgr St. Niedźwiedziuk — „Wyładowania w gazach rozrzedzonych“,
 mgr A. Tomaszewski — „Elektrony“, cz. I,
 mgr A. Tomaszewski — „Elektrony“, cz. II,
 mgr Z. Piotrowska — „Promienie Roentgena“,
 mgr R. Braun — „Zastosowanie lamp elektronowych w fizyce“,
 mgr R. Firkowski — „Dźwięk i jego analiza“,
 mgr B. Piotrowski — „Doświadczenia z ciekłym powietrzem“,
 mgr B. Piotrowski — „Napięcie powierzchniowe“.

Oddział Poznański

Dnia 17 stycznia 1955 r. odbyło się Walne Zebranie Oddziału Poznańskiego, na którym został wybrany nowy Zarząd w składzie: przewodniczący — prof. dr A. Piekara, wiceprzewodniczący — prof. dr E. Karaśkiewicz, doc. mgr A. Piławski, sekretarz — mgr T. Hilczer, skarbnik — mgr H. Cofła, członkowie Zarządu — mgr J. Pietrzak, mgr Z. Bochyński, mgr F. Kaczmarek i mgr J. Białek z Wydziału Oświaty WRN.

W I półroczu 1955 r. odbyły się zebrania naukowe i dydaktyczne z następującymi referatami:

- prof. A. Piławski — „Nowe ujęcie magnetyzmu w szkole średniej“,
 prof. dr E. Karaśkiewicz — „O falach o amplitudzie skończonej“,
 dr W. Krzyżaniak — „Rola pogłębłości i abstrakcyjności w procesie tworzenia pojęć fizycznych w szkole średniej“,

prof. dr St. Loria — „Uroczystość 50-lecia prac Einsteina z teorii kwantów i teorii względności“,

- prof. dr S. Szczeniowski — „Wybuch atomowy“,
 mgr P. Kiszkowski — „Anomalia ciepła przemiany tytanianu baru wg teorii Masona“,

A. Wesołowski — „Lampa z bieżącą falą“,

- mgr H. Cofła — „Zależności magnetostrukturalne a koncepcja Zenera“,
 prof. dr J. Weyssenhoff (Kraków) — „Odwrócenie czasu w teorii klasycznej i teorii kwantowej“.

Oddział zorganizował cykl odczytów popularnonaukowych pt. „Ruch — Ciepło — Światło“:

- prof. dr M. Kwiek — „O ruchu drgającym“,
 prof. dr A. Piekara — „Osobliwości ruchu obrotowego“,
 mgr T. Hilczer — „Ciepło — ruch cząsteczkowy“,
 mgr T. Krajewski — „Niskie temperatury“,
 mgr F. Kaczmarek — „O promieniowaniu cieplnym widzialnym i niewidzialnym“.

Poza tym Oddział zorganizował odczyty z demonstracjami z wybranych działów fizyki dla uczniów szkół średnich:

- mgr T. Hilczer — „Kondensatory i pojemność elektryczna“,
 mgr H. Ratajczak — „O potencjałe elektrycznym“,
 mgr F. Kaczmarek — „O natężeniu pola elektrycznego“,
 mgr T. Krajewski — „Energia pola elektrycznego“,
 mgr M. Surma — „Wysokie napięcia“,
 mgr Z. Bochyński — „Promienie katodowe i rentgenowskie“,
 mgr F. Kaczmarek — „Indukcja elektromagnetyczna“,
 mgr J. Józwiak — „Właściwości magnetyczne ciał“,

mgr J. Pietrzak — „Silniki i prądnice“;

mgr T. Hilczer — „Widma atomowe“;

mgr Z. Pająk — „Budowa atomu“;

mgr T. Hilczer — „Energia jądra atomowego“;

mgr Z. Pająk — „Promieniotwórczość“.

Na zakończenie roku akademickiego 1954/55 Oddział Poznański razem z Katedrami Fizyki UP zorganizował w dniach od 27 maja do 3 czerwca br. „Wystawę Prac Magisterskich z fizyki absolwentów UP“. Na wystawie były kompletne zestawy wykonanych prac magisterskich oraz plansze z objaśnieniami. W czasie trwania wystawy absolwenci fizyki wygłosili dla osób zwiedzających następujące odczyty:

J. Małecki — „Jak się wytwarza najsilniejsze pola magnetyczne“;

J. Kociński — „Struktura kryształów żelaza“;

H. Szydłowski — „O anizotropii magnetycznej“;

A. Markiewicz — „Mikrofale i radar“;

Z. Łosińska — „Ultradźwięki“;

J. Suwalski — „Ferroelektryki i ich zastosowania“.

Wystawę zwiedziła młodzież szkół średnich, nauczyciele, studenci, przedstawiciele zakładów produkcyjnych oraz inne zainteresowane osoby.

Na zakończenie Wystawy Oddział Poznański zorganizował specjalne zebranie dla absolwentów fizyki, na którym zostały wręczone nagrody książkowe za wkład organizacyjny i dydaktyczny w urządzenie Wystawy. Nagrody stanowiły książki profesorów A. Piekary i S. Szczeniowskiego, ofiarowane przez autorów.

Oddział Toruński

Skład Zarządu nie uległ zmianie od ostatniego sprawozdania.

W I półroczu 1955 r. odbyło się 1 zebranie naukowe, na którym prof. dr

J. Rayski wygłosił referat pt. „O bi-lokalnych modelach cząstek elementarnych“.

W maju 1955 r. Oddział urządził cykl odczytów popularno-naukowych:

prof. dr J. Rayski — „Elementarne cząstki materii“;

prof. dr W. Hanusowa — „Budowa jądra atomowego“;

prof. dr S. Loria (Poznań) — „O energii jądrowej“;

kand. K. Antonowicz — „Praktyczne zastosowania energii atomowej“.

Zorganizowano akcję oświatową dla nauczycieli przy współudziale WODKO. Zostały wygłoszone następujące odczyty:

kand. K. Antonowicz — „Kinetyczna budowa materii“;

mgr inż. K. Grzesiak — „Oscylograf katodowy w elektrotechnice“;

mgr M. Frąckowiak — „Budowa materii“;

kand. K. Antonowicz — „Fale elektromagnetyczne“;

kand. K. Antonowicz — „Zjawiska magnetyczne“.

Akcja popularnonaukowa dla szkół średnich objęła następujące miejscowości: Aleksandrów Kujawski, Białogrod, Brodnica, Bydgoszcz, Chełmno, Chełmża, Ciechocinek, Elbląg, Gdańsk, Gdynia, Grudziądz, Iława, Inowrocław, Kwidzyna, Lipno, Olsztyn, Rypin, Swiecie, Toruń, Tuchola, Wąbrzeźno i Włocławek. W miejscowościach tych wygłoszono łącznie 78 następujących odczytów:

K. Antonowicz — „Kinetyczna teoria materii“;

K. Antonowicz — „Masa i energia“;

K. Antonowicz — „Efekt fotoelektryczny“;

R. Bauer — „Reakcje termojądrowe“;

R. Bauer — „Ultradźwięki“;

D. Frąckowiak — „Przyspieszanie cząstek“;

D. Frąckowiak — „Cząstki elementarne“,

M. Frąckowiak — „Budowa atomu“,

M. Frąckowiak — „Periodyczny układ pierwiastków“,

M. Frąckowiak — „Świecenie ciał“,

S. Gorgolewski — „Silniki odrzutowe“,

S. Gorgolewski — „Radionawigacja“,

K. Grzesiak — „O radarze“,

K. Grzesiak — „O telewizji“,

J. Grzywacz — „Technika wysokiej próżni“,

J. Grzywacz — „Temperatura zera absolutnego“,

M. Kryszewski — „Fotoluminescencja“,

M. Kryszewski — „Fale podczerwone“,

S. Łęgowski — „Odkrycie Popowa i jego znaczenie“,

S. Łęgowski — „Prądy wysokiej częstości“,

K. Pruska — „Izotopy“,

K. Pruska — „Promienie kosmiczne“,

S. Pruski — „Fale i cząstki“,

S. Pruski — „Cząstki elementarne“,

S. Pruski — „Efekt fotoelektryczny“,

W. Nienartowicz — „Technika wysokich napięć“,

W. Nienartowicz — „Technika badań fizyki jądrowej“,

M. Rozwadowski — „Ultradźwięki“,

M. Rozwadowski — „Reakcje termojądrowe“,

M. Rozwadowski — „Tranzystory“,

T. Tietz — „Periodyczny układ pierwiastków“,

T. Tietz — „O barwach“,

T. Tietz — „Promienie kosmiczne“,

T. Tietz — „Cząstki elementarne“,

A. Wrzesińska — „Wyładowania elektryczne w gazach“,

A. Wrzesińska — „Tranzystory“.

Oddział Warszawski

Skład Zarządu Oddziału: przewodniczący — prof. kand. Z. Wilhelmi, wiceprzewodniczący — doc. kand. J. Werle, skarbnik — mgr Z. Mizgier, sekretarz — mgr E. Skrzypczakowa, kier. Akcji Popularyz. — mgr S. Czarniecki, członek — mgr J. Bogdanowicz.

W pierwszym półroczu 1955 r. odbyło się 5 posiedzeń naukowych, na których wygłoszono następujące referaty:

kand. H. Chęcińska — „Wrażenia z podróży naukowej do NRD“,

reż. J. Star — „Rola filmu w upowszechnieniu fizyki“,

prof. dr Cosyns (Bruksela) — referat na temat prac własnych,

prof. B. Buras — „Aktualne zagadnienia reaktorowe“.

Uroczyste posiedzenie poświęcone pamięci A. Einsteina (org. przez Polską Akademię Nauk i Polskie Towarzystwo Fizyczne).

Zorganizowano 5 odczytów popularnonaukowych dla szerokiej publiczności:

prof. dr A. Sołtan — „Jądro atomowe jako źródło energii“,

prof. kand. Z. Wilhelmi — „Reaktory atomowe“,

prof. dr I. Złotowski — „Izotopy w chemii i technologii chemicznej“,

doc. dr J. Grączewski — „Zastosowanie izotopów w medycynie“,

prof. dr W. Zonn — „Energia jądrowa w gwiazdach“, oraz 19 odczytów z licznymi pokazami dla starszych klas szkół ogólnokształcących i zawodowych:

mgr W. Wardzyński — „Optyka geometryczna“,

mgr K. Rosiński — „Optyka atomowa i cząsteczkowa“,

mgr S. Czarniecki — „Jonizacja i wyładowania w gazach“,

POLSKIE TOWARZYSTWO FIZYCZNE

ZARZĄD

Przewodniczący

Prof. dr LEOPOLD INFELD, czł. rzecz. PAN

Wiceprzewodniczący

Prof. dr ANDRZEJ SOŁTAN, czł. koresp. PAN

Sekretarz

Kand. JANUSZ DĄBROWSKI

Skarbnik

Prof. dr JERZY PNIEWSKI

Członek Zarządu

Prof. dr LEONARD SOSNOWSKI

PRZEWODNICZĄCY ODDZIAŁÓW TOWARZYSTWA

Gdańsk — Prof. dr IGNACY ADAMCZEWSKI

Gliwice — Prof. dr KAZIMIERZ GOSTKOWSKI

Kraków — Prof. dr LEOPOLD JURKIEWICZ

Lublin — Prof. dr STANISŁAW ZIEMECKI

Łódź — Prof. dr FELIKS J. WIŚNIEWSKI

Poznań — Prof. dr ARKADIUSZ PIEKARA

Toruń — Prof. dr WANDA HANUSOWA

Warszawa — Prof. kand. ZDZISŁAW WILHELMI

Wrocław — Prof. dr BOLESŁAW MAKIEJ

TREŚĆ

T. Kopcewicz — O programie naukowym Międzynarodowego Roku Geofizycznego 1957—58	3
A. Hryniewicz — Akceleratory cząstek wielkiej energii	15
M. Lévy, R. Marshak — Współczesny stan mezonowej teorii sił jądrowych	37

RECENZJE

S. Frisz, A. Timoriewa — „Kurs Fizyki, tom I“ (rec. W. i M. Majewscy)	57
A. Achiezer, W. Berestecki — „Kwantowaja Elektrodynamika“ (rec. W. Królikowski)	59

ZE ZJAZDÓW I KONFERENCJI

I Konferencja Optyki Atomowej i Molekularnej (T. Skaliński)	63
Konferencja w Bernie z okazji 50-lecia teorii względności (L. Infeld)	84

KRONIKA

88