
PTF

DWUMIESIĘCZNIK
POŚWIĘCONY
UPOWSZECHNIANIU
WIEDZY
FIZYCZNEJ

POSTĘPY FIZYKI

TOM 28
ZESZYT 2
1977

Prof. J. Barucha

ZARZĄD

Prezes

Prof. dr ZDZISŁAW WILHELMI

Wiceprezesa

Prof. dr ROMAN S. INGARDEN
Prof. dr BOHDAN KARCZEWSKI

Sekretarz Generalny

Doc. dr JAROSŁAW PIASECKI

Skarbnik

Doc. dr KAZIMIERZ ROSIŃSKI

Członkowie Zarządu

Prof. dr JULIAN AULEYTNER
Prof. dr ANDRZEJ BIAŁAS
Prof. dr ANDRZEJ BUDZANOWSKI
Mgr HENRYK KACZOREK
Doc. dr ADAM KUJAWSKI
Prof. dr JAN STANKOWSKI

oraz redaktorzy naczelni czasopism PTF

Prof. dr WIESŁAW CZYŻ
Doc. dr TOMASZ HOFMOKL
Prof. dr PRZEMYSŁAW ZIELIŃSKI

PRZEWODNICZĄCY ODDZIAŁÓW TOWARZYSTWA

Prof. dr hab. EUDOKIA OSTASZEWICZ (*Białystok*)
Doc. dr BOGDAN CAŁUSIŃSKI (*Częstochowa*)
Doc. dr JERZY GRZYWACZ (*Gdańsk*)
Dr hab. ANDRZEJ ZASTAWNY (*Gliwice*)
Dr MAREK ZRALEK (*Katowice*)
Doc. dr hab. WITOLD PRECHT (*Koszalin*)
Prof. dr KAZIMIERZ GROTOWSKI (*Kraków*)
Prof. dr hab. STANISŁAW SZPIKOWSKI (*Lublin*)
Doc. dr JERZY JATCZAK (*Łódź*)
Prof. dr hab. APOLONIA WRZESIŃSKA (*Opole*)
Doc. dr hab. JERZY PIETRZAK (*Poznań*)
Doc. dr hab. MAREK RYTEL (*Rzeszów*)
Doc. dr TADEUSZ REWAJ (*Szczecin*)
Doc. dr hab. STANISŁAW ŁĘGOWSKI (*Toruń*)
Doc. dr ANIEŁA WOLSKA (*Warszawa*)
Doc. dr hab. CECYLIA WESOŁOWSKA (*Wrocław*)

ADRES ZARZĄDU

00 681 WARSZAWA, ul. Hoża 69

P O L S K I E T O W A R Z Y S T W O F I Z Y C Z N E

POSTĘPY FIZYKI

DWUMIESIĘCZNIK POŚWIĘCONY UPOWSZECHNIANIU
WIEDZY FIZYCZNEJ

TOM 28, ZESZYT 2

PAŃSTWOWE WYDAWNICTWO NAUKOWE
1977

RADA REDAKCYJNA

Przewodniczący — Szczepan Szczeniowski, czł. rzecz. PAN,
Członkowie — Władysław Kapuściński, Ludwik Natanson,
Leonard Sosnowski, czł. rzecz. PAN, Przemysław Zieliński

KOMITET REDAKCYJNY

Redaktor Naczelny — Przemysław Zieliński
Członkowie Redakcji — Barbara Wojtowicz, Zygmunt Ajduk

Adres Redakcji: ul. Hoża 69, 00-681 Warszawa

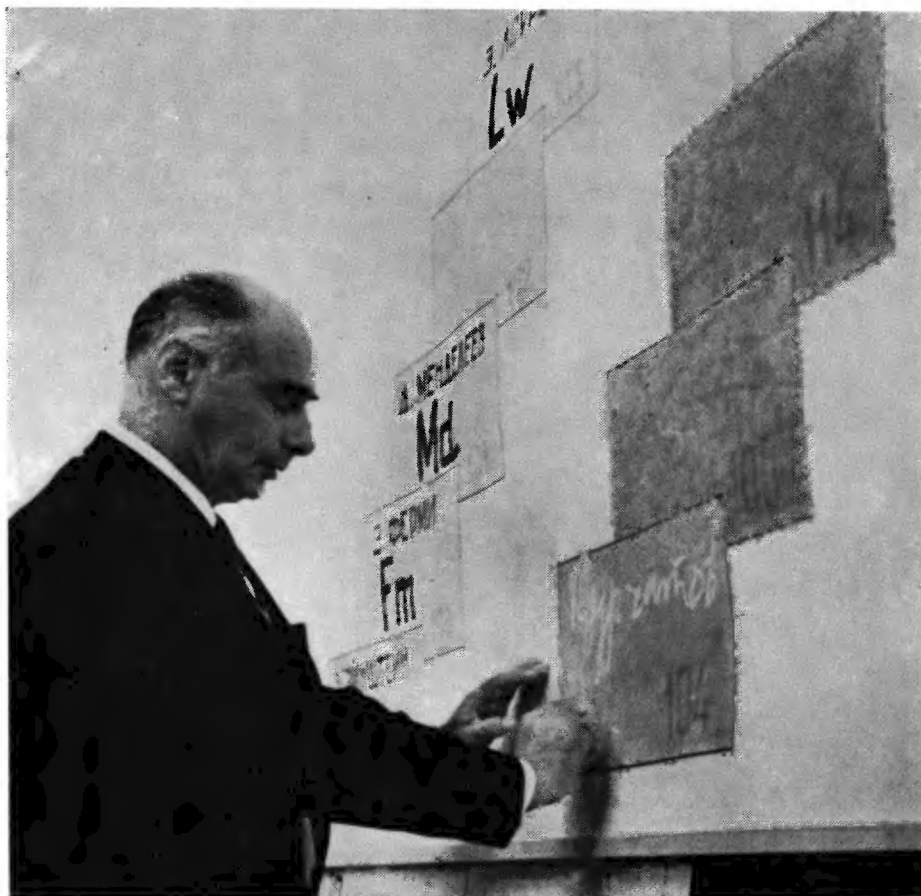
KORESPONDENCI ODDZIAŁÓW PTF

Mgr *Irena Lasocka* (Białystok)
Doc. dr hab. *Witold Waclawek* (Częstochowa)
Dr *Stanisław Zachara* (Gdańsk)
Doc. dr hab. *Józef Szpilecki* (Gliwice)
Dr *Elżbieta Zipper* (Katowice)
Dr *Anna Kapuścik* (Kraków)
Mgr *Józef Pomorski* (Lublin)
Doc. dr hab. *Leszek Wojtozak* (Łódź)
Doc. dr *Mieczysław Piróg* (Opole)
Dr *Andrzej Graj* (Poznań)
Mgr *Alina Lakner-Malowicz* (Szczecin)
Dr *Hanna Męczynska* (Toruń)
Doc. dr hab. *Aniela Wolska* (Warszawa)
Dr *Bernard Jancewicz* (Wrocław)

Państwowe Wydawnictwo Naukowe—Oddział w Krakowie, ul. Smoleńsk 14

Nakład 2878 + 122 egz. Ark. wyd. 8,0. Ark. druk. 6¹¹/₁₆ + 1 wkł. Papier
druk. sat. kl. III. 70×100, 70 g. Oddano do składania w grudniu 1976
Podpisano do druku w marcu 1977 Druk ukończono w kwietniu 1977
Zam. 1217/76 C-23. Cena 15.—

Drukarnia Uniwersytetu Jagiellońskiego, Kraków, Manifestu Liptowego 13



Georgij N. Florow

Georgij N. Florow — laureat medalu im. Mariana Smoluchowskiego

Georgij N. Florov — the Marian Smoluchowski Medal Winner

Abstract: The scientific activities and achievements of Professor G. N. Florov, member of the Academy of Sciences of USSR, director of the Nuclear Reactions Laboratory of the Joint Institute of Nuclear Research, Dubna, have been described. Professor Florov was awarded the highest distinction of the Polish Physical Society — the Marian Smoluchowski Medal.

Georgij Florow, syn Mikołaja, urodził się przed 63 laty w Rostowie nad Donem. Droga do fizyki wiodła go przez studia techniczne. Jeszcze jako słuchacz inżynieryjno-fizycznego Wydziału Politechniki Leningradzkiej zaczął on pracować w Laboratorium prof. Kurczatowa i pod jego kierunkiem zakończył w 1938 roku swą pracę dyplomową na temat oddziaływania neutronów z jądrami. W dwa lata później dokonał on wraz z fizykiem polskiego pochodzenia Pietrzakiem swego pierwszego znakomitego odkrycia — spontanicznego rozszczepienia uranu. Odkrył więc zupełnie nowy rodzaj przemiany jądrowej, fundamentalne zjawisko, które było parę lat wcześniej przewidziane teoretycznie przez Bohra i Wheelera, a bezskutecznie poszukiwane przez takich wytrwałych eksperymentatorów jak Libby. Już wtedy, już w tej pierwszej pracy naukowej pokazał swój lwi pazur badacza wysokiej rangi i ujawnił pewne charakterystyczne cechy swego charakteru i umysłu: ambicję podejmowania wielkich i trudnych zadań, wytrwałość w dochodzeniu do optymalnych, rekordowych parametrów wybranej metody eksperymentalnej i wielki samokrytycyzm zmuszający go do powtarzania wielu krzyżowych prób sprawdzających uzyskane wyniki.

Te cechy zapewniły mu sukces w dalszej drodze naukowej. A pierwsze jej mile były bardzo trudne. Przypadały bowiem na lata wojny. Żołnierz pospolitego ruszenia, elew akademii sił powietrznych — Georgij Nikołajewicz Florow —

choć oderwany od laboratorium i biblioteki — myśli jednak o fizyce. I nie dziwnego, że myśli o tym, jak ją wykorzystać przeciw najeźdźcom.

I tu ujawnia się inna cecha jego indywidualności: z uporem i namiętnością przekonuje różne instancje państwowe o konieczności podjęcia prac nad bombą uranową, pisze memoriały, wygłasza referaty. W wyniku tych starań, które zbiegły się z wysiłkami innych naukowców radzieckich, w 1942 roku Florow znajduje się już wśród tych szczęśliwców, którzy w te ponure lata wojny mogli oddać się nauce. Bierze wtedy udział w badaniach nad rozszczepieniem uranu, nad wykorzystaniem praktycznym energii jądrowej i metod fizyki jądrowej; tymi zagadnieniami zajmuje się także przez szereg lat powojennych. Między innymi zasługami przypisuje mu się w jego ojczyźnie inicjatywę w rozwijaniu i stosowaniu jądrowych metod poszukiwań geologicznych.

Wielka epopeja Florowa zaczęła się jednak w 1953 r. Podjął wtedy badania w dziedzinie fizyki ciężkich jonów i prowadził je najpierw w Instytucie Energii Atomowej, później — od 1957 r. — w Zjednoczonym Instytucie Badań Jądrowych, w stworzonym przez siebie Laboratorium Reakcji Jądrowych będącym faktycznie wielkim instytutem badawczym. Pod jego kierunkiem zbudowano tu dwa wielkie akceleratory ciężkojonowe, stanowiące pod pewnymi względami urządzenia w skali światowej unikalne i opracowano oryginalne konstrukcje bardzo wydajnych źródeł wieloładunkowych ciężkich jonów. Przede wszystkim jednak rozwinęto szeroki program badań naukowych.

Placówka stworzona przez Florowa urosła w ciągu paru lat do rangi jednego z najwybitniejszych w świecie centrów fizyki ciężkich jonów. Stało się to w dużej mierze dzięki niezwyklej śmiałości i wyobraźni jej dyrektora, który potrafił stawiać swym współpracownikom wielkie, ambitne zadania, dzięki jego ogromnej energii, inicjatywie naukowej i technicznej, i wytrwałości, bez której celów tych nie można by realizować.

Jako główny kierunek badań swego Laboratorium wybrał prof. Florow syntezę pierwiastków transfermowych ($Z > 100$) — zadanie o najwyższym stopniu trudności. Poszukiwania tych niestabilnych pierwiastków i ich identyfikacja musiały oprzeć się, oczywiście, na obserwacji ich rozpadu promieniotwórczego. Powstawał problem, jaki rodzaj rozpadu przyjąć za podstawę identyfikacji: rozpad alfa czy rozszczepienie spontaniczne? W przeciwieństwie do fizyków amerykańskich, przodujących podówczas w tej dziedzinie badań, Florow oparł się na rozszczepieniu spontanicznym. Wybór ten okazał się bardzo słuszny i szczęśliwy. Rejestracja fragmentów rozszczepienia może być dokonywana z wielką czułością dzięki ich dużej energii kinetycznej. Szczególnie korzystne jest przy tym używanie stosunkowo lekkich tarcz słabo lub w ogóle nierozszczepiających się spontanicznie i bombardować je stosunkowo ciężkimi cząstkami.

W ten właśnie sposób Florow i jego współpracownicy otrzymali w latach 1964—1970 izotopy pierwiastków o numerze porządkowym 102, 103, 104, 105. Wykryte przez Florowa pierwiastki 104 i 105 nazwał on „kurczatowium” i „nilsborium”.

W podobny sposób został po raz pierwszy syntezowany pierwiastek 106 w 1974 roku i 107 w 1976 roku. Reakcje, w których tego dokonano, to: $^{208}\text{Pb}(^{54}\text{Cr}, 3n)^{259}106$ oraz $^{209}\text{Bi}(^{54}\text{Cr}, 2n)^{261}107$.

Te nowo odkryte pierwiastki były przez Florowa zbadane pod względem ich stabilności odnośnie rozszczepienia spontanicznego. Ujawniło się przy tym bardzo intrygujące zjawisko: przy przejściu od $Z = 100$ i 102 zależność półokresu od liczby neutronów w jądrze danego pierwiastka silnie zmienia się, a mianowicie nie występuje obserwowany przy lżejszych pierwiastkach gwałtowny spadek czasu życia. Ujawnia się tu prawdopodobnie stabilizującą działalność powłok jądrowych $Z = 110-114$ i $N = 184$.

W trakcie poszukiwania nowych pierwiastków z krańca tablicy Mendelejewa w laboratorium prof. Florowa dokonały się dwa inne ważne odkrycia naukowe. W 1961 roku Florow i jego współpracownicy wykryli nowy typ izomerii jądrowej — izomery rozszczepiające się spontanicznie. Jądro znajdujące się w takim stanie izomerycznym wykazuje o 25 rzędów wielkości większe prawdopodobieństwo rozszczepienia spontanicznego niż w stanie podstawowym, charakteryzuje się przy tym silnym zakazem emisji promieniowania przy małym spinie i dużej energii wzbudzenia.

Do dnia dzisiejszego znaleziono już w świecie, zwłaszcza w Dubnej, Kopenhadze i w Heidelbergu, ponad 30 takich izomerów, powstały też teorie wyjaśniające to zjawisko zmianą wielkości deformacji jądra przy przejściu od stanu podstawowego do izomerycznego i występowaniem dwugarbowej bariery rozszczepienia. Spontanicznie rozszczepiający się izomer byłby więc najniższym poziomem w drugiej jamie potencjału.

Wielką rangę naukową należy przypisać innemu odkryciu dokonanemu w Laboratorium prof. Florowa — odkryciu zjawiska opóźnionej emisji protonu. Jest to proces dwustopniowy, z których pierwszy jest rozpadem β^+ wiodącym do powstania jądra o ujemnej energii wiązania protonu, a więc jądra z nadmiarem protonu, drugi — jest aktem emisji protonu z takiego jądra. Późniejsze badania eksperymentalne podjęte w wielu laboratoriach świata doprowadziły do wykrycia ponad trzydziestu takich beta-opóźnionych emiterów protonowych i wykazały, że wykryte w Dubnej zjawisko może stanowić źródło ważnych informacji spektroskopowych, m. in. o gęstości poziomów jądrowych jąder dalekich od ścieżki stabilności w obszarze energii wzbudzenia trudnych do badania w inny sposób (3—8 MeV).

Do wybitnych osiągnięć badań podjętych w Dubnej z inicjatywy prof. Florowa zaliczyłbym również syntezowanie długiego szeregu — około trzydziestu — nowych ciężkich izotopów z wielkim nadmiarem neutronów pierwiastków leżących w obszarze od helu do chloru, wśród nich takich egzotycznych nuklidów jak ^{18}C , ^{24}O , ^{33}Al . Badania te pozwoliły określić położenie granic stabilności w obszarze najbliższych pierwiastków.

Charakteryzując sylwetkę uczonego, pracującego dziś w epoce badań kompleksowych, zespołowych nie można pominąć tej jakże ważnej części jego wkładu do rozwoju nauki, jaka polega na powiększaniu ludzkiego potencjału nauko-

wego — to jest na kształceniu i wychowaniu nowej kadry naukowej. Prof. Florow ma tutaj zasługi olbrzymie: jego uczniowie i współpracownicy przedstawili około czterdziestu dysertacji kandydackich i kilka doktorskich (to jest habili-tacyjnych). Liczby te jednak nie w pełni charakteryzują wielką rolę Florowa w wychowaniu młodego pokolenia fizyków, bo nawet ci, którzy nie pracowali pod jego bezpośrednim kierunkiem, byli pod wpływem jego wybitnej indywidualności i są zafascynowani jego żywą wyobraźnią, polotem i wielostronnością zainteresowań, a nade wszystko jego żarliwym oddaniem sprawom nauki.

Profesor Florow zyskał sobie wielki autorytet naukowy, duże uznanie i znaczną popularność wśród fizyków w całym świecie. Jego referaty często wygłaszane na różnych konferencjach międzynarodowych budzą zawsze wielkie zainteresowanie. Jego kraj ojczysty nie szczędził mu wyrazów uznania za jego zasługi, nie szczędził mu zachęty do dalszej pracy: został on członkiem Akademii Nauk ZSRR, laureatem Nagrody Leninowskiej i nagród państwowych. Przyznano mu również tytuł Bohatera Pracy Socjalistycznej i dwukrotnie order Czerwonego Sztandaru Pracy.

W Polsce cieszy się Gięorgij Nikolajewicz szczególnym uznaniem i sympatią nie tylko ze względu na znakomite wyniki swych badań, ale także i z powodu wielkich zasług dla rozwoju fizyki w naszym kraju. Jako Dyrektor Laboratorium Reakcji Jądrowych ZIBJ otaczał on zawsze życzliwą opieką polskich fizyków przebywających w jego laboratorium i swą wybitną organizatorską pracą stwarzał im sprzyjające warunki pracy badawczej. O jego życzliwości dla naszych poczynań na terenie ZIBJ mogłem przekonać się osobiście, kiedy przez parę lat kierowałem pracą polskiej grupy zajmującej się w Dubnej „spektroskopią na wiązce ciężkich jonów”. Jeśli wyniki tych prac, wśród nich wykrycie kilku nowych izomerów i izotopów, były wartościowym wkładem do nauki, była w tym na pewno także i zasługa dyrektora Laboratorium — prof. Florowa.

Wielką przysługą wyświadczoną przez Florowa polskiej fizyce jest na pewno decyzja dyrekcji ZIBJ, podjęta w dużej mierze dzięki jego staraniom i inicjatywie, dotycząca odstąpienia Polsce pewnych podstawowych elementów cyklotronu U-200 i udzielenia nam wszechstronnej pomocy przy projektowaniu, budowie i rozruchu tego akceleratora w Warszawie.

Wyrazem głębokiego przekonania, o wielkiej wartości dorobku naukowego profesora Florowa i jego dużych zasług dla rozwoju polskich badań jądrowych jest przyznanie mu przez Polskie Towarzystwo Fizyczne tego wysokiego odznaczenia, jakim jest Medal im. Mariana Smoluchowskiego.

Zdzisław Wilhelmi

Marek Sadowski

Zakład Fizyki Plazmy Wysokotemperaturowej
Instytut Badań Jądrowych
Świerk

Badania nad kontrolowaną syntezą termojądrową

Research on Controlled Thermonuclear Fusion

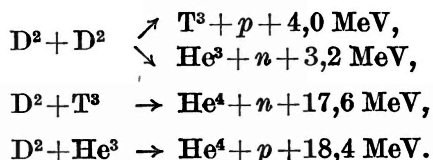
Abstract: The paper presents the main achievements in the field of plasma physics and controlled fusion research. Various methods of plasma generation and containment are reviewed. Magnetic traps of various types are described. Also reviewed are modern pulsed methods including the application of powerful lasers and intense corpuscular beams. The present state of thermonuclear research is discussed.

1. Wprowadzenie

W ciągu ostatniego dwudziestolecia nastąpił bardzo duży rozwój badań nad plazmą, tj. quasi-neutralną mieszaniną swobodnych elektronów i dodatnich jąder atomowych, powstającą przy silnej jonizacji materii. Badania te mają duże znaczenie poznawcze, ponieważ większość materii we Wszechświecie znajduje się w stanie plazmowym (np. gwiazdy).

Badania plazmy mają również ważny cel użytkowy. W bardzo wysokich temperaturach, w gorącej plazmie (np. we wnętrzu gwiazd), mogą zachodzić procesy łączenia jąder lekkich w jądra cięższe — tzw. reakcje syntezy termojądrowej. W reakcjach tych wydzielane są ogromne ilości energii. O możliwości wydzielenia energii termojądrowej na Ziemi przekonano się ostatecznie w 1952 r., kiedy zrealizowany został wybuch pierwszej bomby wodorowej. Oprócz możliwości militarnych, dostrzeżono wówczas także możliwość pokojowego wykorzystania tego potężnego źródła energii i podjęto intensywne prace nad opanowaniem kontrolowanych reakcji termojądrowych [1, 2].

W warunkach ziemskich reakcje syntezy jądrowej najłatwiej zrealizować dla izotopów wodoru: deuteru i trytu, które mogą wchodzić w następujące reakcje:



Biorąc pod uwagę, że z 1 litra wody można stosunkowo łatwo i tanio wydzielić ok. 1/30 g deuteru, a w reakcjach termojądrowych z 1 g deuteru powinno się uzyskać ok. 10^5 kWh energii, zasoby paliwa termojądrowego są praktycznie niewyczerpalne [1, 2]. Fakt ten ma szczególne znaczenie wobec wyczerpywania zasobów paliw naturalnych i trudności z uzyskaniem konwencjonalnego paliwa jądrowego (uranu i plutonu). Ważną zaletą reakcji syntezy jest również fakt, że nie powodują one powstawania dużej ilości radioaktywnych odpadów, które występują przy reakcjach rozszczepieniowych.

W ostatnich latach, wobec pierwszych objawów kryzysu energetycznego, poszukiwanie nowych źródeł energii stało się koniecznością. Badania nad kontrolowaną syntezą termojądrową stwarzają szanse na rozwiązanie tego problemu.

2. Warunki realizacji kontrolowanych reakcji termojądrowych

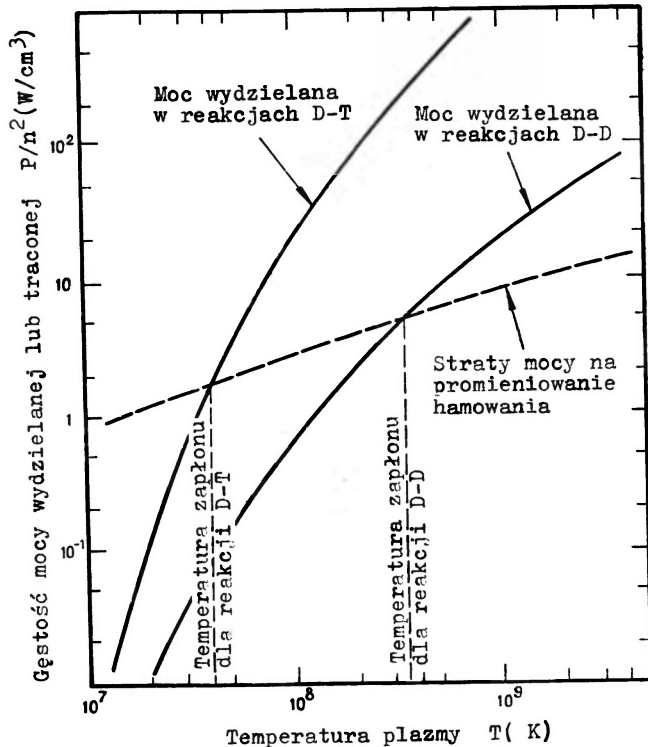
Dla zrealizowania kontrolowanych reakcji termojądrowych o dodatnim bilansie energetycznym należy spełnić kilka warunków [1, 2]. Po pierwsze — jądra atomowe, które mają ulegać syntezie, muszą posiadać dostateczną energię kinetyczną. Ze wzrostem temperatury plazmy rosną jednak straty energii, np. na promieniowanie hamowania (Bremsstrahlung). Wydajność energetyczna reakcji syntezy po przekroczeniu pewnej wartości krytycznej temperatury wzrasta jednak szybciej. Tę wartość krytyczną temperatury nazywa się temperaturą zapłonu reakcji termojądrowych (rys. 1). Dla czystej plazmy deuterowej wartość ta wynosi ok. 350 mln K, a dla mieszaniny 50% deuteru — 50% trytu — ok. 40 mln K.

Drugim warunkiem jest to, aby gorąca plazma miała dostateczną gęstość i była utrzymywana dostatecznie długo, aby mogła zajść odpowiednia ilość reakcji syntezy. Według tzw. kryterium Lawsona [3], iloczyn gęstości plazmy oraz czasu jej utrzymywania τ dla reakcji D-D powinien wynosić $n\tau \geq 10^{16} \text{ cm}^{-3} \text{ s}$, a dla reakcji D-T — $n\tau \geq 3 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-3} \text{ s}$.

Istotny jest również warunek, aby gorąca plazma deuterowa lub deuterowo-trytowa nie zawierała ciężkich zanieczyszczeń, ponieważ nawet niewielka ilość takich domieszek powoduje duży wzrost strat na promieniowanie i znacznie podwyższa temperaturę zapłonu. Głównym problemem badań termojądrowych

jest zatem wytwarzanie i utrzymywanie gęstej i czystej plazmy wysokotemperaturowej.

Do wytwarzania gorącej plazmy wykorzystuje się różne metody, np. grzanie omowe za pomocą prądów przepuszczanych przez plazmę, nagrzewanie za pomocą elektronowego lub jonowego rezonansu cyklotronowego, wytwarzanie plazmy przez iniekcję wysokoenergetycznych jonów lub cząstek neutralnych, wytwarzanie plazmy za pomocą silnych wiązek laserowych itd.



Rys. 1. Określenie temperatury zapłonu reakcji termojądrowych D-D oraz D-T o dodatnim bilansie energetycznym. Uwzględniono tylko straty na promieniowanie hamowania elektronów (Bremsstrahlung) przy założeniu, że gorąca plazma nie zawiera ciężkich jonów, które mogą powodować wzrost strat na promieniowanie i podwyższenie temperatur zapłonu

Do utrzymywania gorącej plazmy stosuje się zwykle pułapki magnetyczne, które (zależnie od konfiguracji pola) dzielą się na dwie zasadnicze kategorie: pułapki typu zamkniętego oraz pułapki typu otwartego. Drugą ważną grupą urządzeń termojądrowych są układy impulsowe, w których pole magnetyczne pochodzi tylko od prądów przepuszczanych bezpośrednio przez plazmę (tzw. układy typu *pinch*). W ostatnich latach rozwinęły się również badania nad inercyjnym utrzymywaniem plazmy wytwarzanej za pomocą silnych impulsów laserowych lub intensywnych wiązek korpuskularnych. W dalszej części artykułu omówimy kolejno wymienione wyżej kierunki badań.

3. Pułapki magnetyczne typu zamkniętego

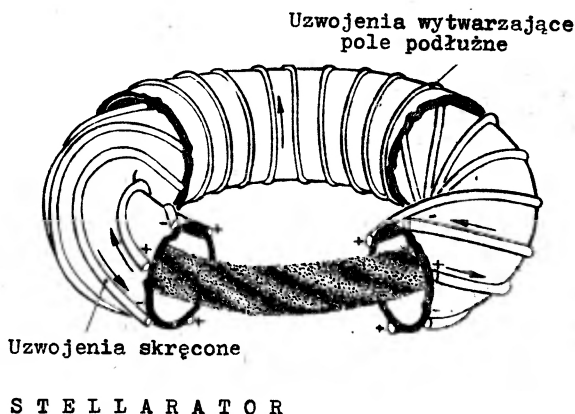
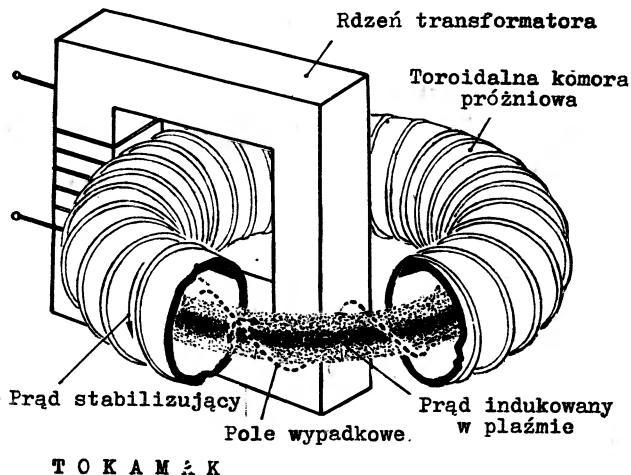
Jeden z głównych kierunków badań termojądrowych stanowią badania pułapek magnetycznych typu zamkniętego, w których linie sił pola ograniczającego plazmę zamykają się wewnątrz komory próżniowej, posiadającej najczęściej kształt toroidalny. Omawiane urządzenia podzielić można na 3 zasadnicze grupy: układy typu Tokamak, układy typu Stellarator oraz pozostałe pułapki typu zamkniętego.

3.1. Tokamaki

Najważniejszą grupę pułapek typu zamkniętego stanowią Tokamaki. Zasadę budowy tych urządzeń przedstawiono na rys. 2. W rozpatrywanych układach plazma wytwarzana jest wewnątrz toroidalnej komory próżniowej, której wewnątrz stanowi uzwojenie wtórne dużego transformatora. Czas życia plazmy zależy głównie od natężenia i czasu trwania indukowanego w niej prądu. Z przepływem tego prądu związane jest bowiem pole magnetyczne B_φ , które powoduje ściskanie pierścienia plazmowego. Dla stłumienia niestabilności magnetohydrodynamicznych w Tokamakach stosowane jest dodatkowo silne pole zewnętrzne B_θ , wytwarzane przez cewki rozmieszczone na obwodzie komory. W rezultacie linie sił wypadkowego pola magnetycznego ulegają spiralnemu skręceniu wokół osi komory, co zapobiega rozdzielaniu ładunków i poprawia stabilność wyładowania.

Badania pułapek typu Tokamak zapoczątkowane zostały przeszło 20 lat temu w Instytucie im. Kurczatowa w Moskwie [4]. W Instytucie tym zbudowano całą serię Tokamaków o różnych parametrach eksploatacyjnych. Przez wiele lat największym urządzeniem był układ T-4, w którym duża średnica komory wynosiła 1,8 m, a średnica przekroju pierścienia plazmowego ok. 35 cm. W urządzeniu tym przy maksymalnym polu zewnętrznym 40 kGs i prądzie wyładowania 230 kA udało się wytworzyć plazmę o koncentracji $n_e \approx 4 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$, temperaturze elektronowej $T_e \approx 1,5 \text{ keV}$, temperaturze jonowej $T_i \approx 0,5 \text{ keV}$ i osiągnąć czas utrzymania $\tau = 70 \text{ ms}$.

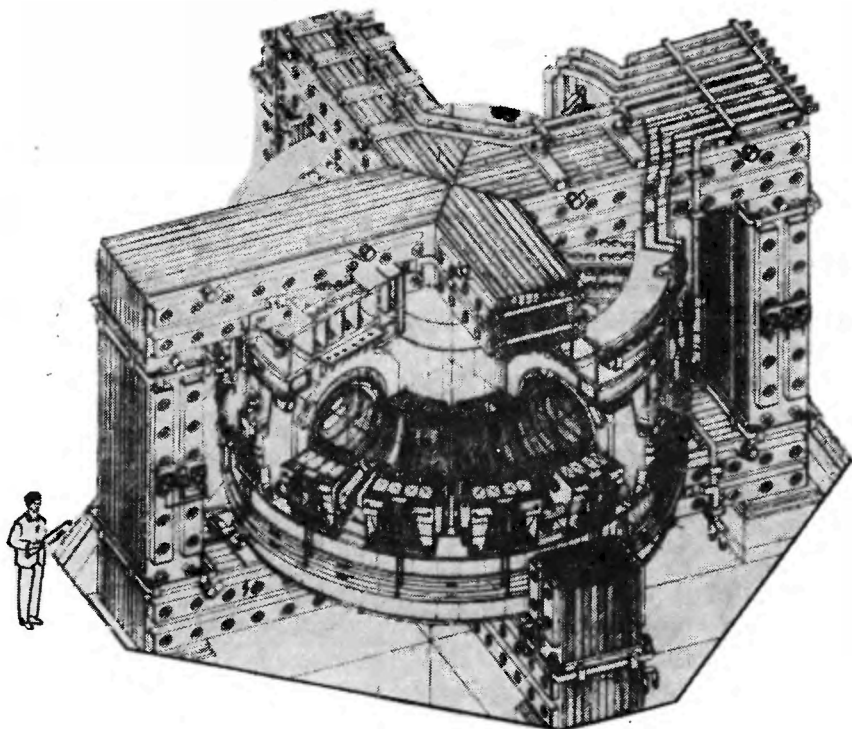
W 1969 r. do badań Tokamaków włączyła się grupa angielskich specjalistów z Culham Laboratory, która wykonała w Moskwie pomiary temperatury plazmy metodą rozpraszania promieniowania laserowego. Interesujące wyniki, które uzyskano na układach Tokamak, spowodowały szybki rozwój tych badań. W Princeton (USA) przebudowano na Tokamak największy amerykański Stellarator-C i podjęto prace nad nowymi urządzeniami. Badania Tokamaków rozpoczęto również w innych ośrodkach — w USA, Francji, Anglii, RFN i Japonii. W ostatnich latach zbudowano szereg dużych Tokamaków, których komory mają średnice rzędu $1,5 \div 2 \text{ m}$, a prąd wyładowania osiąga $100 \div 300 \text{ kA}$ [6]. Największe urządzenie typu Tokamak stanowi obecnie zbudowany w Moskwie układ T-10, którego schemat przedstawiono na rys. 3. Niedawno ogłoszono komunikat o uzyskaniu na tym układzie dalszej poprawy parametrów plazmy, a w szczególności — jej temperatury jonowej.



Rys. 2. Zasada budowy i działania pułapek magnetycznych typu Tokamak oraz Stellarator. W Tokamakach do indukcyjnego wytwarzania gorącej plazmy niezbędny jest transformator. W Stellaratorach, oprócz wymienionej wyżej metody, stosuje się często inne sposoby wytwarzania i nagrzewania plazmy

Należy tutaj zauważyć, że podwyższanie temperatury plazmy w układzie Tokamak napotyka pewne trudności, ponieważ nagrzewanie plazmy za pomocą przepuszczanego przez nią prądu (grzanie omowe) jest efektywne tylko przy niskich temperaturach. Przy podwyższaniu temperatury przewodność plazmy szybko rośnie ($\sigma \sim T^{3/2}$) i efektywność grzania omowego spada. Teoretycznie omawiana metoda umożliwia osiągnięcie temperatur rzędu kilku keV, ale w praktyce dla plazmy wytwarzanej w Tokamakach, dla której iloczyn $n\tau \simeq 10^{12} \text{ cm}^{-3} \text{ s}$, udało się dotychczas osiągnąć temperatury w granicach 2 keV. Wartości temperatur, które uzyskano w eksperymentach radzieckich, zebrane zostały na wykresie przedstawionym na rys. 4. Na uwagę zasługuje przy tym wyraźny postęp w badaniach Tokamaków oraz ekstrapolacja wyników na planowany w przyszłości eksperyment T-20 [5].

Ze względu na ograniczone możliwości metody grzania omowego, w wielu ośrodkach prowadzi się obecnie prace nad wykorzystaniem innych metod nagrzewania plazmy, np. w eksperymencie T-4 stosuje się dodatkowe grzanie za pomocą pól wysokiej częstotliwości. Prowadzone są również prace nad wykorzystaniem intensywnych wiązek wysokoenergetycznych atomów neutral-



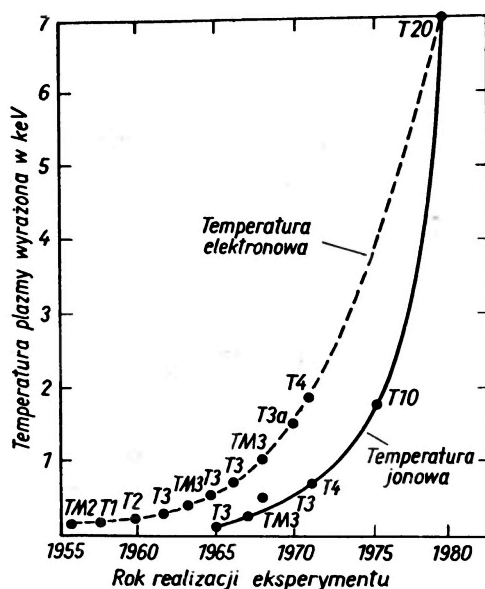
Rys. 3. Schemat budowy urządzenia Tokamak T-10, które uruchomiono niedawno w Instytucie im. Kurczatowa w Moskwie. W przekroju widoczna jest toroidalna komora próżniowa oraz uzwojenia cewek wytwarzających zewnętrzne pole magnetyczne B_{θ} . Średnica toroidalnej komory wynosi ok. 3 m, a średnica jej przekroju poprzecznego 0,8 m. Rozmiary całego urządzenia pozwala ocenić sylwetka człowieka

nych, np. w układzie ORMAK stosuje się wiązki atomów H^0 o energii 30 keV, które w impulsach 100 ms dostarczają do plazmy moc rzędu 400 kW. Podobne prace prowadzone są także w Moskwie na nowym układzie T-11.

Jednym z głównych zadań w badaniach Tokamaków jest obecnie określenie, jakie wartości może przyjmować gazokinetyczne ciśnienie plazmy $p = n_e k(T_e + T_i)$ — w zależności od rozmiarów komory i natężenia pola magnetycznego. W celu optymalizacji układu należy oczywiście dążyć do uzyskania jak największych wartości p . W związku z tym prowadzone są badania nad układami, w których kształt komory odbiega znacznie od kształtu toroidalnego. Oprócz tego bada się również możliwość zwiększenia wartości p przez dyna-

miczną stabilizację plazmy za pomocą dodatkowego pola o częstotliwości rzędu kilku MHz.

Drugim zasadniczym zadaniem badań Tokamaków jest poznanie praw rządzących transportem cząstek i przewodnictwem ciepła w rozpatrywanych urządzeniach. Na podstawie opracowanej niedawno tzw. neoklasycznej teorii, której podwaliny stworzyli Galejew i Sagdiejew, można jedynie wyjaśnić zachowanie jonów. Natomiast zachowanie elektronów daje się opisać tylko pseudo-klasycznymi zależnościami empirycznymi. Niezbędne są więc dalsze badania



Rys. 4. Wartości temperatur plazmy osiągnięte w wykonanej dotychczas serii radzieckich eksperymentów z pułapkami typu Tokamak oraz ekstrapolacja uzyskanych wyników na planowany eksperyment T-20 [5]

teoretyczne i eksperymentalne, zwłaszcza przy wyższych temperaturach jony, gdy zderzenia binarne mają mniejsze znaczenie, a decydującą rolę odgrywają zjawiska turbulencyjne. Utylitarnym celem tych badań jest określenie praw ekstrapolacji (tzw. *scaling laws*), a w szczególności ocena, jakie warunki powinien spełniać prąd wyładowania i pole magnetyczne w przyszłym reaktorze termojądrowym.

Badania Tokamaków są obecnie prowadzone bardzo szerokim frontem [6]. Prace związane z eksploatacją i budową tych urządzeń pochłaniają ponad 60% funduszu przeznaczanego na badania termojądrowe. Oprócz realizacji obszernych programów badawczych w ZSRR i USA, zorganizowana została także szeroka współpraca międzynarodowa. W ramach tej współpracy planuje się m. in. budowę nowych wielkich instalacji, np. układu JET (Joint European Torus), który ma posiadać komorę o średnicy ok. 6 m i umożliwić osiągnięcie

prądów wyładowania rzędu 3 MA. Budowę wielkich urządzeń typu Tokamak planuje się także w ZSRR (układ T-20) oraz w USA (testowy reaktor PPPL). Plany te mogą być praktycznie zrealizowane dopiero w latach 80.

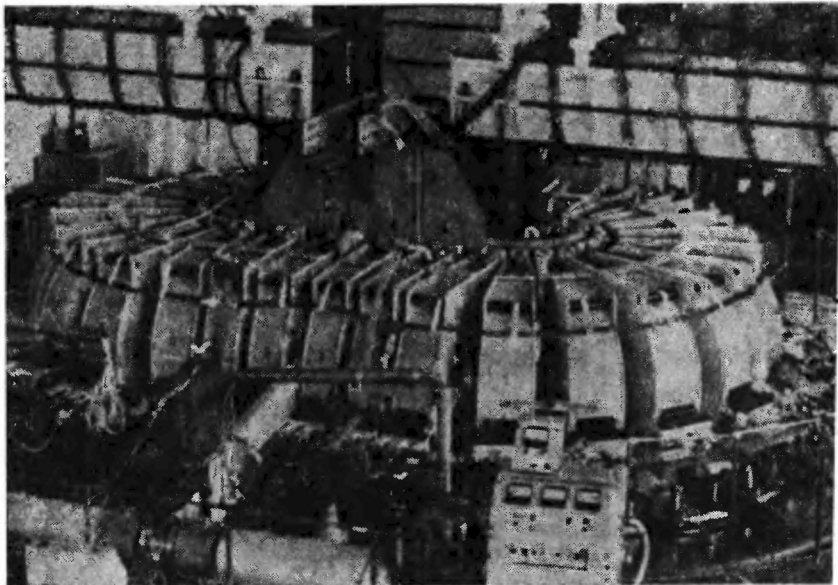
3.2. Stellaratory

Drugą ważną grupę pułapek typu zamkniętego stanowią Stellaratory, oparte na koncepcji opracowanej przez L. Spitzera [7]. Zasada budowy tych urządzeń przedstawiona została na rys. 2. W odróżnieniu od Tokamaków, Stellaratory posiadają dwa rodzaje uzwojeń: cewki rozmieszczone równomiernie na komorze próżniowej oraz uzwojenia dodatkowe skrócone wokół osi tej komory. Pole magnetyczne wytwarzane przez te dodatkowe uzwojenia powoduje spiralne skrócenie linii sił wypadkowego pola magnetycznego. W związku z tym w Stellaratorach nie jest konieczne indukowanie silnych prądów i (oprócz grzania omowego) można stosować inne metody, np. nagrzewanie rezonansowe plazmy polami w.cz. lub iniekcję plazmy ze źródeł zewnętrznych.

Interesujący jest fakt, że chociaż badania Stellaratorów zapoczątkowano w Princeton (USA), obecnie są one prowadzone głównie w ZSRR i RFN, podczas gdy w Princeton cały wysiłek skupiony jest teraz na badaniach Tokamaków. Największym ośrodkiem badań Stellaratorów jest teraz Instytut Fizyko-Techniczny w Charkowie, w którym zbudowano szereg urządzeń tego typu. Widok ogólny największego z tych urządzeń — Stellaratora URAGAN — przedstawiony został na rys. 5. Najlepszym rezultatem, który uzyskano na tym urządzeniu, było osiągnięcie temperatury jonowej rzędu 0,5 keV i koncentracji plazmy w granicach $2 \div 4 \times 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ [8]. Chociaż czas utrzymywania plazmy w tym stellaratorze jest w przybliżeniu o rząd wielkości mniejszy od czasów uzyskiwanych w Tokamakach, wydaje się on zgodny z obliczeniami teoretycznymi, co umożliwi dalszą optymalizację pracy urządzenia.

Ważną zaletą Stellaratorów jest to, że mogą one pracować jako układy stacjonarne, podczas gdy Tokamaki pracują w sposób cykliczny (co związane jest z koniecznością indukowania w nich prądów toroidalnych). Przy budowie dużych urządzeń typu Stellarator pożądane byłoby jednak uproszczenie ich konstrukcji. W związku z tym prowadzi się obecnie badania nad Stellaratorami typu Torsatron, w których specjalne uzwojenia spełniają podwójną rolę — uzwojeń toroidalnych i stabilizacyjnych. Oprócz tego, prowadzone są prace nad zwiększeniem efektywności nagrzewania plazmy metodą jonowego rezonansu cyklotronowego oraz nad zastosowaniem innych metod wytwarzania plazmy. Jako przykład podać można Stellarator L-2 [5], budowany obecnie w Instytucie im. Lebediewa w Moskwie. W układzie tym plazma będzie wytwarzana za pomocą intensywnej wiązki laserowej.

Wyniki dotychczasowych badań Stellaratorów wskazują jednak, że należałoby zmienić nieco pierwotne proporcje geometryczne tych urządzeń, powiększyć powierzchnię przekroju poprzecznego kolumny plazmowej oraz zwiększyć składową prostopadłą pola magnetycznego. Chociaż parametry plazmy osiągnięte



Rys. 5. Widok ogólny największego obecnie urządzenia typu Stellarator — układ Uragan zbudowany w Instytucie Fizyko-Technicznym w Charkowie. Na zdjęciu widać komorę o kształcie toru wyścigowego (o średnicy wewnętrznej ok. 0,2 m i długości ok. 10 m), obudowaną uzwojeniami służącymi do wytwarzania pola magnetycznego $B_{\max} = 25$ kGs. Widoczny jest również rdzeń potężnego transformatora, który służy do wytwarzania i nagrzewania plazmy

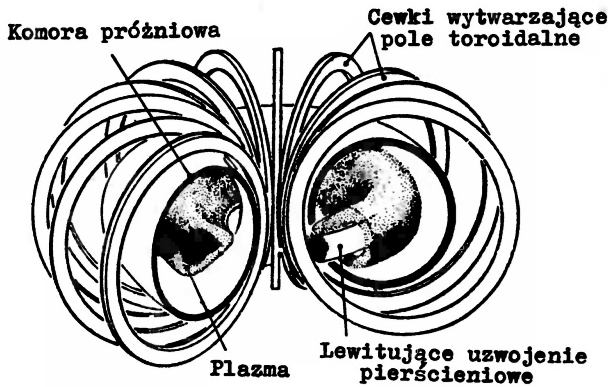
dotychczas w Stellaratorach są gorsze od rezultatów uzyskanych w Tokamakach, można oczekiwać, że po wprowadzeniu omówionych wyżej ulepszeń konstrukcji Stellaratorów można będzie osiągnąć dalsze zwiększenie wartości temperatury jonowej T_i oraz iloczynu $n\tau$ plazmy.

3.3. Inne pułapki typu zamkniętego

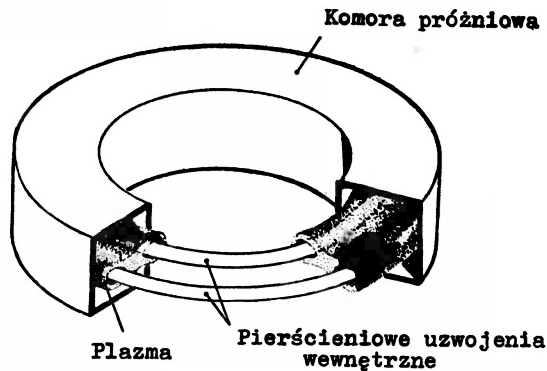
Wraz z rozwojem badań nad Stellaratorami i Tokamakami podjęte zostały także prace nad innymi pułapkami typu zamkniętego. Badania topologiczne wykazały jednak, że spełnienie warunku minimum- B (tj. zapewnienie makroskopowej stabilności magneto hydrodynamicznej) w konfiguracjach typu zamkniętego jest niemożliwe. W związku z tym zwrócono uwagę na możliwość minimalizacji B przy ruchu cząstek wzdłuż pewnych torów w obszarze pułapki i zapewnienie tzw. „average minimum- B ” [9]. Analiza teoretyczna wykazała przy tym, że jako wskaźnik stabilności może służyć funkcja

$$U = \oint \frac{1}{B} dl,$$

w której całkowanie przebiega wzdłuż linii sił pola ograniczającego. Dla poprawienia hydrodynamicznej stabilności plazmy niezbędne jest przy tym, aby



L E V I T R O N



K W A D R U P O L T O R O I D A L N Y

Rys. 6. Zasada budowy zamkniętych pułapek magnetycznych typu Levitron oraz Kwadrupolu toroidalny. W Levitronie oprócz uzwojeń wytwarzających pole toroidalne stosuje się wewnętrzne uzwojenie w formie pierścienia, które wytwarza dodatkową składową pola magnetycznego (tzw. składową poloidalną). W Kwadrupolu toroidalnym plazma utrzymywana jest natomiast przez pole magnetyczne pochodzące od prądów płynących w dwu pierścieniowych uzwojeniach wewnętrznych

przy przechodzeniu od wnętrza pułapki do zewnętrznych powłok magnetycznych wartość funkcji U malała.

Badania teoretyczne wykazały również, że w przypadku pola magnetycznego ze skreconymi liniami sił (np. w Stellaratorach) uogólnieniem funkcji U jest pochodna $V'(\Phi)$, gdzie V odpowiada objętości ograniczonej przez rozpatrywaną powłokę magnetyczną, a Φ oznacza obejmowany przez tę powłokę strumień. Warunek stabilności *mhd* dla pułapki typu zamkniętego można zatem zapisać w postaci nierówności

$$V''(\Phi) < 0.$$

Należy jednak podkreślić, że podana zależność stanowi warunek konieczny, ale nie jest warunkiem dostatecznym, aby osiągnąć stabilność plazmy. Spełnienie tego warunku jest topologicznie możliwe nie tylko w Stellaratorach i Tokamakach, ale również w pułapkach typu Levitron-Spherator lub Multipol toroidalny, wyposażonych w dodatkowe uzwojenia pierścieniowe zawieszane lub lewitujące wewnątrz komory próżniowej. Zasada budowy tych pułapek jest przedstawiona na rys. 6.

W pułapkach typu Levitron prąd płynący w pierścieniu wewnętrznym wytwarza pole magnetyczne B_φ , które nakłada się na pole toroidalne B_θ , wywołując skreślenie linii sił pola wypadkowego. Jednocześnie pole $B_\varphi \sim 1/r$ zabezpiecza uzwojenie pierścieniowe od bezpośredniego kontaktu z gęstą plazmą. W rezultacie plazma utrzymywana jest w obszarze otaczającym przewodzący pierścień [10].

W pułapkach typu Kwadrupol względnie Oktupol toroidalny umieszcza się odpowiednio 2 lub 4 pierścieniowe uzwojenia wewnętrzne. Plazma zajmuje wówczas obszar pomiędzy pierścieniami, a jej część otacza te pierścienie z zewnątrz.

W urządzeniach z lewitującym uzwojeniem pierścieniowym (wykonanym z odpowiednio izolowanego nadprzewodnika), np. w amerykańskim układzie FM-1 [8], udało się uzyskać stosunkowo dobre parametry ($n \simeq 6 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ oraz $\tau \simeq 2 \text{ s}$), ale występują zasadnicze trudności z uzyskaniem wyższych temperatur. Szansa wykorzystania takich konfiguracji pola w przyszłych reaktorach termojądrowych jest również mała, ponieważ trudno zapewnić skuteczną izolację cieplną uzwojeń wewnętrznych. Pułapki typu Levitron oraz Multipol toroidalny są natomiast przydatne do badań podstawowych. W multipolach toroidalnych można np. badać dyfuzję cząstek naładowanych oraz różne rodzaje niestabilności plazmowych. W pułapkach typu Levitron można także prowadzić badania nad różnymi metodami nagrzewania oraz nad zachowaniem plazmy przy zmianach pola ograniczającego od konfiguracji typu Tokamak do bardziej złożonych konfiguracji typu Spherator [10].

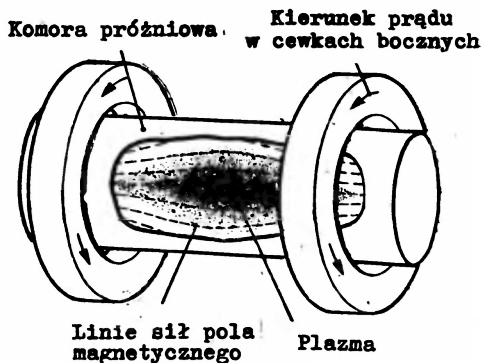
4. Pułapki magnetyczne typu otwartego

Drugi tradycyjny kierunek badań termojądrowych stanowią badania nad pułapkami typu otwartego, w których linie sił pola magnetycznego przecinają ścianki cylindrycznej najczęściej komory próżniowej, przy czym część tych linii formuje wewnątrz komory obszar, w którym istnieją warunki do utrzymywania plazmy [1, 2]. Omawiane urządzenia podzielić można na dwie grupy: pułapki typu *mirror* i pułapki typu *cusp*.

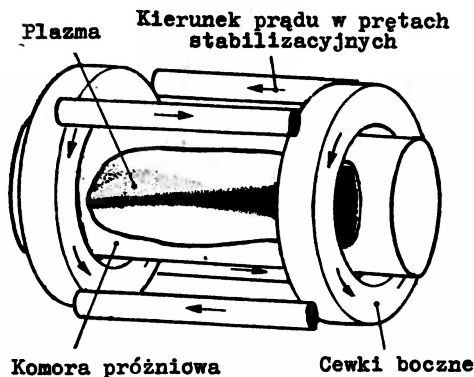
4.1. Pułapki typu *mirror*

Najprostszą pułapkę *mirror* (zwierciadlaną) stanowi cylindryczna komora próżniowa z osadzonymi na obu jej końcach cewkami, w których prądy płyną

w tym samym kierunku (zob. rys. 7). Linie sił pola magnetycznego, które zagęszczają się na obu końcach komory, tworzą zwierciadła magnetyczne odbijające część uciekających z plazmy cząstek naładowanych. Cząstki, które mają zbyt dużą składową prędkości wzdłuż osi komory, są jednak tracone.



P U Ł A P K A T Y P U M I R R O R



P U Ł A P K A T Y P U J O F F E

Rys. 7. Zasada budowy pułapek magnetycznych typu otwartego. W pułapce typu mirror obszary silniejszego pola magnetycznego na obu końcach komory spełniają rolę zwierciadeł odbijających uciekające z plazmy cząstki naładowane. W pułapce typu Joffe oprócz cewek bocznych stosuje się uzwojenia prętowe, które wytwarzają dodatkową składową pola magnetycznego i powodują powstanie bardziej stabilnej konfiguracji minimum- B

Korzystając z prawa zachowania energii i adiabatycznej niezmienniczości momentu magnetycznego cząstek w polu magnetycznym, łatwo wykazać, że z pułapki zwierciadlanej mogą uciekać cząstki znajdujące się w tzw. stożku strat [1, 2], który w przestrzeni fazowej opisany jest zależnością

$$\sin^2 \theta \leq \frac{1}{R},$$

gdzie $\Theta = \arctg(v_{0\perp}/v_{0\parallel})$, $v_{0\perp}$ oraz $v_{0\parallel}$ — odpowiednio składowa prostopadła i równoległa prędkości cząstki w płaszczyźnie centralnej ($z = 0$), $R = B_m/B_0$ — stosunek maksymalnej wartości pola w zwierciadle magnetycznym do wartości pola w środku pułapki. Cząstki, które nie spełniają tego warunku, są w pułapce utrzymywane.

Wykorzystując omówioną wyżej własność zwierciadeł magnetycznych zbudowano wiele urządzeń eksperymentalnych — od małych układów laboratoryjnych do urządzeń o długości kilkunastu metrów, jak OGRA-1 (ZSRR). Do napełniania tych układów plazmą stosowano różne metody, a w szczególności iniekcję plazmy ze źródeł zewnętrznych oraz iniekcję wysokoenergetycznych jonów. W zwykłych pułapkach zwierciadlanych nie udało się jednak utrzymać plazmy o gęstości powyżej 10^{10} cm^{-3} i czasie życia powyżej 30 ms [11].

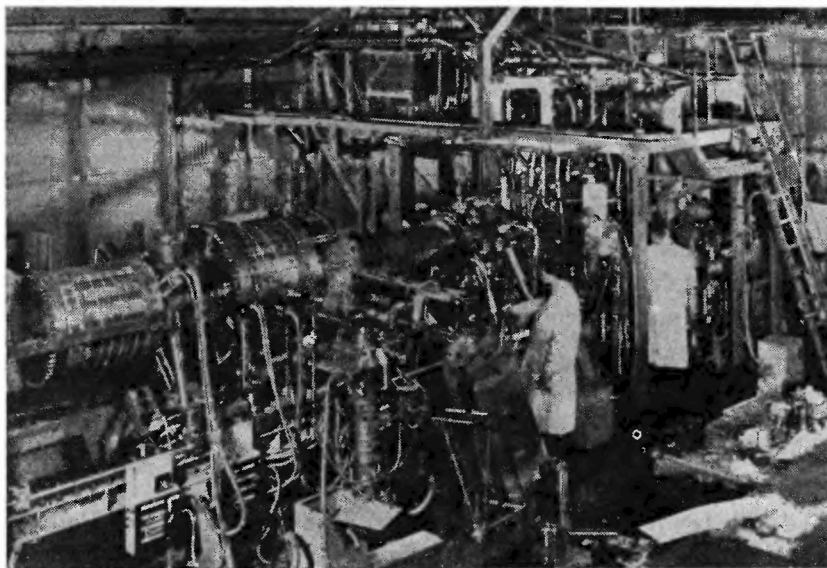
Istotną wadą prostych układów typu mirror było występowanie niestabilności magneto hydrodynamicznych związanych z tym, że plazma zachowuje się jak diamagnetyk i łatwo przemieszcza się w kierunku słabszego pola magnetycznego. Wadę tę udało się w znacznym stopniu wyeliminować dopiero w pułapkach typu Joffe (zob. rys. 7), w których dzięki dodaniu układu współosiowych prętów stabilizacyjnych osiągnięto konfigurację typu minimum- B , zapewniającą większą stabilność plazmy [12]. Na tej zasadzie zbudowana została cała seria radzieckich urządzeń Probkotron, w których uzyskano temperaturę $T_i \simeq 4 \text{ keV}$, koncentrację $n \simeq 5 \cdot 10^9 \text{ cm}^{-3}$, czas utrzymywania $\tau \simeq 10 \text{ ms}$. W urządzeniach tego typu można również uzyskać plazmę o większej koncentracji ($10^{12} \div 10^{13} \text{ cm}^{-3}$), ale o niższej temperaturze jonowej.

Na podobnej zasadzie konstrukcyjnej zbudowano również układy Baseball i Alice (w USA) — [13] oraz układ Phoenix (w Anglii), który przedstawiono na rys. 8. W odróżnieniu od Probkotronów, omawiane urządzenia wyposażone zostały w uzwojenia stabilizacyjne o kształcie szwu na piłce baseballowej. Różnica polegała również na zastosowaniu odmiennej metody wytwarzania plazmy — poprzez iniekcję wysokoenergetycznych cząstek neutralnych. Metoda ta pozwoliła osiągnąć koncentrację ok. $2 \cdot 10^8 \text{ cm}^{-3}$ i czas życia rzędu 50 ms.

Pułapki mirror z prętami stabilizacyjnymi pozostają nadal ważnym kierunkiem badań termojądrowych [8]. Świadczy o tym amerykański eksperyment 2X-2T, radzieckie urządzenia PR-6 i PR-7 oraz szereg nowych projektów. Omawiane pułapki mają jednak istotną wadę — w obszarach między prętami stabilizacyjnymi występują liniowe szczeliny magnetyczne, przez które ucieka duża ilość cząstek. Dlatego osiągnięcie większych koncentracji plazmy wymaga przede wszystkim opanowania nowych efektywnych metod napełniania tych układów plazmą. Należy przy tym zapewnić odzysk znacznej części energii unoszonej przez cząstki, które uciekają z pułapki.

4.2. Pułapki typu *cusp*

Interesującą grupę pułapek magnetycznych stanowią układy typu cusp i bardziej złożone układy typu SM (sferyczny multipol). Zasady budowy tych układów przedstawione zostały na rys. 9. W rozpatrywanych pułapkach na-



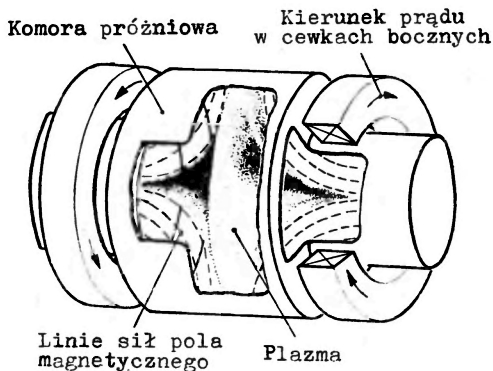
Rys. 8. Widok ogólny układu eksperymentalnego Phoenix zbudowanego w Culham (Anglia), w którym wykorzystano pułapkę magnetyczną typu otwartej. Główna komora eksperymentalna tego układu ma średnicę ok. 30 cm i otoczona jest uzwojeniami wytwarzającymi konfigurację z minimum-B. Do wytwarzania plazmy wykorzystuje się wiązkę wysokoenergetycznych atomów wodoru, które ulegają jonizacji we wnętrzu pułapki. Atomy, które nie ulegają zatrzymaniu w pułapce, są wychwytywane przez urządzenia widoczne z lewej strony fotografii

teżenie pola magnetycznego wzrasta we wszystkich kierunkach od środka układu, co zapewnia makroskopową stabilność magneto hydrodynamiczną plazmy.

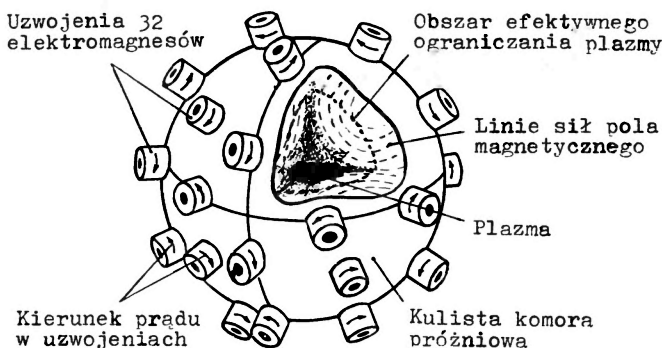
W prostej pułapce cusp (zob. rys. 9), oprócz dwóch stożków ucieczki, występuje jednak pierścieniowa szczelina magnetyczna w płaszczyźnie symetrii układu. Ze szczeliną tą związane są znaczne straty cząstek [14]. W rezultacie osiągane czasy utrzymywania plazmy są znacznie krótsze niż w pułapkach typu mirror i wynoszą zwykle $(10 \div 100) \mu\text{s}$. W pułapkach typu cusp można jednak metodą iniekcji wytworzyć plazmę o koncentracji rzędu $10^{13} \div 10^{14} \text{ cm}^{-3}$, co daje wartości iloczynu $n\tau$ porównywalne z wartościami osiąganymi w pułapkach mirror.

Badania pułapek typu cusp są obecnie kontynuowane w kilku ośrodkach, m. in. w ZSRR, Japonii i USA. Na pierwsze miejsce pod względem skali eksperymentów, wysuwa się przy tym seria radzieckich urządzeń Jupiter [8], w których do wytwarzania plazmy stosowane są wiązki elektronów o energii $4 \div 70 \text{ keV}$. Do ograniczania strat cząstek w tych urządzeniach wykorzystywane są pola elektrostatyczne, wytwarzane przez odpowiedni system elektrod umieszczonych w stożkach i szczelinach pola magnetycznego.

Poszukiwania konfiguracji pola magnetycznego pozbawionej liniowych szczelin, a jednocześnie zapewniającej magneto hydrodynamiczną stabilność plazmy, doprowadziły do opracowania pułapki typu SM [15]. Okazało się, że



PUŁAPKA TYPU CUSP



PUŁAPKA TYPU S-M

Rys. 9. Zasady budowy otwartych pułapek magnetycznych o konfiguracjach zapewniających stabilność plazmy z punktu widzenia wymagań magnetohydrodynamiki. Pułapka typu cusp posiada 2 stożki ucieczki oraz pierścieniową szczelinę w płaszczyźnie symetrii układu, z którą związane są znaczne straty cząstek. Pułapka typu SM (sferyczny multipol) pozbawiona jest liniowych szczelin i posiada tylko określoną ilość wąskich stożków ucieczki, co pozwala zmniejszyć straty cząstek plazmy [15]

pułapkę taką można zrealizować przez symetryczne rozmieszczenie na powierzchni sfery odpowiedniej liczby skierowanych radialnie dipoli magnetycznych, a w praktyce — silnych elektromagnesów (zob. rys. 9). W odróżnieniu od konfiguracji cusp, pułapka typu SM wyższego rzędu, którą zbudowano w Instytucie Badań Jądrowych w Świerku, nie posiada liniowych szczelin, ale charakteryzuje się określoną liczbą wąskich stożków ucieczki. Jak wykazały badania topologiczne i modelowe, przy odpowiednim doborze natężeń składowych pól magnetycznych, wszystkim stożkom ucieczki w pułapce SM może odpowiadać kąt bryłowy mniejszy niż w konwencjonalnej pułapce cusp. Pozwala to zmniejszyć straty cząstek naładowanych i wydłużyć czas utrzymywania plazmy. Potwierdziły to przeprowadzone w IBJ badania eksperymentalne [15], w których

uzyskano koncentrację $n \simeq 10^{13} \text{ cm}^{-3}$, temperaturę jonową $T_i \simeq 100 \text{ eV}$ i w przybliżeniu 3-krotnie dłuższy czas utrzymywania plazmy niż w równoważnej pułapce cusp.

Ze względu na zalety konfiguracji SM, badania pułapek tego typu są kontynuowane w celu dalszej poprawy parametrów utrzymywanej plazmy, m. in. przez zwiększenie natężenia pola ograniczającego, zastosowanie konfiguracji hybrydalnych oraz wykorzystanie nowych metod wytwarzania plazmy.

5. Urządzenia impulsowe oparte na zjawisku *pinch*

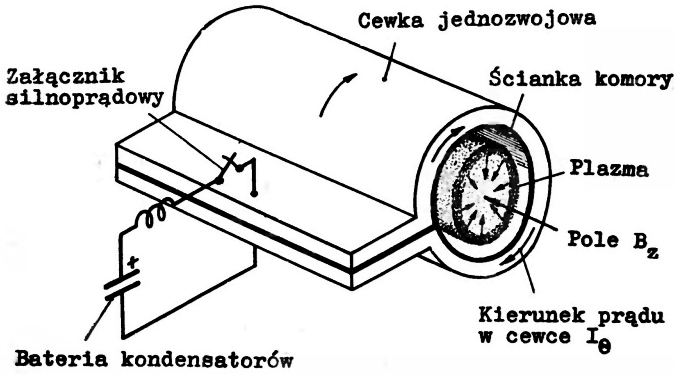
Trzecim tradycyjnym kierunkiem badań termojądrowych są urządzenia impulsowe, w których wykorzystuje się zjawisko *pinch*, tj. ściskanie plazmy szybko narastającym polem magnetycznym [1, 2]. W odróżnieniu od rozpatrywanych wyżej quasi-stacjonarnych pułapek magnetycznych, w urządzeniach typu *pinch* przeważają procesy niestacjonarne. Decydującą rolę odgrywają przy tym siły działające na plazmę, które pochodzą od zmieniających się szybko pól magnetycznych. Pola te są wytwarzane przez silne impulsy prądowe przepuszczane przez plazmę, albo przez uzwojenie zewnętrzne. Zależnie od sposobu wytwarzania i kierunku przepływu tych impulsów prądowych wyróżnia się urządzenia typu *z-pinch* lub *theta-pinch*. Do urządzeń wykorzystujących zjawisko *pinch* (w nieco zmienionej formie) zaliczają się również układy typu „plasma focus”.

5.1. Urządzenia typu *z-pinch* i *theta-pinch*

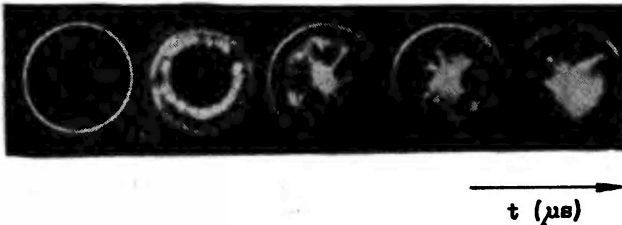
Zjawisko *z-pinch* badane było najpierw w silnoprądowych wyładowaniach w komorach o kształcie cylindrycznym. Liczne eksperymenty wykazały, że jeśli wzdłuż osi takiej komory przepływa dostatecznie silny prąd I_z , towarzyszące temu prądowi azymutalne pole magnetyczne B_θ powoduje ściskanie kolumny wyładowania w cienki sznur plazmowy. Na tej właśnie zasadzie zbudowane zostały pierwsze urządzenia do badań termojądrowych. W urządzeniach tych uzyskiwano stosunkowo dużą koncentrację cząstek ($n \simeq 10^{15} \div 10^{16} \text{ cm}^{-3}$), ale czas utrzymywania plazmy był bardzo krótki (rzędu kilku μs), ponieważ sznur plazmowy był bardzo niestabilny i ulegał szybkiemu rozpadowi, głównie na skutek lokalnych przewężeń (*sausage instability*) oraz wygięć (*kink instability*).

Następnym krokiem w badaniach zjawiska *pinch* były próby stabilizacji wyładowania cylindrycznego przez zastosowanie spiralnych przecięć w komorze zewnętrznej, stanowiącej część obwodu powrotnego. Wytwarzano w ten sposób składową azymutalną prądu I_θ i związane z nią pole magnetyczne B_z , które wpływało stabilizująco na kolumnę plazmy. W urządzeniach tego typu udało się wyeliminować część niestabilności sznura plazmowego i uzyskać (w przybliżeniu o rząd wielkości) dłuższy czas utrzymywania plazmy. Prace w tym kierunku są kontynuowane obecnie w kilku ośrodkach, w ramach badań nad plazmą impulsową o dużej wartości parametru β [16].

Najbardziej zaawansowane są jednak obecnie badania układów typu *theta-pinch*, których zasadę budowy przedstawiono na rys. 10. W klasycznym eksperymencie *theta-pinch* kolumna plazmowa wytwarzana jest w długiej komorze cylindrycznej, w której generuje się jednorodne pole magnetyczne B_z , narastające w ciągu kilku μs do kilkudziesięciu, a nawet kilkuset kGs [17]. To zmieniające



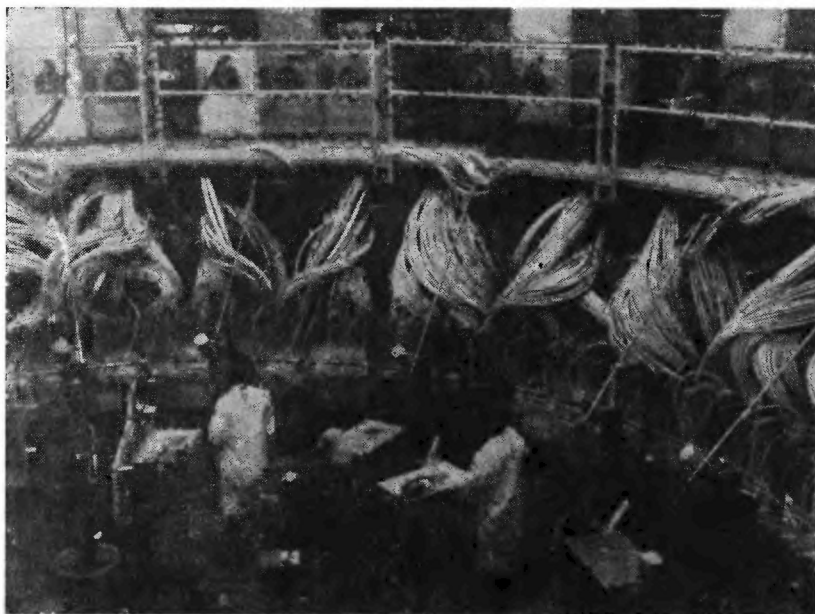
Z J A W I S K O T H E T A - P I N C H U



Rys. 10. Zasada budowy i działania układów impulsowych typu *theta-pinch* oraz seria ultrazszybkich fotografii wykonanych wzdłuż osi komory, które ukazują radialną kompresję plazmy [17]. Na uwagę zasługują odstępstwa od symetrii osiowej spowodowane rozwojem niestabilności plazmy

się pole B_z indukuje w plazmie prądy wirowe I_θ , które pod wpływem zewnętrznego pola magnetycznego powodują radialną kompresję kolumny plazmowej (zob. rys. 10). Na omówionej zasadzie zbudowano zostało wiele urządzeń eksperymentalnych, m. in. kilka układów Scylla (w USA) oraz Thetatron (w Anglii) [8]. Przeprowadzone eksperymenty wykazały, że procesy *theta-pinch* umożliwiają osiągnięcie dużych koncentracji ($n = 10^{16} \div 10^{17} \text{ cm}^{-3}$) i stosunkowo wysokich temperatur ($T_e = 0,3 \div 1,5 \text{ keV}$, $T_i = 1 \div 4 \text{ keV}$), ale nie zapewniają dostatecznie długiego czasu utrzymywania plazmy ($\tau \approx 10 \mu\text{s}$). Osiągana wartość iloczynu $n\tau$ jest jednak o 2 rzędy wielkości większa niż w eksperymentach z pałapkami mirror i tylko o 1 rząd wielkości mniejsza niż w Tokamakach.

Krótki czas utrzymywania plazmy w układach cylindrycznych, w których realizowany jest *theta*-pinch liniowy, spowodowany jest głównie dużymi stratami cząstek na obu końcach komory. Dla wyeliminowania tych strat podjęte zostały badania nad wyładowaniami *theta*-pinch w zamkniętych komorach toroidalnych. Największym obecnie urządzeniem tego typu jest układ Scyllac, zbudowany w Los Alamos (USA). Widok fragmentu tego układu, przedstawiony na rys. 11, pozwala ocenić wielkość urządzenia.



Rys. 11. Największy obecnie na świecie układ impulsowy typu *theta*-pinch — urządzenie toroidalne Scyllac zbudowane w Los Alamos (USA). Na zdjęciu widoczny jest tylko fragment toroidalnej komory o średnicy ok. 4 m, segmenty uzwojenia oraz kable, które służą do zasilania układu z wielkiej baterii wysokonapięciowych kondensatorów, mogących kumulować energię rzędu 15 MJ

Badania prowadzone obecnie na układzie Scyllac dowodzą jednak, że dla osiągnięcia stabilności toroidalnego sznura plazmowego niezbędna jest bardziej złożona konfiguracja i „pofałdowanie” powierzchni wewnętrznej torusa [16]. Pewne nadzieje wiąże się również z możliwością stabilizacji wyładowania za pomocą układów ze sprzężeniem zwrotnym. Prace w tym kierunku prowadzone są głównie w USA i Anglii.

W zakończeniu charakterystyki konwencjonalnych układów typu pinch należy dodać, że osiągane w tych układach duże gęstości plazmy i stosunkowo wysokie temperatury jonowe umożliwiają zachodzenie reakcji syntezy. Świadczą o tym obserwowane w wielu eksperymentach impulsy neutronowe, np. w eksperymencie Scylla IV — ok. $2 \cdot 10^9$ neutronów na wyładowanie.

5.2. Urządzenia typu *plasma focus*

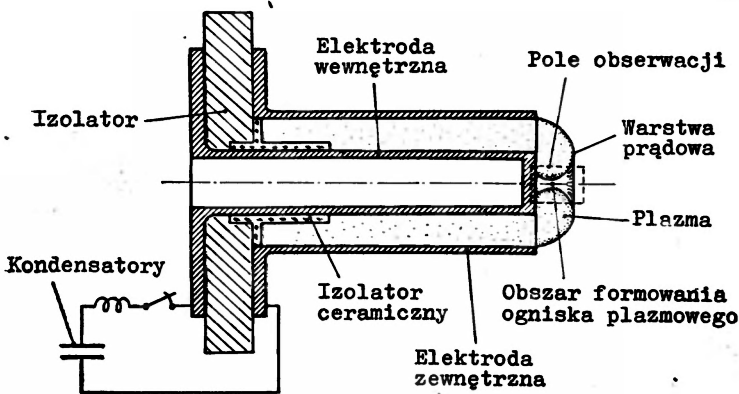
Odrębną grupę urządzeń impulsowych stanowią układy, w których występuje zjawisko *plasma focus*, tj. formowanie ogniska plazmowego [18, 19]. Ognisko to może mieć bardzo małe rozmiary (rzędu $0,01 \div 0,1 \text{ cm}^3$) i charakteryzować się bardzo dużą koncentracją cząstek (rzędu $10^{18} \div 10^{20} \text{ cm}^{-3}$). Omawiane zjawisko można zaobserwować przy silnoprądowych wyładowaniach w układach z elektrodami koaksjalnymi. W odpowiednich warunkach gazowych, podczas wyładowania w obszarze międzyelektrodowym następuje uformowanie przewodzącej warstwy silnie zjonizowanego gazu (tzw. warstwy prądowej). Warstwa ta przemieszcza się wzdłuż elektrod, a po dojściu do ich końca ulega wybrzuszeniu i kompresji w kierunku osi symetrii układu, zwykle w pobliżu końca elektrody wewnętrznej.

Badania zjawiska *plasma focus* prowadzone są najczęściej w koaksjalnych iniektorach plazmowych typu Mathera [19] lub w układach typu Filippowa [18]. Budowę układu Mathera oraz proces formowania ogniska plazmowego w takim układzie przedstawiono na rys. 12. W odróżnieniu od układu typu Mathera, układ Filippowa posiada elektrody z płaskimi powierzchniami czołowymi o znacznie większej średnicy i wyładowanie w swej końcowej fazie przebiega między płaskimi powierzchniami tych elektrod. Wyładowania typu *plasma focus* można zrealizować także w innych układach, np. w iniektorach koaksjalnych z elektrodami o specjalnym profilu [20] lub w iniektorach wieloprętowych, które opracowano w IBJ [21].

W układach o dobrej symetrii osiowej, przy ustalonych warunkach eksperymentalnych, proces kompresji plazmy przebiega powtarzalnie i zachowuje symetrię układu. Radialna kompresja może przy tym prowadzić do uformowania ogniska plazmowego o promieniu rzędu ($1 \div 2$) mm i długości ($5 \div 15$) mm, w którym koncentracja cząstek osiąga ($10^{19} \div 10^{20}$) cm^{-3} [22]. Faza maksymalnej kompresji trwa jednak bardzo krótko (poniżej 10 ns), ponieważ w sznurze gęstej plazmy zachodzi szybki rozwój niestabilności (zob. rys. 12). W rezultacie następuje rozerwanie struktury sznura plazmowego, ukształtowanie nowego frontu jonizacji i dodatkowe nagrzewanie plazmy. O ile w fazie maksymalnej kompresji temperatura jonowa osiąga tylko kilkaset eV, to w późniejszym okresie pojawiają się znaczne ilości deuterionów o energii do kilkunastu keV [23].

Duża koncentracja plazmy i wysokie temperatury jonowe umożliwiają zachodzenie reakcji syntezy jądrowej. W związku z tym wyładowania typu *plasma focus* (realizowane w deuterze) stanowią źródło intensywnego promieniowania neutronowego. Emisja neutronów występuje przy tym zwykle ($30 \div 50$) ns po fazie maksymalnej kompresji i trwa ($100 \div 200$) ns.

W badaniach eksperymentalnych, które przeprowadzono w różnych ośrodkach zagranicznych, a także krajowych (IBJ oraz IFPiLM), na układach o energii początkowej ($15 \div 50$) kJ uzyskano wydajności neutronowe w granicach od $1,5 \cdot 10^9$ do $2 \cdot 10^{10}$ neutronów na wyładowanie [23 ÷ 26]. W większych eksperymentach, przeprowadzonych w Limeil (na układzie 340 kJ) oraz w Los



Z J A W I S K O P L A S M A - F O C U S



Rys. 12. Przekrój iniektora koaksjalnego typu Mathera, ukazujący formowanie ogniska plazmowego (*plasma focus*) oraz ultraszybka fotografia cieniowa przedstawiająca rozwój niestabilności sznura gęstej plazmy. Fotografia ta została wykonana w Culham Laboratory (Anglia) za pomocą specjalnego układu laserowego, umożliwiającego wykonywanie zdjęć z czasem ekspozycji rzędu 10^{-9} s

Alamos (na układzie 400 kJ), przy prądach wyładowania rzędu 3 MA osiągnięto wydajności od 10^{12} do 2×10^{12} neutronów na wyładowanie. Na największym obecnie układzie o energii ok. 1 MJ (uruchamianym we Frascati) nie uzyskano jeszcze optymalnej emisji neutronów. Należy przy tym zauważyć, że z punktu widzenia fizyki zjawisk — wydajność neutronowa powinna być uwarunkowana nie energią kumulowaną pierwotnie w układzie, ale raczej maksymalną wartością prądu wyładowania.

Szczegółowe badania rozkładu kąтового neutronów, wytwarzanych w wyładowaniach typu plasma focus, wykazały znaczną anizotropię tego promieniowania, która objawia się zmianami widma energetycznego (w przedziale ok. $2 \div 3$ MeV — w przypadku neutronów z reakcji D-D) oraz przesunięciem jego

maksimum (w granicach $0,3 \div 0,5$ MeV) — [22, 23, 26]. Fakty te świadczą o tym, że tylko część emitowanych neutronów jest pochodzenia ściśle termojądrowego, a pozostałe neutrony mogą pochodzić z różnych procesów akceleracyjnych. Niemniej, urządzenia typu plasma focus stanowią obecnie bardzo wydajne źródła impulsów neutronowych, które mogą być wykorzystane do różnych celów.

6. Najnowsze metody impulsowe

Od kilku lat, oprócz tradycyjnych kierunków badań termojądrowych, bardzo intensywnie rozwijane są nowe kierunki: metody impulsowe oparte na wykorzystaniu laserów wielkiej mocy oraz metody bazujące na wykorzystaniu intensywnych wiązek wysokoenergetycznych cząstek (elektronów lub jonów). Wspólną cechą tych metod jest to, że nastawione są one głównie na wytwarzanie plazmy o bardzo dużej koncentracji; w niektórych eksperymentach — wyższej niż koncentracja cząstek w ciele stałym (ok. $5 \cdot 10^{22}$ cm⁻³ w przypadku zestalonego deuteru).

6.1. Metody laserowe

Na możliwość wykorzystania laserów do wytwarzania i nagrzewania plazmy zwrócono uwagę przeszło 12 lat temu [27, 28]. W następnych latach przeprowadzono wiele badań nad oddziaływaniem intensywnych wiązek laserowych na różne targety stałe i gazowe. Dla badań termojądrowych szczególnie duże znaczenie miały próby ogniskowania wiązek z impulsowych laserów rubinowych ($\lambda = 694,3$ nm) oraz neodymowych ($\lambda = 1,06$ μ) na targetach zawierających deuter, np. na drobinkach deuterku litu oraz zestalonego deuteru. W większości tych eksperymentów czas trwania impulsów laserowych był krótszy od 10^{-8} s, a ich moc w ognisku osiągała ($10^{13} \div 10^{14}$) W/cm².

Omawiane badania wykazały, że pod wpływem intensywnej wiązki laserowej następuje silne nagrzanie targetu i jego odparowanie z równoczesną jonizacją, co prowadzi do powstania bardzo gęstej plazmy o stosunkowo wysokiej temperaturze. Wytworzona w ten sposób plazma ekspanduje jednak bardzo szybko (z prędkością rzędu 10^7 cm/s) i ulega rozpadowi w czasie rzędu ($10^{-10} \div 10^{-9}$) s. Promieniowanie laserowe jest przy tym absorbowane głównie przez cienką warstwę plazmową, w której spełniony jest warunek rezonansu (tzn. częstotliwość padającego promieniowania ω jest zbliżona do częstotliwości oscylacji plazmowych $\omega_0 \sim n_e^{1/2}$). Stwierdzono jednak, że przy większych mocach laserów absorpcja promieniowania ma charakter złożony, ponieważ w grę wchodzi procesy nieliniowe. Okazało się również, że przy dużych intensywnościach występują parametryczne efekty absorpcji i plazma może wówczas pochłaniać promieniowanie nie spełniające warunku rezonansu (np. długofalowe promieniowanie laserów gazowych CO₂), co można wykorzystać do laserowego nagrzewania plazmy o mniejszych koncentracjach.

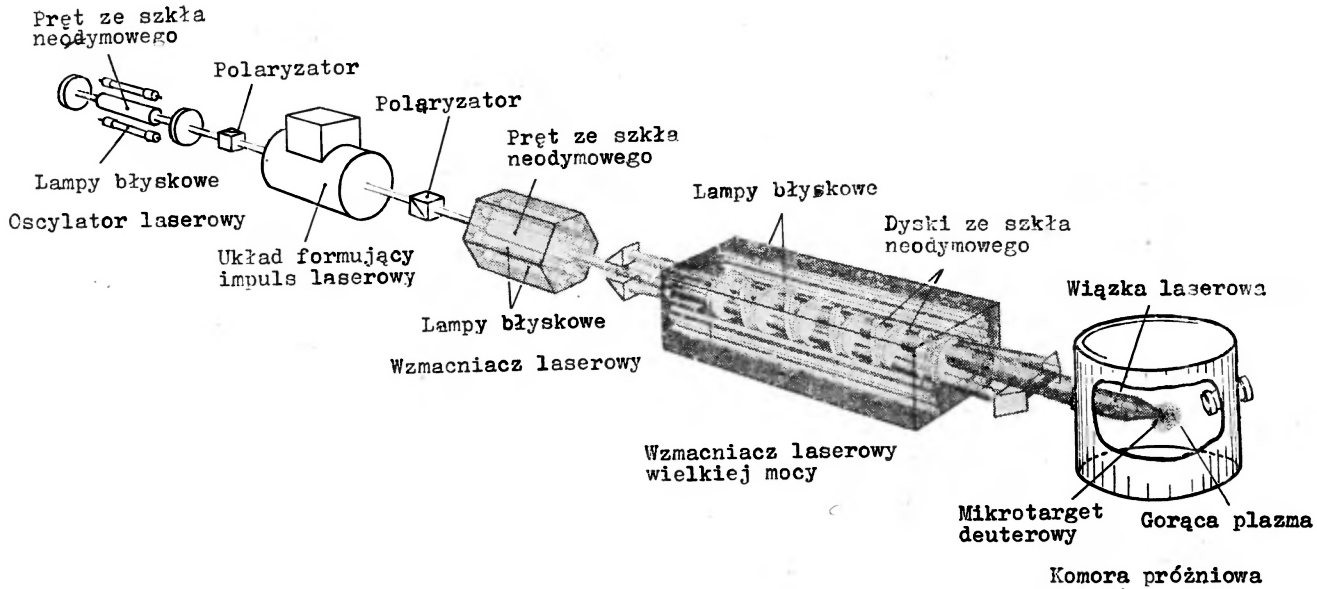
Wraz z rozwojem technologii laserów podjęte zostały prace nad budową układów eksperymentalnych o większych energiach. Zbudowane zostały impulsowe lasery na szkle neodymowym wyposażone w wielostopniowe wzmacniacze promieniowania [29]. Schemat blokowy takiego układu eksperymentalnego przedstawiono na rys. 13.

Badania przeprowadzone na układach z laserami wielkiej mocy wykazały, że za pomocą takich laserów można osiągnąć nie tylko efektywne wytwarzanie i nagrzewanie plazmy, ale uzyskać również neutrony z reakcji syntezy. Pierwszą wiadomość o uzyskaniu neutronów z plazmy laserowej opublikował w 1968 r. zespół akademika Basowa (z Instytutu im. Lebediewa w Moskwie), który zrealizował eksperyment z wiązką laserową o energii ok. 20 J ogniskowaną na targecie z deuteryzowanego polietylenu $(C_2D_4)_n$. W następnych eksperymentach, które przeprowadzono w Moskwie, Limeil (Francja), Livermore i Los Alamos (USA), za pomocą laserów o energiach od 50 do 250 J, zwiększono wydajność neutronową do $(10^4 \div 10^5)$ neutronów na wyładowanie. Niedawno grupie akademika Basowa udało się za pomocą układu laserowego o energii ok. 600 J uzyskać ponad 10^7 neutronów na wyładowanie.

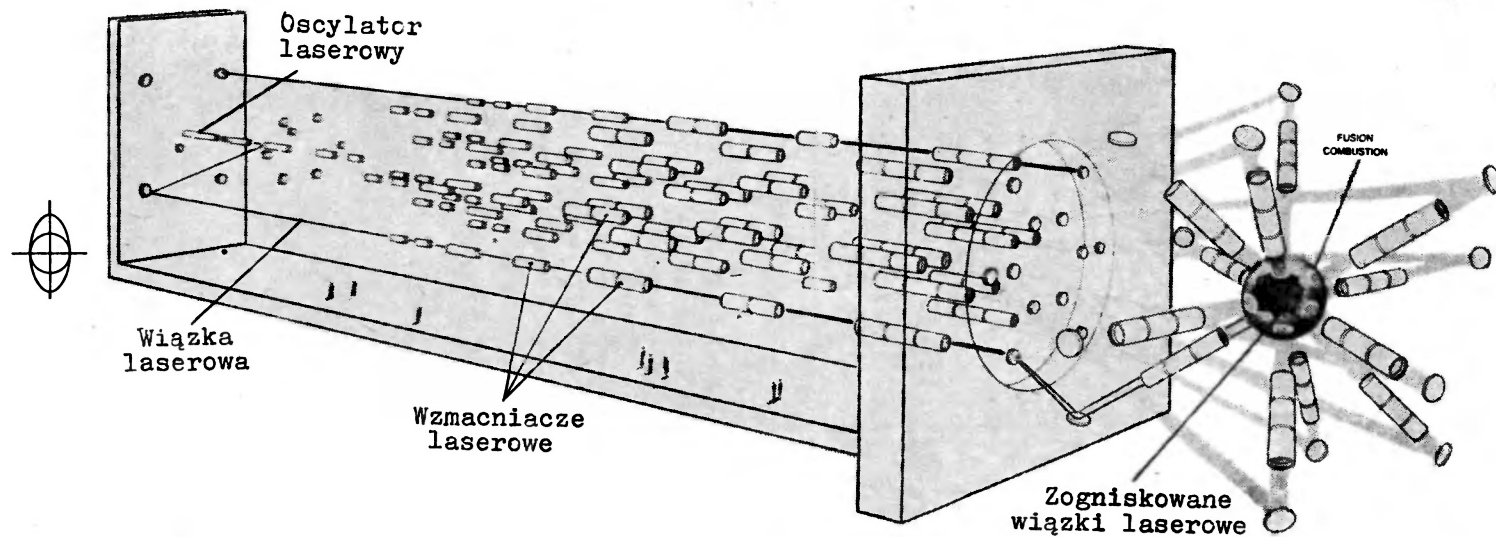
W celu zwiększenia energii dostarczanej do plazmy i uzyskania lepszej symetrii wyładowania, współczesne eksperymenty laserowe realizowane są zwykle w układach wielowiązkowych [30, 31]. Schemat takiego układu przedstawiono na rys. 14.

Nowoczesne układy laserowe, które mogą wytwarzać impulsy promieniowania o mocy szczytowej $(10^{12} \div 10^{13})$ W i czasie trwania $(10^{-11} \div 10^{-9})$ s, stwarzają nowe możliwości. Przy zapewnieniu sferycznej symetrii eksperymentu i odpowiednim uformowaniu targetu można doprowadzić do wytworzenia radialnie zbieżnej fali uderzeniowej i spowodować bardzo silną kompresję zjonizowanej materii [32]. Można w ten sposób osiągnąć rekordowe koncentracje plazmy $(10^{23} \text{ cm}^{-3})$ i jednocześnie wysokie temperatury (rzędu keV). W eksperymentach na układach laserowych wielkiej mocy, które przeprowadzono niedawno w USA, z targetami w postaci wypełnionych deuterem mikrobaloników szklanych (o średnicach rzędu 100 μ), udało się uzyskać plazmę o koncentracji przewyższającej koncentrację cząstek w ciele stałym [33]. Podstawową korzyścią wynikającą ze zwiększenia koncentracji materii jest przy tym możliwość absorbowania cząstek α , które pochodzą z reakcji syntezy, a tym samym — możliwość obniżenia wymagań odnośnie układu laserowego. Prace w tym kierunku prowadzone są w wielu ośrodkach: w USA, ZSRR, Francji, RFN, Anglii i Japonii, a także w Polsce (w Instytucie Fizyki Plazmy i Laserowej Mikrosyntezy) — [34—36].

Obecnie realizowane jest kilka bardzo dużych eksperymentów laserowych, np. w Instytucie Fizyki im. Lebediewa w Moskwie budowany jest 20-wiązkowy laser neodymowy o energii ponad 20 kJ. W Livermore (USA) uruchomiono 4-wiązkowy układ Argus wytwarzający impulsy o mocy powyżej 10^{12} W i czasie trwania $(0,1 \div 1)$ ns, a w budowie znajduje się 20-wiązkowy laser neodymowy Shiva (zob. rys. 14), projektowany na $10 \div 20$ kJ. W Los Alamos (USA) uruchomiono 2,5 kJ laser impulsowy CO_2 i buduje się układ 10 kJ.



Rys. 13. Schemat blokowy amerykańskiego układu eksperymentalnego do wytwarzania gorącej plazmy za pomocą intensywnej wiązki z lasera na szkłe neodymowym. Układ ten może emitować promieniowanie w zakresie bliskiej podczerwieni ($\lambda = 1,06 \mu$), wytwarzając impulsy o mocy szczytowej ($10^{12} \div 10^{13}$ W) i czasie trwania ($10^{-12} \div 10^{-9}$ s). Po zogniskowaniu wyjściowej wiązki laserowej, która ma średnicę rzędu kilkunastu cm, w ognisku osiąga się powierzchniową gęstość mocy rzędu ($10^{16} \div 10^{17}$ W/cm²) [29]



Rys. 14. Schemat budowy wielowiązkowego układu laserowego, budowanego obecnie w Livermore (USA). Układ ten ma generować 12 lub 20 wiązek laserowych o łącznej energii rzędu 10 kJ, wyzwalanej w impulsach o czasie trwania $(0,1 \div 0,5)$ ns. Moc i energia promieniowania laserowego oraz kształt impulsu mają być zmieniane w szerokich granicach dla umożliwienia prób z różnymi mikrotargetami termojądrowymi. Budowa tego układu ma być zakończona w 1977 r. [33]

Oprócz samodzielnych eksperymentów laserowych, realizowane są również eksperymenty mieszane, np. nagrzewanie laserem CO_2 plazmy utrzymywanej w Tokamaku (w Princeton) lub wytwarzanej w długim solenoidzie (w Waszyngtonie), wytwarzanie plazmy laserowej w pułapce typu cusp (w Japonii) itd. Interesujący kierunek badań stanowi także połączenie kompresji laserowej z prekompresją plazmy wywołowaną za pomocą wybuchu [36]. Nowe możliwości stwarza również zastosowanie nagrzewania laserowego do gęstej plazmy wytwarzanej w układach typu plasma focus. Eksperyment taki przeprowadzono niedawno w IFPILM (przy współpracy z IBJ) i osiągnięto wyraźne zwiększenie emisji neutronów [26]. Podobne eksperymenty są obecnie realizowane w Moskwie oraz w Osaka (Japonia).

Dokonując podsumowania należy zauważyć, że metody laserowe rozwinęły się bardzo szybko i w ciągu ostatnich kilku lat pozwoliły uzyskać wyniki, które należą do najlepszych z dotychczasowych rezultatów. Dalszy rozwój metod laserowych jest obecnie uwarunkowany postępem w dziedzinie technologii laserów.

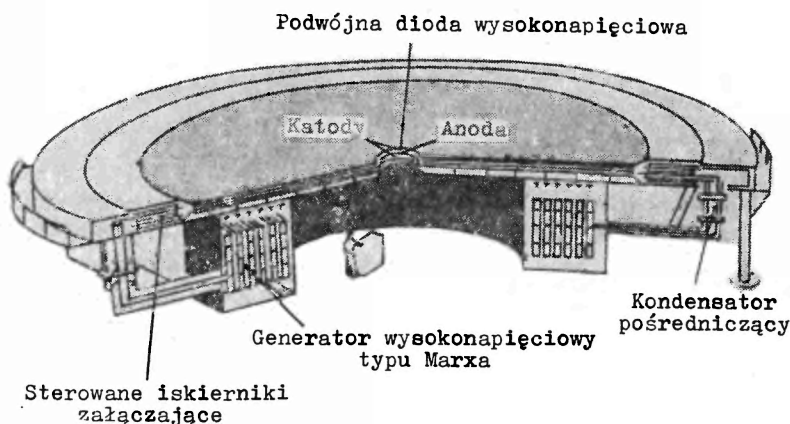
6.2. Zastosowanie intensywnych wiązek korpuskularnych

W ostatnich latach, prawie równoległe do rozwoju metod laserowych, nastąpił również rozwój metod opartych na wykorzystaniu intensywnych wiązek relatywistycznych elektronów [37, 38]. Badania nad wytwarzaniem takich wiązek doprowadziły do praktycznego opanowania technologii impulsowych akceleratorów elektronowych, które mogą wytwarzać wiązki o energii ($10^4 \div 10^6$) J w impulsach o czasie trwania w granicach ($50 \div 200$) ns. Największy z działających obecnie akceleratorów tego typu — zbudowany w USA układ Aurora — może wytwarzać wiązkę elektronów o energii 12 MeV i wypadkowym natężeniu 1,6 MA, w impulsach o czasie trwania 160 ns.

W badaniach termojądrowych intensywne wiązki elektronowe można zastosować do trzech celów: 1 — do bezpośredniego nagrzewania plazmy o średniej gęstości (przez wykorzystanie niestabilności związanych z oddziaływaniem wiązka-plazma), 2 — do zastąpienia wewnętrznych uzwojeń w pułapkach magnetycznych (np. pierścieniowych uzwojeń w pułapkach typu Levitron-Spherator) oraz 3 — do bezpośredniego nagrzewania mikrotargetów w celu realizacji impulsowej syntezy termojądrowej [37, 38].

Aktualnie najwięcej uwagi poświęca się badaniom, które są ścisłym odpowiednikiem eksperymentów z impulsowymi laserami wielkiej mocy i które polegają na wykorzystaniu intensywnych wiązek elektronowych do osiągnięcia silnej kompresji mikrotargetów. W odróżnieniu od metod laserowych, mikrotargety do termojądrowych eksperymentów z wiązkami relatywistycznych elektronów powinny mieć otoczkę z materiału o dużej liczbie Z (w celu zwiększenia efektywności absorpcji energii wiązki). Przeprowadzone obliczenia teoretyczne wskazują przy tym, że dla osiągnięcia kompresji rzędu $10^3 \div 10^4$ (w stosunku do koncentracji ciała stałego) niezbędne jest wytworzenie wiązek elektronowych o mocy szczytowej rzędu 10^{14} W i gęstości prądu ok. 10^9 A/cm² [39].

W celu osiągnięcia wymaganej mocy impulsów elektronowych, w ostatnich latach zaproponowano szereg nowych rozwiązań konstrukcyjnych. W Instytucie im. Kurchatowa w Moskwie opracowano np. projekt Angara, który przewiduje zbudowanie układu złożonego z $60 \div 100$ impulsowych akceleratorów elektronowych rozmieszczonych symetrycznie wokół magnetycznej pułapki plazmowej typu cusp (zob. rys. 9). Każdy z tych akceleratorów ma wytwarzać wiązkę elektronów o energii $(1 \div 3)$ MeV i natężeniu ok. 400 kA, w impulsach o czasie trwania $(50 \div 100)$ ns. Jednoczesne zogniskowanie tych wiązek na mikrotargecie umieszczonym w środku pułapki ma doprowadzić do wydzielenia w nim energii rzędu 10^7 J. W ramach omawianego programu zbudowano już prototyp akceleratora, który wytwarza impulsy elektronowe o parametrach: 2,5 MeV — 400 kA — 60 ns, co odpowiada mocy szczytowej 10^{12} W.



Rys. 15. Projekt urządzenia EBFA (Electron Beam Fusion Accelerator) opracowany w Sandia Laboratories (USA) z przeznaczeniem do badań termojądrowych. Urządzenie to ma się składać z dwóch wysokonapięciowych diod o wielkiej średnicy. Wytwarzane w obu diodach wiązki elektronów mają być ogniskowane na mikrotargecie umieszczanym w środku układu, powodując impulsową kompresję materii do gęstości rzędu kilkuset g/cm^3 i zapłon reakcji termojądrowych

Bardzo szeroki program wiązkowy jest także realizowany w Sandia Laboratories (USA). W ośrodku tym zbudowano 3 układy: urządzenie Hydra, w którym osiągnięto moc $8 \cdot 10^{11}$ W w impulsach 80 ns; koncentryczny układ Proto I, w którym uzyskano $2 \cdot 10^{12}$ W w impulsach 24 ns, a także układ Proto II, w którym przewiduje się osiągnięcie mocy $8 \cdot 10^{12}$ W. W tym samym ośrodku opracowano projekt urządzenia EBFA, którego schemat przedstawiono na rys. 15. W urządzeniu tym ma być zrealizowane samoogniskowanie wiązek elektronowych, które ma doprowadzić do osiągnięcia gęstości prądu $10^9 \div 10^{10}$ A/cm² w impulsach o czasie trwania 24 ns i mocy szczytowej $4 \cdot 10^{13}$ W.

W porównaniu z układami laserowymi, wielką zaletą układów z impulsowymi wiązkami elektronowymi jest znacznie większa sprawność energetyczna (ok. 40%), a wadą — trudności związane z ogniskowaniem takich wiązek. Dużym

osiągnięciem eksperymentów z wiązkami elektronowymi było uzyskanie neutronów z reakcji syntezy. W eksperymentach z targetami D-T, które przeprowadzono w Sandia Laboratories, uzyskano ostatnio ok. $2 \cdot 10^7$ neutronów na wyładowanie [40], a więc wydajność porównywalną z najlepszymi eksperymentami laserowymi.

W ostatnich latach zwrócono również uwagę na możliwość wykorzystania intensywnych wiązek jonowych. Badania nad wytwarzaniem takich wiązek prowadzone są w kilku ośrodkach i można oczekiwać, że w najbliższym czasie doprowadzą one do zrealizowania kompresji jonowej.

7. Ocena aktualnego stanu badań termojądrowych

Dokonując oceny badań termojądrowych należy przede wszystkim stwierdzić, że od przeszło 20 lat obserwujemy ciągle rozwój tradycyjnych kierunków badawczych, nastawionych na magnetyczne utrzymywanie plazmy wysokotemperaturowej. Oprócz tego, w ostatnich latach pojawiły się i rozwinęły nowe kierunki impulsowe, oparte na wykorzystaniu laserów wielkiej mocy oraz intensywnych wiązek elektronowych i jonowych. Najlepsze wyniki, które udało się dotychczas uzyskać w różnych eksperymentach plazmowych, są w zasadzie porównywalne pod względem zbliżenia się do granicy dodatniego bilansu energetycznego. Uwidacznia to wykres przedstawiony na rys. 16.

Przy ocenie stanu badań termojądrowych należy także pamiętać, że w początkowych pracach nad magnetycznym utrzymywaniem plazmy osiągnano wartość $n\tau \simeq (10^{10} \div 10^{11}) \text{ cm}^{-3} \text{ s}$ i do spełnienia kryterium Lawsona brakowało ponad 3 rzędy wielkości. W ciągu minionych lat, idąc różnymi drogami, osiągnięto zwiększenie wartości $n\tau$ o blisko 2 rzędy wielkości.

Pod względem czasu utrzymywania plazmy najlepsze wyniki osiągnięto dotychczas w pułapkach typu mirror (z prętami stabilizacyjnymi), napełnianych za pomocą intensywnych wiązek cząstek neutralnych ($\tau \simeq 5 \cdot 10^{-1} \text{ s}$) oraz w pułapkach typu Tokamak ($\tau \simeq 5 \cdot 10^{-2} \text{ s}$). Największą koncentrację plazmy uzyskano w eksperymentach z kompresją laserową ($n \simeq 10^{23} \text{ cm}^{-3}$) oraz w eksperymentach plasma focus ($n \simeq 10^{20} \text{ cm}^{-3}$), ale czasy utrzymywania plazmy były przy tym bardzo krótkie (odpowiednio 10^{-10} s i 10^{-7} s).

Pod względem wartości iloczynu $n\tau$ najlepsze wyniki osiągnięto ostatnio w pułapkach Tokamak ($n\tau \simeq 10^{12} \text{ cm}^{-3} \text{ s}$) oraz w eksperymentach plasma focus i eksperymentach laserowych ($n\tau \simeq 10^{13} \text{ cm}^{-3} \text{ s}$). Należy jednak zauważyć, że zarówno w Tokamakach, jak i w eksperymentach laserowych — nie przekroczono jeszcze temperatury zapłonu reakcji termojądrowych. Pełniejsze porównanie parametrów plazmy, uzyskanych w wymienionych wyżej eksperymentach, umożliwi wykres przedstawiony na rys. 17.

Przy ocenie stanu badań termojądrowych należy także zwrócić uwagę na osiągnięcia w dziedzinie teorii plazmy. W minionym okresie rozszerzona została znacznie teoria propagacji fal elektromagnetycznych w ośrodku zjonizowanym.

osiągnięciem eksperymentów z wiązkami elektronowymi było uzyskanie neutronów z reakcji syntezy. W eksperymentach z targetami D-T, które przeprowadzono w Sandia Laboratories, uzyskano ostatnio ok. $2 \cdot 10^7$ neutronów na wyłączenie [40], a więc wydajność porównywalną z najlepszymi eksperymentami laserowymi.

W ostatnich latach zwrócono również uwagę na możliwość wykorzystania intensywnych wiązek jonowych. Badania nad wytwarzaniem takich wiązek prowadzone są w kilku ośrodkach i można oczekiwać, że w najbliższym czasie doprowadzą one do zrealizowania kompresji jonowej.

7. Ocena aktualnego stanu badań termojądrowych

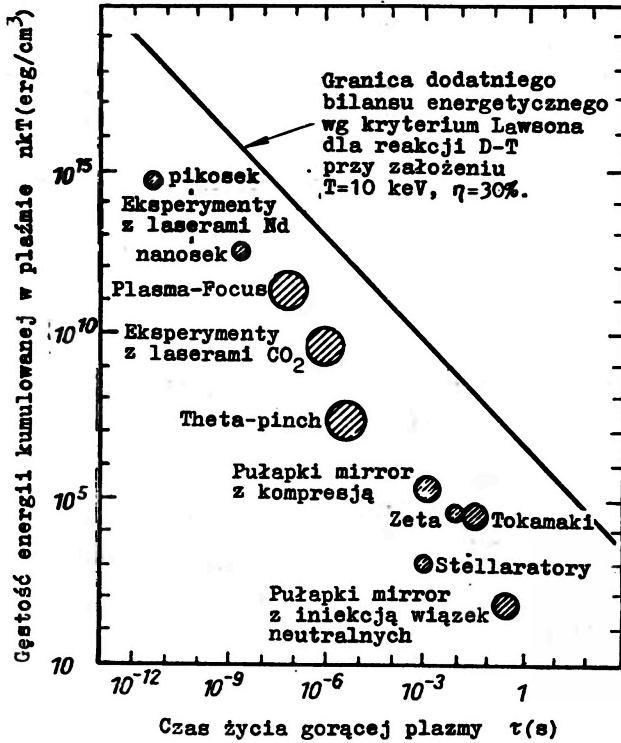
Dokonując oceny badań termojądrowych należy przede wszystkim stwierdzić, że od przeszło 20 lat obserwujemy ciągły rozwój tradycyjnych kierunków badawczych, nastawionych na magnetyczne utrzymywanie plazmy wysokotemperaturowej. Oprócz tego, w ostatnich latach pojawiły się i rozwinęły nowe kierunki impulsowe, oparte na wykorzystaniu laserów wielkiej mocy oraz intensywnych wiązek elektronowych i jonowych. Najlepsze wyniki, które udało się dotychczas uzyskać w różnych eksperymentach plazmowych, są w zasadzie porównywalne pod względem zbliżenia się do granicy dodatniego bilansu energetycznego. Uwidacznia to wykres przedstawiony na rys. 16.

Przy ocenie stanu badań termojądrowych należy także pamiętać, że w początkowych pracach nad magnetycznym utrzymywaniem plazmy osiągnęto wartość $n\tau \simeq (10^{10} \div 10^{11}) \text{ cm}^{-3} \text{ s}$ i do spełnienia kryterium Lawsona brakowało ponad 3 rzędy wielkości. W ciągu minionych lat, idąc różnymi drogami, osiągnięto zwiększenie wartości $n\tau$ o blisko 2 rzędy wielkości.

Pod względem czasu utrzymywania plazmy najlepsze wyniki osiągnięto dotychczas w pułapkach typu mirror (z prętami stabilizacyjnymi), napełnianych za pomocą intensywnych wiązek cząstek neutralnych ($\tau \simeq 5 \cdot 10^{-1} \text{ s}$) oraz w pułapkach typu Tokamak ($\tau \simeq 5 \cdot 10^{-2} \text{ s}$). Największą koncentrację plazmy uzyskano w eksperymentach z kompresją laserową ($n \simeq 10^{23} \text{ cm}^{-3}$) oraz w eksperymentach plasma focus ($n \simeq 10^{20} \text{ cm}^{-3}$), ale czasy utrzymywania plazmy były przy tym bardzo krótkie (odpowiednio 10^{-10} s i 10^{-7} s).

Pod względem wartości iloczynu $n\tau$ najlepsze wyniki osiągnięto ostatnio w pułapkach Tokamak ($n\tau \simeq 10^{12} \text{ cm}^{-3} \text{ s}$) oraz w eksperymentach plasma focus i eksperymentach laserowych ($n\tau \simeq 10^{13} \text{ cm}^{-3} \text{ s}$). Należy jednak zauważyć, że zarówno w Tokamakach, jak i w eksperymentach laserowych — nie przekroczono jeszcze temperatury zapłonu reakcji termojądrowych. Pełniejsze porównanie parametrów plazmy, uzyskanych w wymienionych wyżej eksperymentach, umożliwia wykres przedstawiony na rys. 17.

Przy ocenie stanu badań termojądrowych należy także zwrócić uwagę na osiągnięcia w dziedzinie teorii plazmy. W minionym okresie rozszerzona została znacznie teoria propagacji fal elektromagnetycznych w ośrodku zjonizowanym.

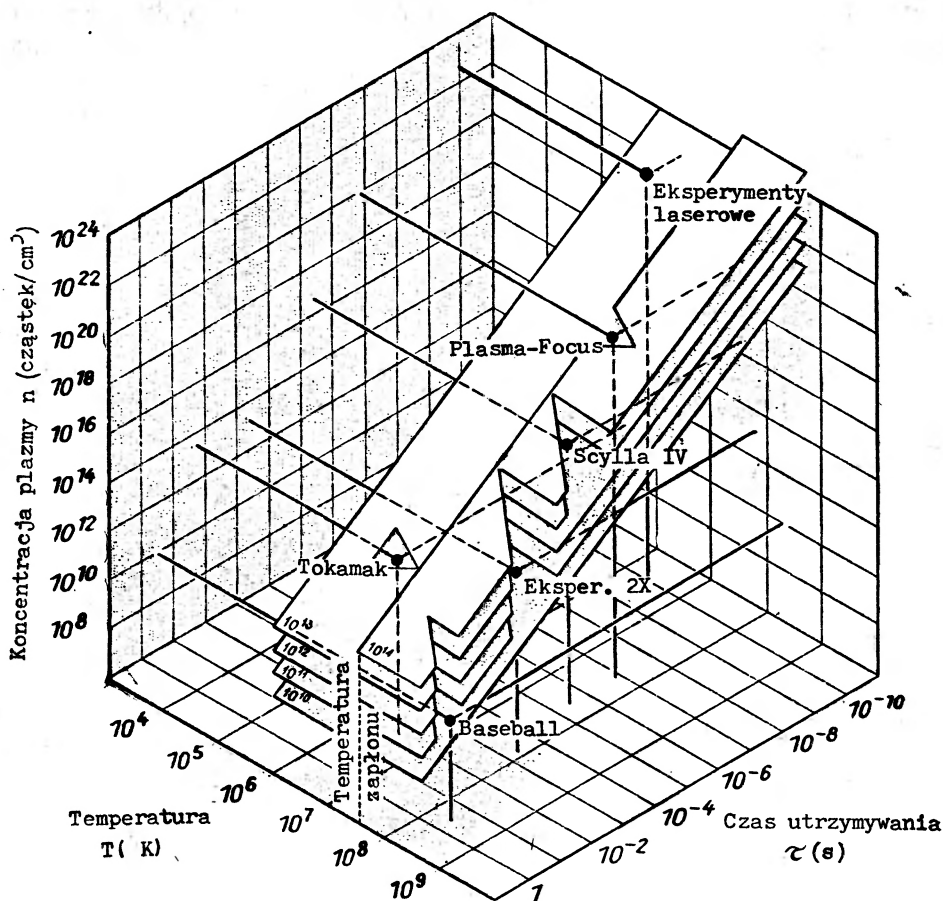


Rys. 16. Wykres umożliwiający porównanie wyników uzyskanych dotychczas w różnych eksperymentach plazmowych. Rozmiary zaznaczonych kółek odpowiadają rozrzutowi danych eksperymentalnych. Na uwagę zasługuje konkurencyjność metod impulsowych i quasistacjonarnych pod względem zbliżenia się do granicy dodatniego bilansu energetycznego (wg kryterium Lawsona)

Wyjaśniono przy tym i sklasyfikowano szereg niestabilności plazmowych. Opracowano również teorię transportu w plaźmie, a w szczególności — neoklasyczną teorię zachowania plazmy w zamkniętych pułapkach magnetycznych. Rozwinięta została także analiza teoretyczna oddziaływań wiązka-plazma. W ostatnich latach bardzo duży postęp osiągnięto zwłaszcza w zakresie teorii nieliniowej.

8. Podsumowanie

Ze względu na wyczerpywanie zasobów paliw naturalnych i trudności związane z budową i eksploatacją reaktorów jądrowych, opartych na uranie i plutonie, praktyczne wykorzystanie energii termojądrowej ma obecnie ogromne znaczenie utylitarne. Chociaż w porównaniu z początkowymi nadziejami na bardzo szybkie opanowanie kontrolowanych reakcji termojądrowych, osiągnięty stan może wydawać się niezadowolający, uzyskane dotychczas rezultaty napawają optymizmem. W ostatnich latach osiągnięto duży postęp w badaniach



Rys. 17. Porównanie parametrów plazmy uzyskanych w kilku najbardziej reprezentatywnych eksperymentach termojądrowych (wg Gougha i Eastlunda). Na wykresie zaznaczono płaszczyzny, które odpowiadają różnym wartościom iloczynu $n\tau$. Najwyższa z zaznaczonych płaszczyzn odpowiada kryterium Lawsona dla reakcji D-T przy założeniu $\eta = 33\%$. Porównanie przedstawionych punktów eksperymentalnych umożliwia ocenę aktualnego stanu badań termojądrowych

nad magnetycznym utrzymywaniem plazmy wysokotemperaturowej (w szczególności — w pułapkach Tokamak oraz pułapkach typu minimum-B). Opracowano nowe sposoby rozwiązania problemu, np. metody kompresji laserowej, metody implozji jonowej oraz metody hybrydalne *fusion-fission* (synteza-rozszczepienie). Bardzo duży postęp osiągnięto w dziedzinie teorii plazmy. Rozwinięte zostały również badania z dziedziny technologii reaktorów termojądrowych.

Mimo omówionych wyżej osiągnięć badań plazmowych, nie można dziś przewidzieć kiedy i na jakiej drodze uda się zbudować pierwszy reaktor termojądrowy o dodatnim bilansie energetycznym. Na podstawie ocen licznych auto-

rytetów naukowych, problem ten może być rozwiązany w najbliższym dziesięcioleciu. Po osiągnięciu tego celu, przed badaczami pozostaną tylko problemy techniczne związane z konstrukcją reaktorów termojądrowych przeznaczonych dla energetyki.

Literatura

- [1] L. A. Arcimovich, *Upravlayemiye termoyaderniye reakcii*, Fizmatgiz., Moskwa 1961.
- [2] D. J. Rose, M. Clark, *Plasmas and Controlled Fusion*, MIT Press, Cambridge, Mass. 1961.
- [3] J. D. Lawson, *Proc. Phys. Soc.* **B70**, 6 (1957).
- [4] L. A. Arcimowicz, *Nuclear Fusion* **12**, 215 (1972).
- [5] B. B. Kadomtsev, T. K. Fowler, *Phys. Today*, Nov. 1975, p. 37.
- [6] H. P. Furth, *Nuclear Fusion* **15**, 487 (1975).
- [7] L. Spitzer, *Phys. Fluids* **1**, 253 (1958).
- [8] *World Survey of Major Facilities in Controlled Fusion Research*; Nuclear Fusion Special Suppl. 1973 IAEA, Vienna 1973.
- [9] H. P. Furth, M. N. Rosenbluth, *Bull. Am. Phys. Soc.* **10**, 198 (1965).
- [10] S. Yoshikawa, U. Christensen, *Phys. Fluids* **9**, 2295 (1966).
- [11] R. F. Post, Proc. Intern. Conf. on Plasma Phys. and Contr. Nuclear Fusion Research, Salzburg 1961.
- [12] Yu. T. Bayborodov et al., Proc. 2nd European Conf. on Contr. Fusion and Plasma Phys., Stockholm 1967.
- [13] T. K. Fowler, R. F. Post, *Sci. Am.* **215**, 6, 21 (1966).
- [14] T. K. Allen et al., Proc. Intern. Conf. on Plasma Phys. and Contr. Nuclear Fusion Research, Culham 1965.
- [15] M. Sadowski, *Phys. Lett* **25A**, 695 (1967); **27A**, 435 (1968); **28A**, 626 (1969); *J. Plasma Phys.* **4**, 1 (1970).
- [16] Proc. 3rd Topical Conf. on Pulsed High-Beta Plasmas, Culham 1975.
- [17] F. C. Jahoda et al., *J. Appl. Phys.* **35**, 2351 (1964).
- [18] N. W. Filippov, T. I. Filippova, W. P. Vinogradov, *Nuclear Fusion Suppl.*, Pt. 2, 577 (1962).
- [19] J. W. Mather, *Phys. Fluids* **8**, 366 (1965).
- [20] A. I. Morozov, P. Je. Kovrov, A. K. Vinogradov, *Zh. Eksper. Teor. Fiz. Pis'ma* **7**, 257 (1968).
- [21] M. Gryziński, J. Nowikowski, M. Sadowski, E. Składnik-Sadowska, S. Suckewer, Proc. 2nd European Conf. on Contr. Fusion and Plasma Phys., Stockholm 1967; *Nukleonika* **14**, 885 (1969).
- [22] Ch. Maisonnier et al., Proc. 5th Intern. Conf. on Plasma Phys. and Contr. Nuclear Fusion Research, Tokyo 1974.
- [23] A. Bernard et al., *Phys. Fluids* **18**, 180 (1975).
- [24] J. Appelt, J. Nowikowski, M. Sadowski, S. Ugniewski, Proc. 7th European Conf. on Contr. Fusion and Plasma Phys., Lausanne 1975.
- [25] M. Gryziński, A. Jerzykiewicz, J. Nowikowski, *Bull. Acad. Polon. Sci., Ser. Sci. Techn.* **20**, 135 (1974).
- [26] S. Kaliski et al., Proc. 8th Intern. Conf. on Laser Plasma Fusion, Rynia 1975; *J. Techn. Phys.* **16**, 387 (1975).
- [27] N. G. Basov, O. N. Krokhin, *Zh. Eksper. Teor. Fiz.* **46**, 171 (1964).
- [28] J. M. Dawson, *Phys. Fluids* **7**, 981 (1964).
- [29] M. J. Lubin, A. P. Fraas, *Sci. Am.* **224**, 6, 21 (1971).
- [30] S. W. Mead, *Phys. Fluids* **13**, 1510 (1970).

- [31] N. G. Basov et al., *Zh. Eksper. Teor. Fiz. Pis'ma* **15**, 10 (1972).
- [32] J. Nuckolls et al., *Nature* **239**, 139 (1972).
- [33] J. L. Emmett, J. Nuckolls, L. Wood, *Sci. Am.* **230**, 6, 24 (1974).
- [34] S. Denus, Z. Jankiewicz, S. Kaliski et al., *Bull. Acad. Polon. Sci., Ser. Sci. Techn.* **21**, 11 (1973).
- [35] S. Kaliski et al., Proc. 8th Intern. Conf. on Laser Plasma Fusion, Rynia 1975.
- [36] S. Kaliski, *Proc. Vibr. Probl.* **15**, 2 (1974).
- [37] F. Winterberg, *Phys. Rev.* **174**, 212 (1968).
- [38] M. V. Babykin et al., Proc. 4th Intern. Conf. on Plasma Phys. and Contr. Nuclear Fusion Research, Madison 1971
- [39] G. Yonas et al., *Nuclear Fusion* **14**, 731 (1974).
- [40] J. R. Freeman et al., Proc. 6th Intern. Conf. on Plasma Phys. and Contr. Nuclear Fusion Research, Berchtesgaden 1976.

Steven A. Moszkowski

Wydział Fizyki
Uniwersytet Kalifornijski
Los Angeles

Gwiazdy neutronowe*

Neutron Stars

Abstract: The most important achievements and current problems of the physics of neutron stars are reviewed.

1. Zwięzła historia

Z historią gwiazd neutronowych wiążą się trzy ważne daty: 1054, 1932, 1967. Pierwsza data 1054, to rok, w którym widziane były — przez astronomów chińskich — narodziny gwiazdy neutronowej, choć oczywiście nie były one jako takie rozpoznane¹. Na niebie ukazała się nagle bardzo jasna gwiazda. We dnie można ją było widzieć przez 3 tygodnie, a w nocy przez 2 lata. Obecnie jest to mgławica Kraba, a mniej więcej w jej środku znajduje się pulsar Kraba.

Drugi kamień milowy, 1932, to rok odkrycia neutronu. Niemal natychmiast Landau² zasugerował istnienie supergęstej materii zbudowanej z neutronów, stanowiącej resztki po supernowej. Astronomowie próbowali umiejscowić takie obiekty, jednakże nie bardzo wiedzieli, czego właściwie powinni szukać i przez kilkadziesiąt lat nie poczyniono większego postępu.

Wielki przełom nastąpił w roku 1967. Hewish³ chciał badać fluktuacje sygnałów radiowych dochodzących z radioźródeł używając nowych przyrządów

* Wykład wygłoszony w Instytucie Badań Jądrowych w Warszawie, 20 sierpnia 1975 r.

¹ Obecnie wydaje się, że niektóre supernowe, z których — jak się przypuszcza — pochodzą gwiazdy neutronowe, widziano już w czasach wcześniejszych [1]. Możliwe, że jedną z nich widziano już w roku 4000 p.n.e. w Sumerze [2].

² Ten, jak i wiele innych aspektów gwiazd neutronowych, przedstawione są w przeglądzie [3].

³ Odkrycie to jest opisane w [4] (zob również [5]).

o wysokiej czasowej zdolności rozdzielczej, umożliwiającą obserwację zmian w czasie natężenia wiązki z milisekundową zdolnością rozdzielczą. Zamierzał on na przykład badać takie efekty ośrodka międzygwiazdowego, jak migotanie gwiazd spowodowane atmosferą. Hewish wybrał to co wydawało mu się dobrze znanym, stałym radioźródłem. Wyobraźcie sobie jego zdziwienie, gdy jego doktorantka, pani Bell, stwierdziła, że sygnał radiowy miał strukturę regularnie powtarzających się impulsów! Pierwszy „pulsar” został odkryty. Początkowo sądzono, że może być coś nie w porządku z aparaturą pomiarową — jednakże jej sprawdzenie nie wykazało żadnych usterek. Następnie powstał pomysł (półserio), że istnieją istoty inteligentne — „małe zielone ludziki” (Little Green Men) — nadające sygnały. W tym czasie odkryto wiele dalszych pulsarów i Hewish półżartem nazwał je LGM1, LGM2, LGM3 i LGM4, jednakże wszystko to utrzymywał w tajemnicy przez 4 miesiące.

Obecnie znanych jest około 120 pulsarów o okresach od 0,033 sekundy do 4 sekund. Większość z nich ma okresy pomiędzy 1/4 sekundy i 2 sekundami, jednakże istnieją dwa wyróżniające się wyjątki: Krab z 0,033 sekundy oraz Vela (Żagiel) z 0,089 sekundy. U Kraba pulsujące promieniowanie zaobserwowano w części radiowej, optycznej, oraz promieniowania X widma elektromagnetycznego. Jest to jedyny znany pulsar optyczny.

2. Ogólne własności [6]

Pierwszy zasugerował Gold [7], że pulsary są obracającymi się gwiazdami neutronowymi. Jego rozumowanie szło mniej więcej następującą drogą:

Wpierw przypuścimy, że pulsary są albo drgającymi, albo obracającymi się białymi karłami lub gwiazdami neutronowymi. Następnie trzy spośród tych czterech możliwości można wyeliminować z uwagi na długość okresów [8]. Tak więc, jeżeli byłyby one obiektami drgającymi, okresy dane byłyby przez

$$T_{\text{vib}} \sim \frac{2\pi}{\sqrt{G\bar{\rho}}} \approx \frac{4 \times 10^4}{\sqrt{\bar{\rho}}},$$

gdzie G jest stałą grawitacyjną. Dla białych karłów średnia gęstość $\bar{\rho} \sim 10^7$ g/cm³, a stąd $T_{\text{vib}} \sim 10$ s, co jest okresem za długim.

Z drugiej strony dla gwiazd neutronowych średnia gęstość wynosi około 10^{15} g/cm³, a stąd $T_{\text{vib}} \sim 10^{-3}$ s, co jest okresem wyraźnie za krótkim. Nie spodziewamy się występowania trwałych gwiazd o pośrednich gęstościach $\sim 10^{11}$ g/cm³, które wykazywałyby rozsądne okresy.

Przypuścimy obecnie, że mamy do czynienia z obiektami obracającymi się. Okres musi wówczas spełniać warunek

$$T_{\text{rot}} > \sqrt{\frac{3\pi}{G\bar{\rho}}},$$

w przeciwnym bowiem wypadku materia odlatywałaby od równika, gdzie szybkość obrotowa jest największa, i gwiazda rozpadłaby się.

W szczególności biały karzeł, obracający się z okresem któregokolwiek z pulsarów, byłby niestabilny. Nie ma natomiast tego problemu z gwiazdami neutronowymi. Tak więc hipoteza obracającej się gwiazdy neutronowej jest jedyną spośród czterech, która jest zgodna ze znanymi okresami i ze stabilnością.

Ważną cechą charakterystyczną pulsarów jest to, że ich okresy powoli wzrastają. Bardziej szczegółowo przedyskutujemy ten wzrost później. Czas charakterystyczny, w którym okres wzrośnie powiedzmy dwa razy, waha się od około 1000 lat (Krab) do około 10^7 lat dla większości pulsarów.

Istnieje kilka przykładów odkrytych ostatnio źródeł promieniowania X, których pulsy również emitowane są okresowo, o okresach wolno zmniejszających się w czasie. Panuje przekonanie, że są to układy podwójne z krążącymi dookoła siebie gwiazdą neutronową i inną gwiazdą. Promieniowana energia pochodzi prawdopodobnie od energii grawitacyjnej, wyzwalanej przy przechodzeniu materii do gwiazdy neutronowej od jej towarzyszk.

Model Golda zakłada, że gwiazda neutronowa jest wirującym dipolem magnetycznym, którego oś tworzy pewien kąt z osią obrotu. Promieniowanie emitowane jest z rejonu biegunów magnetycznych i jest ono dla nas widzialne jedynie w tej fazie obrotu, w której oś biegunów skierowana jest ku Ziemi. Zdarza się to — w najlepszym wypadku — tylko jeden raz podczas obrotu i to tylko wtedy, gdy kierunki względem Ziemi okazują się właściwe. Nigdy by się to nie zdarzyło, gdyby na przykład oś obrotu skierowana była ku Ziemi.

Niektóre inne własności gwiazd neutronowych (uzyskane oczywiście teoretycznie):

- masa $\sim M_{\odot}$ (masa słońca);
- promień ~ 10 km \ll promień Ziemi;
- góry na powierzchni są wysokości rzędu metrów;
- pole grawitacyjne na powierzchni wynosi około 10^{11} razy pole grawitacyjne na powierzchni Ziemi;
- gęstość w środku $\sim 10^{15}$ g/cm³.

Tak więc kostka cukru (1 cm³) materii z gwiazdy neutronowej waży $\sim 10^{15}$ g = 10^9 ton. Natomiast cała ludność na Ziemi waży $\sim 4 \times 10^9 \times 0,1 = 4 \times 10^8$ ton (przyjmując średnio na człowieka wagę 100 kg). A więc jedna kostka materii gwiazdy neutronowej waży więcej niż cała ludzkość. Po czarnych dziurach gwiazdy neutronowe wydają się najgęstszymi obiektami we Wszechświecie.

Typowa gwiazda neutronowa ma początkowo temperaturę około 10^{10} K, jest więc bardzo gorąca. (Ochładza się ona w przeciągu mniej więcej 10^6 do 10^8 lat.) Odpowiadająca tej temperaturze energia termiczna ~ 1 MeV (milion elektronowoltów) jest gorąca, jednakże porównać ją należy z jądrową energią Fermiego, która jest znacznie większa, około 50 MeV. Toteż w jądrowej skali temperatur

w przeciwnym bowiem wypadku materia odlatywałaby od równika, gdzie szybkość obrotowa jest największa, i gwiazda rozpadłaby się.

W szczególności biały karzeł, obracający się z okresem któregokolwiek z pulsarów, były niestabilny. Nie ma natomiast tego problemu z gwiazdami neutronowymi. Tak więc hipoteza obracającej się gwiazdy neutronowej jest jedyną spośród czterech, która jest zgodna ze znanymi okresami i ze stabilnością.

Ważną cechą charakterystyczną pulsarów jest to, że ich okresy powoli wzrastają. Bardziej szczegółowo przedyskutujemy ten wzrost później. Czas charakterystyczny, w którym okres wzrośnie powiedzmy dwa razy, waha się od około 1000 lat (Krab) do około 10^7 lat dla większości pulsarów.

Istnieje kilka przykładów odkrytych ostatnio źródeł promieniowania X, których pulsy również emitowane są okresowo, o okresach wolno zmniejszających się w czasie. Panuje przekonanie, że są to układy podwójne z krążącymi dookoła siebie gwiazdą neutronową i inną gwiazdą. Promieniowana energia pochodzi prawdopodobnie od energii grawitacyjnej, wyzwolanej przy przechodzeniu materii do gwiazdy neutronowej od jej towarzyszk.

Model Golda zakłada, że gwiazda neutronowa jest wirującym dipolem magnetycznym, którego oś tworzy pewien kąt z osią obrotu. Promieniowanie emitowane jest z rejonu biegunów magnetycznych i jest ono dla nas widzialne jedynie w tej fazie obrotu, w której oś biegunów skierowana jest ku Ziemi. Zdarza się to — w najlepszym wypadku — tylko jeden raz podczas obrotu i to tylko wtedy, gdy kierunki względem Ziemi okazują się właściwe. Nigdy by się to nie zdarzyło, gdyby na przykład oś obrotu skierowana była ku Ziemi.

Niektóre inne własności gwiazd neutronowych (uzyskane oczywiście teoretycznie):

- masa $\sim M_{\odot}$ (masa słońca);
- promień ~ 10 km \ll promień Ziemi;
- góry na powierzchni są wysokości rzędu metrów;
- pole grawitacyjne na powierzchni wynosi około 10^{11} razy pole grawitacyjne na powierzchni Ziemi;
- gęstość w środku $\sim 10^{15}$ g/cm³.

Tak więc kostka cukru (1 cm³) materii z gwiazdy neutronowej waży $\sim 10^{15}$ g = 10^9 ton. Natomiast cała ludność na Ziemi waży $\sim 4 \times 10^9 \times 0,1 = 4 \times 10^8$ ton (przyjmując średnio na człowieka wagę 100 kg). A więc jedna kostka materii gwiazdy neutronowej waży więcej niż cała ludzkość. Po czarnych dziurach gwiazdy neutronowe wydają się najgęstszymi obiektami we Wszechświecie.

Typowa gwiazda neutronowa ma początkowo temperaturę około 10^{10} K, jest więc bardzo gorąca. (Ochładza się ona w przeciągu mniej więcej 10^6 do 10^8 lat.) Odpowiadająca tej temperaturze energia termiczna ~ 1 MeV (milion elektronowoltów) jest gorąca, jednakże porównać ją należy z jądrową energią Fermiego, która jest znacznie większa, około 50 MeV. Toteż w jądrowej skali temperatur

w większości zagadnień można T śmiało przyrównać do zera, to znaczy gwiazda neutronowa jest zasadniczo zdegenerowanym gazem Fermiego. Istnieje również możliwość, że przynajmniej część wnętrza gwiazd neutronowych jest nadciekła.

3. Warunki równowagi

Warunki równowagi dla kulistych gwiazd neutronowych (i w ogóle dla kulisto symetrycznych gwiazd) można uzyskać z układu trzech równań: równania masowego, równania hydrostatycznego, oraz równania stanu [9]. Równanie masowe ma postać

$$dM(r)/dr = 4\pi\rho(r)r^2,$$

gdzie $M(r)$ jest masą wewnątrz koncentrycznej powierzchni kulistej o promieniu r , a $\rho(r)$ jest gęstością w punkcie r .

W granicy nierelatywistycznej równanie to jest spełnione trywialnie. W przypadku relatywistycznym obowiązuje ono również, ale sytuacja jest mniej oczywista.

W zakresie nierelatywistycznym równanie hydrostatyczne ma łatwą do sprawdzenia postać:

$$dp(r)/dr = -GM(r)\rho(r)/r^2,$$

gdzie $p(r)$ jest ciśnieniem. Ogólna teoria względności w wielu miejscach modyfikuje to równanie. Najważniejszą modyfikacją jest zamiana mianownika na [9]

$$r^2(1 - 2GM(r)/c^2r).$$

Tak więc pojawia się osobliwość, jeżeli promień R jest mniejszy niż $2GM/c^2$, czyli 3 km dla gwiazdy o masie $M = M_\odot$. Choć spodziewamy się, że promienie gwiazd neutronowych wynoszą co najmniej 10 km, to jednak ogólna teoria względności odgrywa ważną rolę w szczegółowym rozkładzie gęstości.

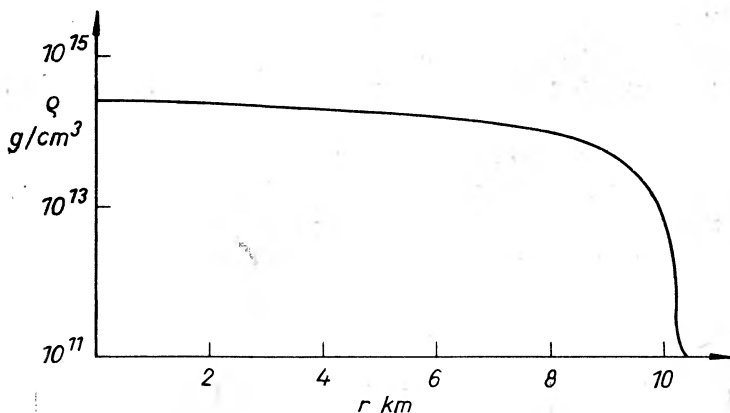
W końcu musimy znać równanie stanu

$$p(r) = p(\rho(r)).$$

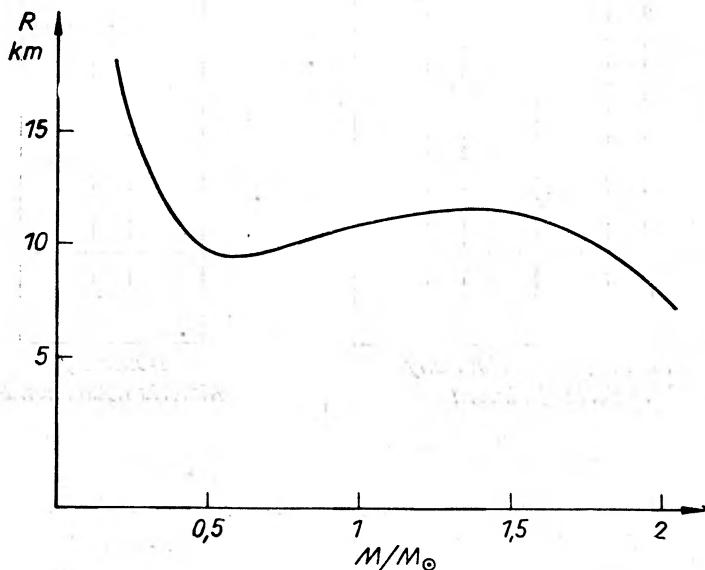
Obliczenie tego równania stanu jest problemem fizyki jądrowej, jak to pokrótce przedyskutujemy w rozdziale 5.

Całkując te trzy równania (zmodyfikowane przez teorię względności), możemy uzyskać rozkład gęstości (zakładając pewną gęstość w środku), a również promień jako funkcję masy. Typowe wyniki są naszkicowane na rys. 1 i 2.

Tak więc oczekujemy, że gęstość pozostaje mniej więcej stała, dopóki nie dojdziemy w pobliże powierzchni. Również promień wydaje się bliski 10 km, prawie niezależnie od masy, jednakże powyżej około $2M_\odot$ spodziewamy się implozji (collapse) grawitacyjnej, prowadzącej do czarnej dziury. Z drugiej strony, dla masy mniejszej niż około $0,1M_\odot$, wiązanie grawitacyjne nie wystarcza na utrzymanie razem gwiazdy.



Rys. 1. Rozkład gęstości gwiazdy neutronowej



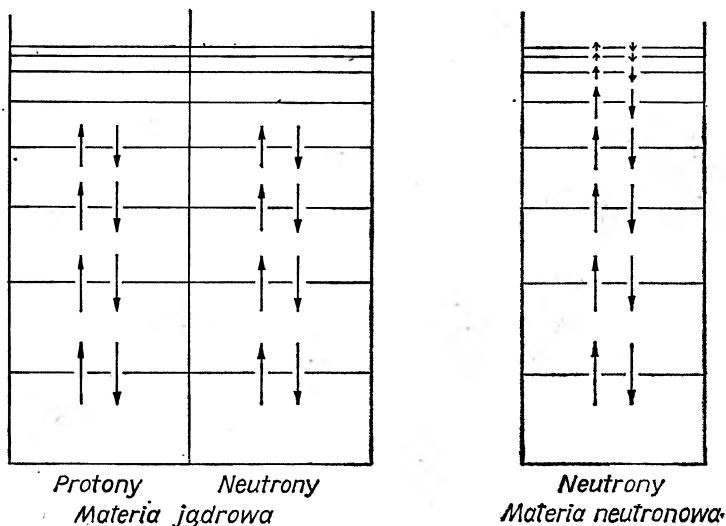
Rys. 2. Promień gwiazdy neutronowej jako funkcja jej masy

4. Materia neutronowa i materia jądrowa

Interesujące jest porównać niektóre własności materii neutronowej (we wnętrzu gwiazd neutronowych) z własnościami materii jądrowej (tzn. wnętrza jąder atomowych, ale przy zaniedbaniu efektu sił kulombowskich pomiędzy protonami) [10]. Ta ostatnia jest zbudowana oczywiście z neutronów i protonów. Prawdopodobnie najważniejszą różnicą jest to, że jądra są samozwiązane w wyniku sił jądrowych krótkiego zasięgu, natomiast materia neutronowa jest związana jedynie w wyniku długozasięgowych sił grawitacyjnych i musi wobec tego mieć dużą masę.

I tak jądra konwencjonalne mają rozmiary $\sim 10^{-12}$ cm, masy $\sim 10^{-22}$ g oraz liczbę nukleonów $A \sim 10^2$, natomiast gwiazdy neutronowe (które w rzeczywistości są olbrzymimi jądrami) mają promienie ~ 10 km, masy $\sim 10^{33}$ g oraz $A \sim 10^{57}$.

Aby uczynić to porównanie nieco bardziej precyzyjnym, rozpatrzmy dwa gazy Fermiego: z materii jądrowej i z materii neutronowej, o gęstości $2,7 \times 10^{14}$ g/cm³, tzn. 0,16 nukleonów/fm³ (1 fermi = 10^{-13} cm). (Jest to gęstość stabilnej materii jądrowej oceniona na podstawie własności jąder.) Poziomy energetyczne obu gazów Fermiego są naszkicowane na rys. 3. Poziomy obsadzone zaznaczone są strzałkami (spin w górę i w dół na jeden poziom).



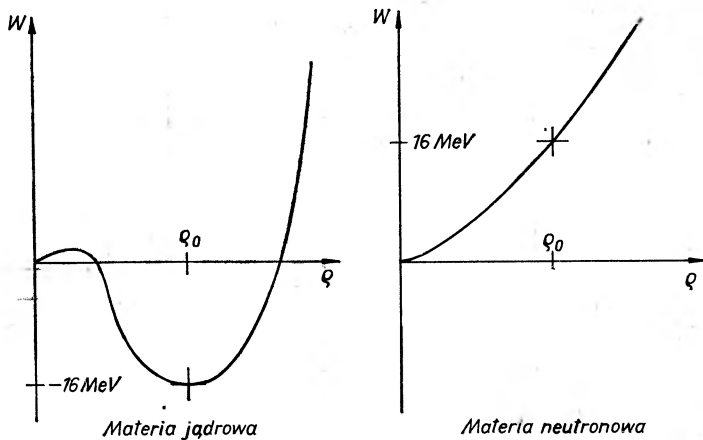
Rys. 3. Model Fermiego materii jądrowej i neutronowej

Energia kinetyczna przypadająca na jeden nukleon wynosi w tych dwu układach odpowiednio 22 MeV i 35 MeV. Jest ona większa dla materii neutronowej, ponieważ neutrony muszą obsadzić poziomy o energii wyższej (w wyniku zasady Pauliego) od poziomów dostępnych protonom.

Empiryczna energia całkowita materii jądrowej wynosi — 16 MeV na nukleon, jak to wynika z energii wiązania obserwowanych jąder. Ponieważ energia całkowita jest sumą energii kinetycznej i potencjalnej, ta ostatnia musi wynosić — 38 MeV na cząstkę. Otóż energia potencjalna materii neutronowej jest mniejsza (co do wielkości bezwzględnej) niż materii jądrowej. Jest to częściowo konsekwencją krótkiego zasięgu (przyciągających) sił jądrowych. Z uwagi na zasadę Pauliego dwa neutrony, oba ze spinami w górę (lub w dół) nie mogą znaleźć się w tym samym punkcie. Stąd dla sił o nieskończenie krótkim zasięgu ich energia oddziaływania znika. Oczywiście każdy neutron ze spinem w górę może oddziaływać z neutronem o spinie w dół. Ale w materii jądrowej neutron może również oddziaływać z protonem o obu kierunkach spinu.

Bardziej szczegółowy rachunek z semi-realistycznymi oddziaływaniami o skończonym zasięgu daje energię potencjalną -19 MeV na neutron, akurat około połowę wartości w materii jądrowej. Tak więc energia materii neutronowej wynosi $35 - 19 = 16$ MeV na neutron i materia neutronowa — dla rozważanej tu gęstości — jest niezwiązana (pod nieobecność sił grawitacyjnych) o mniej więcej taką samą wielkość, na jaką związana jest materia jądrowa.

Interesujące jest naszkicowanie zachowania się energii na cząstkę dla obu układów jako funkcji gęstości (rys. 4).

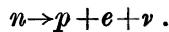


Rys. 4. Energia na jedną cząstkę w materii jądrowej i neutronowej jako funkcja gęstości

5. Wpływ protonów, elektronów i hiperonów

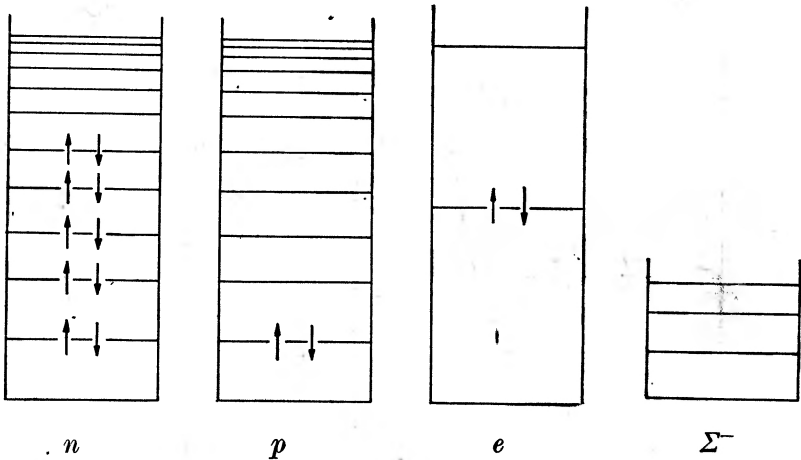
Materia gwiazd neutronowych niekoniecznie jest zbudowana z samych neutronów. Jednakże w odróżnieniu od materii jądrowej, mającej w przybliżeniu równą liczbę protonów i neutronów, materia gwiazd neutronowych zawiera stosunkowo jedynie nieliczne protony. Można przekonać się o tym w sposób następujący.

Dobrze wiadomo, że swobodny neutron jest nietrwały ze względu na rozpad β :



Dlaczego więc materia neutronowa jest stabilna? (To samo pytanie możemy zadać w odniesieniu do jąder i materii jądrowej.) Dla materii neutronowej odpowiedź brzmi, że rzeczywiście niektóre spośród neutronów podlegają rozpadowi β . Ale proces ten zachodzi jedynie do momentu zapelnienia przez elektrony stanów o energii nie różniącej się zasadniczo od energii neutronów, następnie zaś ustaje. Emitowane elektrony nie mogą zajmować stanów już zajętych przez inne elektrony (zasada Pauliego). Nie mogą one również zajmować stanów o energii wyższej od energii neutronów, ponieważ gwałciłoby to zachowanie energii. Jednakże na skutek małej masy spoczynkowej elektronu, po-

ziomy energetyczne elektronów są od siebie bardziej odległe niż poziomy neutronowe; w równowadze będzie stosunkowo mało elektronów (i protonów — pamiętajcie, że $n_p = n_e$) w porównaniu z ilością neutronów. Zilustrowane to jest na rys. 5. Wspomnijmy przy okazji, że w jądrach również zachodzi rozpad β jąder bogatych w neutrony, ale tutaj stabilność zapewniona jest przez to, że osiągalne poziomy protonowe są obsadzone.



Rys. 5. Model Fermiego układu n , p , e , Σ^-

Rys. 5 ilustruje również coś innego. Dla bardzo dużych gęstości (większych nawet od gęstości materii jądrowej) w materii gwiazd neutronowych mogą być obecne hiperony (zob. np. [11]). Na przykład Σ^- mogą zastąpić niektóre lub wszystkie elektrony. Oczywiście potrzebujemy więcej energii do wyprodukowania Σ^- z uwagi na ich dużą masę spoczynkową (większą nawet niż nukleonów). Jednakże energia kinetyczna Σ^- jest znacznie mniejsza niż elektronów dla tej samej gęstości jądrowej. Również silne przyciągające oddziaływanie pozwala nam zyskać na energii potencjalnej przez obecność Σ^- w miejsce e^- (które oddziałują jedynie siłami kulombowskimi).

Obecne mogą być również inne hiperony, w szczególności neutralna Λ , która jest najbliższym hiperonem.

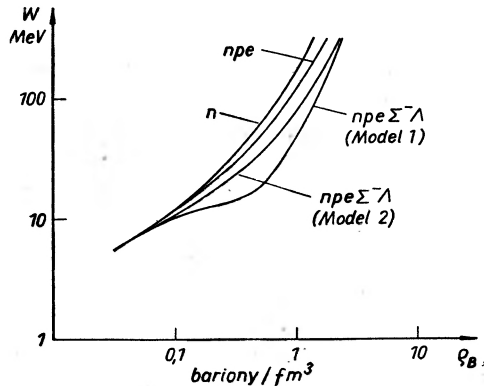
Pozwólcie mi krótko skomentować wyniki moich obliczeń energii materii gwiazd neutronowych przypadającej na jeden barion, jako funkcji gęstości [12]. Powinienem tu wspomnieć, że również wielu innych ludzi pracowało w tym kierunku. Dla każdej gęstości wyznaczone było minimum energii ze względu na skład materii, z założenia ograniczony do n , p , e , Σ^- , Λ . Rachunki przeprowadzone były z semi-realistycznymi siłami jądrowymi przy zastosowaniu metody rozwiniętej przez Wonga i Sawadę [13]. Wyniki są naszkicowane z grubsza na rys. 6. Oczywiście przechodząc od samych n do n , p , e , Σ^- , Λ zwiększamy ilość stopni swobody, a zatem energia się obniża. W modelu 1 zakładamy dla

$n, p, e, \Sigma^-, \Lambda$, że wszystkie silne oddziaływania są takie same (osobno dla cząstek jednakowych i różnych):

$$V_{nn} = V_{pp} = V_{\Lambda\Lambda} \text{ itd.}, \quad V_{np} = V_{p\Lambda} = V_{n\Sigma} \text{ itd.}$$

Jako drogowskazu w modelu 2 używamy modelu kwarkowego. Zgodnie z tym modelem, oddziaływania dotyczące hiperonów są nieco słabsze od oddziaływań między samymi nukleonami. Tak na przykład znajdujemy

$$V_{n\Sigma} = V_{p\Lambda} = \frac{2}{3} V_{np} \text{ itd.}$$



Rys. 6. Energia na jeden barion w układzie $n, p, e, \Sigma^-, \Lambda$ jako funkcja gęstości barionów ρ_B

Mając obliczoną energię, możemy obliczyć ciśnienie

$$p = \rho^2 dW/d\rho.$$

W ten sposób uzyskujemy równanie stanu (dla szczegółowego przeglądu zob. [14]), konieczne do wyznaczenia warunków równowagi gwiazd neutronowych, jak to było przedstawione w rozdziale 3.

6. Własności obrotowe

Pozwólcie mi przedyskutować pokrótce niektóre aspekty obrotu gwiazd neutronowych. Obrotowa (rotacyjna) energia kinetyczna dana jest dobrze znanym wyrażeniem:

$$E_R = \frac{1}{2} I \omega^2,$$

gdzie I jest momentem bezwładności, a ω prędkością kątową obrotu. (Zaniedbujemy tu poprawki relatywistyczne.) Dla sztywnej obracającej się kuli mamy

$$I = \frac{2}{5} MR^2.$$

(Wynik ten obowiązuje również dla gazu Fermiego, choć jest to nieco bardziej skomplikowane.) Gdy ruch gwiazdy zwalnia się, mamy

$$dE_R/dt = d(\frac{1}{2}I\omega^2)/dt = I\omega d\omega/dt = 2E_R\omega^{-1}d\omega/dt.$$

Rozpatrzmy w szczególności pulsar Kraba, będący prawdopodobnie najlepiej rozumianym przykładem. Jego okres $T = 0,033$ s, a jego szybkość kątowa $\omega = 2\pi/T = 190$ s⁻¹. Rozsądnym oszacowaniem jego momentu bezwładności (zakładając masę równą $\frac{1}{2}M_\odot = 10^{33}$ g oraz promień = 10 km) jest $I = 4 \times 10^{44}$ g cm². Otóż zaobserwowane tempo spowalniania

$$\omega^{-1}d\omega/dt = -1,3 \times 10^{-11} \text{ s}^{-1},$$

a więc pulsar Kraba jest bardzo dokładnym zegarem. Całkowita energia rotacyjna

$$E_R = \frac{1}{2}I\omega^2 = 8 \times 10^{44} \text{ erg}$$

i szybkość jej ubywania

$$dE_R/dt = -2 \times 10^{38} \text{ erg/s}.$$

Dokąd przechodzi ta wytracana energia obrotowa? Z obserwowanego promieniowania emitowanego przez pulsar Kraba wynika, że same elektrony wypromieniowują około 1×10^{38} erg/sek. Dokąd przechodzi reszta energii, nie jest jeszcze jasne.

Stratę energii można sparametryzować w postaci:

$$dE_R/dt = I\omega d\omega/dt = -A\omega^4,$$

gdzie A jest stałą. Wyrażenie to stosuje się do promieniowania dipolowego. Szybki obrót powoduje dużą stratę energii. (Panuje przekonanie, że powolne pulsary powstały dawno temu. Miały one więcej czasu na spowolnienie.) Mamy więc

$$d\omega/dt \sim -\omega^3, \quad T_{\text{rot}} \sim 1/\omega = \kappa t^{1/2},$$

gdzie κ jest inną stałą, zaś t jest wiekiem pulsara (dla $t = 0$, $T_{\text{rot}} = 0$, tzn. pulsar obraca się nieskończenie szybko w tym modelu. W praktyce oczywiście to nie zachodzi. Łatwo zauważyć związek

$$\frac{1}{2} T_{\text{rot}} / (dT_{\text{rot}}/dt) = t,$$

niezależny od κ .

W naszym przykładzie Kraba znamy z obserwacji $T_{\text{rot}}/(dT_{\text{rot}}/dt) = 2500$ lat. Stąd wyprowadzony przez nas wiek pulsara wynosi 1250 lat. Faktyczny wiek pulsara wynosi 920 lat, w dobrej zgodzie z naszym wynikiem.

Dla porównania: dla pulsara Vela $t \sim 12000$ lat, a dla innych pulsarów $t \sim 10^6 - 10^7$ lat.

7. Trzęsienia gwiazd

W roku 1969 stało się coś dziwnego z okresem pulsara Vela. Tabela pokazuje okresy obserwowane w różnych dniach. Okres wzrasta o około 10^{-8} s w ciągu dnia. Widoczna nieciągłość w okresie (i w częstotści kątowej) pomiędzy 25 lutym i 15 marcem wynosi

$$\Delta\omega/\omega = -\Delta T/T = 2 \times 10^{-7}/9 \times 10^{-2} = 2 \times 10^{-6}.$$

Taki skok w okresie („glitch”) zdarzył się na Krabie jeszcze raz w roku 1969, ale $\Delta\omega/\omega$ wynosiło tylko 7×10^{-9} . Podobne skoki miały miejsce na Krabie w 1971 i w 1973 roku, oraz na Veli w 1971 i 1975 roku, natomiast nigdy nie zostały zaobserwowane na innych pulsarach.

Obserwowane okresy pulsara Veli (r. 1969)

Data	T (w sekundach)
10 luty	0,08920905
20	915
25	920
(~ 1 marzec	~ 925 → 905) *
15	920
25	930

* nie obserwowane.

Pochodzenie tych skoków okresu próbowano tłumaczyć różnymi teoriami. Najbardziej prawdopodobną jest chyba — zaproponowana przez Rudermana (zob. rozdz. 7 w [6]) — teoria, że skoki te są trzęsieniami gwiazd. Idea jest tu następująca.

W momencie powstania pulsary obracają się bardzo szybko. Siła odśrodkowa doprowadza do niesferycznego kształtu, tzn. pulsar ma w przybliżeniu kształt spłaszczonej sferoidy z krótszą osią wzdłuż osi obrotu i z dłuższą osią w płaszczyźnie równikowej. Otóż w miarę spowalniania kształt staje się bardziej sferyczny. Z uwagi na to, że zewnętrzna skorupa pulsara jest sztywna (nie mieliśmy czasu przedyskutować tu tego punktu), te zmiany kształtu dokonują się skokami, podobnymi do trzęsienia ziemi — stąd nazwa: trzęsienie gwiazdy. Z każdym takim skokiem moment bezwładności się zmniejsza. Ponieważ moment pędu $L = I\omega$ musi pozostawać stały (w przeciągu krótkich czasów), przeto częstość kątowa obrotu musi nagle wzrosnąć. Skok $\Delta\omega/\omega \sim 10^{-6}$ wymaga takiej samej względnej zmiany I , z której wynika zmiana różnic osi

$$\Delta(R_{\text{długa}} - R_{\text{krótka}}) \sim 10^{-6} R \sim 1 \text{ cm}.$$

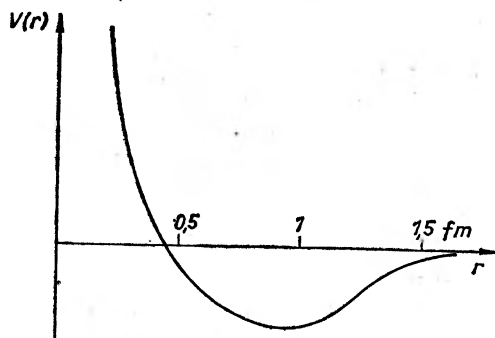
8. Czy wewnątrz gwiazd neutronowych jest ciałem stałym?

Jak dotąd traktowaliśmy materię gwiazd neutronowych jako gaz Fermiego z neutronami poruszającymi się swobodnie w całym obszarze gwiazdy. Zależy to jednakże od natury sił jądrowych. Otóż wiadomo, że te oddziaływania są

w zasadzie przyciągające, z wyjątkiem silnego odpychania na bardzo krótkich odległościach ($\sim 0,5$ fm) między nukleonami, jak to schematycznie pokazuje rys. 7. Oznacza to, że dwa nukleony w większym lub mniejszym stopniu są powstrzymywane od znalezienia się w tym samym miejscu, nawet jeżeli ich spiny lub ładunki są różne.

Podobne zjawisko zachodzi w oddziaływaniu pomiędzy sferycznymi atomami — tzw. siły Van der Waalsa, które mają jakościowo tę samą postać co oddziaływanie jądrowe. Przy wysokiej gęstości (i wysokim ciśnieniu) oraz niskiej temperaturze każda zwyczajna materia staje się ciałem stałym (w każdym razie atomy tworzą siatkę krystaliczną, a nie gaz Fermiego). W ciele stałym każdy atom uwięziony jest w pewnym obszarze, choć może on wykonywać drgania punktu zerowego dookoła swojego położenia równowagi.

Bardziej szczegółowe obliczenia prowadzą do wniosku, że trwałą konfiguracją dla gęstości jądrowych jest gaz Fermiego, a nie ciało stałe. Jednakże niektóre



Rys. 7. Potencjał sił jądrowych

obliczenia wskazują na formowanie się dla większych gęstości ciała stałego, inne zaś obliczenia tego nie potwierdzają (zob. str. 57 w [3]). Jednym z czynników utrudniających formowanie się ciała stałego w materii neutronowej jest fakt, że dla bardzo małych odległości między cząstkami, potencjały między nukleonami zmieniają się jedynie jak $1/r$ (choć z dużym współczynnikiem), podczas gdy potencjały między atomami zmieniają się w przybliżeniu jak $1/r^{12}$, co jest zależnością znacznie silniejszą.

9. Chwila fantazji

Na tym kończę poważniejszą część mojego wykładu. Obecnie chciałbym przedstawić trochę science fiction, związanej z niezwykle wysoką gęstością materii gwiazd neutronowych.

Przenieśmy się w myśli na chwilę do Pałacu Kultury i Nauki. Wyobraźcie sobie, że bierzecie żelazną kulę (o średnicy 10 cm) w jedną rękę i podobnych rozmiarów kulę z materii gwiazdy neutronowej w drugą i wjeżdżacie windą na szczyt Pałacu. Oczywiście pojawią się tu pewne trudności.

Przede wszystkim, jak to dyskutowaliśmy poprzednio, kula materii neutronowej waży sporo i możecie mieć trudności z jej podniesieniem. Następnie, kula nie jest dostatecznie duża na to, by sama się wiązać i będzie miała trudności w utrzymaniu się razem w całości.

W każdym razie będąc już na szczycie o wysokości około 240 metrów upuszczacie jednocześnie obie kule. Spadają one z tym samym przyśpieszeniem i uderzają o ziemię jednocześnie po 7 sekundach. Kula żelazna po kilku odbiciach spocznie na ziemi. Natomiast kula z materii neutronowej będzie spadała dalej i przejdzie dokładnie przez środek ziemi. Mniej więcej w 42 minuty po upuszczeniu jej, kula wyrzucona zostanie z Pacyfiku, przeszło 2000 kilometrów na południowy wschód od Nowej Zelandii, na wysokość 240 metrów, po czym zacznie spadać, by po 42-minutowej podróży powrotnej dotrzeć znów do Warszawy. Powtarzać się to będzie wielokrotnie (oczywiście kula traci nieco energii na skutek tarcia i ostatecznie spocznie w środku Ziemi).

Przy okazji możemy zadać pytanie: jeżeli wziąć kulę z materii o dużej gęstości, jak duża musi być ta gęstość, aby kula przeszła przez środek Ziemi? Nie jest to problem bardzo praktyczny, jednakże mój kolega [15] w wyniku grubego oszacowania otrzymał $\sim 10^9$ g/cm³.

Zauważmy wreszcie, że kula z materii gwiazdy neutronowej działa jak ultrasilny odkurzacz [16]. Jeżeli trzymalibyście taką kulę (o średnicy 10 cm) w odległości 1 metra od siebie, to jej przyciąganie byłoby przeszło 10^4 razy silniejsze od przyciągania ziemskiego, czego skutki byłyby oczywiste. Nigdy już nie opuścilibyście Warszawy żywi!

10. Działy fizyki związane z gwiazdami neutronowymi

Na zakończenie chciałbym wskazać na to, że badanie gwiazd neutronowych porusza niemal wszystkie działy fizyki, jak również niektóre inne dziedziny.

Poza oczywistymi powiązaniem z fizyką jądrową i astrofizyką, podajmy listę tych działów z umieszczonymi w nawiasach zjawiskami dotyczącymi gwiazd neutronowych (niektóre z nich nie były tu dyskutowane):

cząstki elementarne	(hiperony),
ciało stałe	(wnętrze i skorupa),
plazma	(obszary tuż nad powierzchnią gwiazd neutronowych),
elektromagnetyzm	(sygnały radiacyjne, pola magnetyczne),
mechanika klasyczna	(równowaga),
mechanika kwantowa	(gaz Fermiego),
szczególna teoria względności	(równanie stanu dla bardzo dużych gęstości),
ogólna teoria względności	(równowaga),
niskie temperatury	(nadciężkość),

fizyka atomowa

(zachowanie się atomów na powierzchni
w bardzo silnych polach magnetycz-
nych),

geofizyka

(nieregularności powierzchni),

geologia

(trzęsienie gwiazd).

W końcu pozwolę sobie zauważyć, że gdyby zostało ustalone, że za pulsary odpowiedzialne są „małe zielone ludziki”, wówczas mielibyśmy związek z inną dziedziną — biologią.

Dziękuję Państwu.

Tłumaczył *Janusz Dąbrowski*

Literatura

- [1] F. R. Stephenson, D. H. Clark, *Sci. American*, January 1976, s. 100.
- [2] *Sci. American*, July 1976, s. 66.
- [3] G. Baym, C. Pethick, *Annu. Rev. Nucl. Sci.* **25**, 27 (1975).
- [4] A. Hewish, *Annu. Rev. Astron. Astrophys.* **8**, 265 (1970).
- [5] J. P. Ostriker, *Sci. American*, January 1971, s. 48.
- [6] M. Ruderman, *Annu. Rev. Astron. Astrophys.* **10**, 427 (1972).
- [7] T. Gold, *Nature* **218**, 731 (1968).
- [8] A. G. W. Cameron, *Annu. Rev. Astron. Astrophys.* **8**, 179 (1970).
- [9] R. C. Tolman, *Relativity, Thermodynamics and Cosmology*, Oxford Press, Oxford 1934
J. R. Oppenheimer, G. M. Volkoff, *Phys. Rev.* **55**, 374 (1939).
- [10] H. A. Bethe, *Annu. Rev. Nucl. Sci.* **21**, 93 (1971).
- [11] H. A. Bethe, M. B. Johnson, *Nucl. Phys.* **A230**, 1 (1974).
- [12] S. A. Moszkowski, *Phys. Rev.* **D9**, 1613 (1974).
- [13] C. W. Wong, T. Sawada, wiadomość prywatna, 1970.
- [14] V. Canuto, *Annu. Rev. Astron. Astrophys.* **12**, 167 (1974); **13**, 335 (1975).
- [15] F. Calogero, wiadomość prywatna, 1973.
- [16] R. D. Moszkowski, wiadomość prywatna, 1976.

Mieczysław Budzyński, Mieczysław Subotowicz

Instytut Fizyki
Uniwersytet im. Marii Curie-Skłodowskiej
Lublin

Zaburzone korelacje kierunkowe β - γ w badaniach pól wewnętrznych w ośrodkach skondensowanych

The Use of Perturbed β - γ Angular Correlations in Studying of the Internal Fields in the Condensed Media

Abstract: Short description of the β - γ perturbed angular correlation method and possibilities of its application in nuclear and solid state physics is given. Useful formulae applicable in elaboration of experimental results are enclosed.

1. Wstęp

Celem tej pracy jest krótkie omówienie metody zaburzonych korelacji kierunkowych β - γ i możliwości jej zastosowań do badań w zakresie fizyki jądrowej i ciała stałego. Jak dotąd metoda ta była stosowana w paru zaledwie laboratoriach na świecie [1—8]. Niewielkie jej rozpowszechnienie spowodowane jest trudnościami w przeprowadzeniu eksperymentu i interpretacji otrzymanych wyników. Efekt zaburzenia korelacji β - γ jest nieco zniekształcony przez odchylenie cząstek β w polach elektromagnetycznych. Jednakże dla spotykanych pól magnetycznych w ciałach stałych o niewielkiej grubości (10 mg/cm²) odchylenie toru cząstek β od pierwotnego kierunku jest nieznaczne (rzędu 10⁻⁴—10⁻¹ stopnia [1]) w porównaniu z kątową zdolnością rozdzielczą spektrometru koincydencyjnego

2. Zaburzone korelacje kierunkowe β - γ

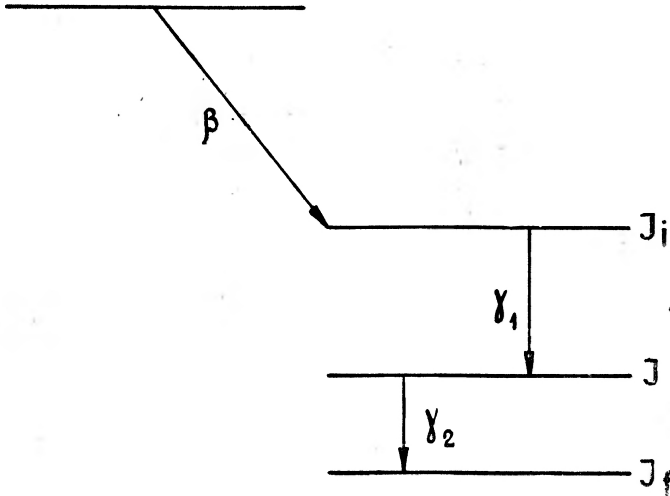
Korelacje kierunkowe β - γ są zaburzone ze względu na oddziaływania momentu magnetycznego i momentu kwadrupolowego jądra atomowego w stanie pośrednim kaskady $I_i(I_i') \xrightarrow[\beta]{\gamma_1} I_f \xrightarrow{\gamma_2} I_f$ z polami pozajądrowymi. Wielkość

oddziaływań magnetycznych jest określona częstością precesji jądra ω_B w zewnętrznym polu magnetycznym (rys. 2)

$$\omega_B = -g \frac{\mu_N B}{\hbar}, \quad (1)$$

gdzie g oznacza czynnik giromagnetyczny jądra, μ_N — magneton jądrowy, B — indukcję pola magnetycznego. Jeżeli zaburzenie wywołane jest przez gradient pola elektrycznego q w miejscu, gdzie znajduje się jądro, to częstość precesji jest równa:

$$\omega_Q = \frac{peqQ}{4I(2I-1)\hbar} \quad (2)$$



Rys. 1. Kaskady promieniowania β - γ i γ - γ

gdzie $p = 3(6)$ dla całkowitych (połówekowych) wartości spinu, Q — oznacza moment kwadrupolowy jądra w stanie wzbudzone, e — ładunek elementarny. Znając częstość precesji, możemy wyznaczyć $\mu(B)$ lub $Q(q)$. Zwykle — o ile to jest możliwe — eksperymenty planowane są tak, by występował jeden rodzaj zaburzenia: wywołany przez pole magnetyczne lub elektryczne. Wówczas interpretacja otrzymanych wyników jest stosunkowo prosta.

Analizując zaburzone korelacje kierunkowe β - γ , korzystamy z ogólnej postaci funkcji korelacji kierunkowych [3, 12]:

$$W(\vec{k}_1, \vec{k}_2, t) = \sum_{k_1 k_2} \sum_{N_1 N_2} (-1)^{k_1 + k_2} \frac{A_{k_1}(\beta) A_{k_2}(\gamma)}{\sqrt{(2k_1 + 1)(2k_2 + 1)}} G_{k_1 k_2}^{N_1 N_2}(t) Y_{k_1}^{N_1}(\Theta_1, \varphi_1) Y_{k_2}^{N_2}(\Theta_2, \varphi_2) \quad (3)$$

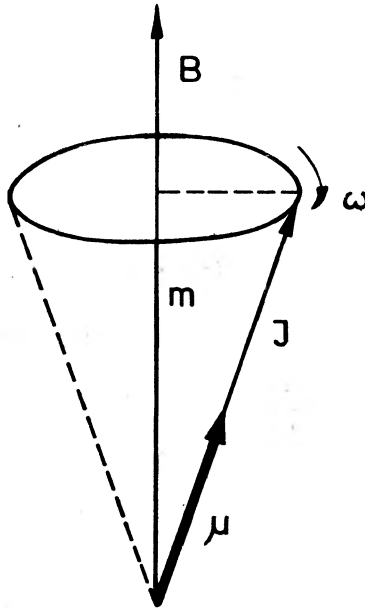
gdzie kąty Θ_1 i φ_1 oraz Θ_2 i φ_2 określają kierunki emisji cząstki β i kwantu γ względem wyróżnionego kierunku w przestrzeni (rys. 3). Cząstkowy współczyn-

nik korelacji $A_{k_1}(\beta)$ jest równy

$$A_{k_1}(\beta) = \frac{1}{\sum_{JJ'} b_0(JJ')} \sum_{JJ'} F_k(JJ' I_i I) b_k(JJ'), \quad (4)$$

gdzie

$$F_k(JJ' I_i I) = (-1)^{I_i + (I-1)} \sqrt{(2J+1)(2J'+1)(2I+1)(2k+1)} \begin{pmatrix} J & J' & k \\ 1 & -1 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} J & J' & k \\ I & I & I_i \end{pmatrix} \quad (5)$$



Rys. 2. Precesja jądra wokół wektora indukcji magnetycznej B

Tutaj JJ' oznacza całkowity moment pędu unoszony przez cząstkę β — analogicznie do multipolowości promieniowania γ — L i L' . Postać analityczna parametrów cząstek β $b_k(JJ')$ zależy od typu przejścia. Cząstkowy współczynnik korelacji promieniowania γ , $A_{k_2}(\gamma)$ — jest równy:

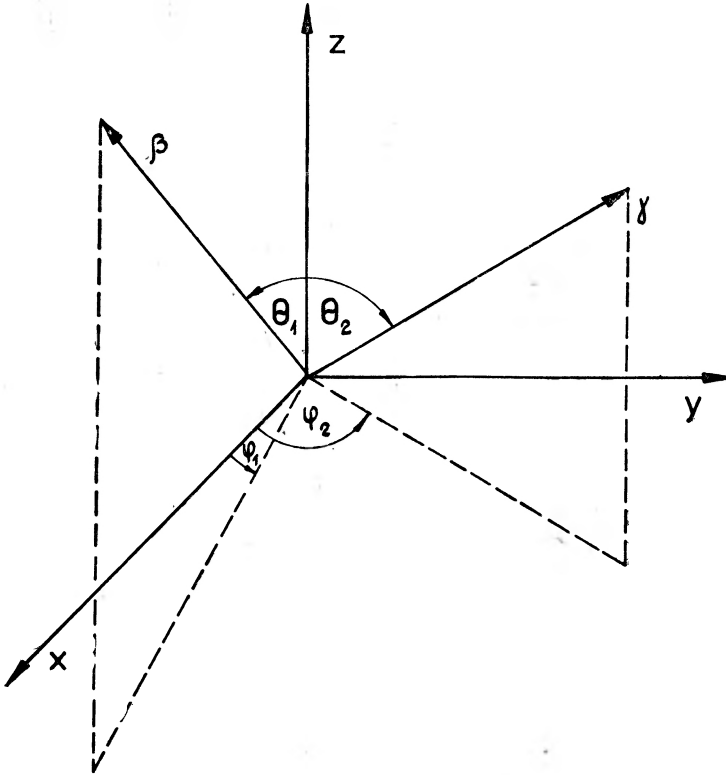
$$A_{k_2}(\gamma) = \frac{1}{1 + \delta^2} [F_k(LLI_f I)] + 2\delta F_k(LL'I_f I) + \delta^2 F_k(L'L'I_f I) \quad (6)$$

gdzie L i L' są składowymi multipolami promieniowania γ , których amplitudę zmieszania oznaczono symbolem δ

$$\delta = \frac{\langle I || L' || I_f \rangle}{\langle I || L || I_f \rangle}. \quad (7)$$

W wyrażeniu (3) $Y_{k_1}^{N_1}(\Theta_1, \varphi_1)$ i $Y_{k_2}^{N_2}(\Theta_2, \varphi_2)$ oznaczają funkcje kuliste. Wskaźniki k_1, k_2, N_1, N_2 są liczbami całkowitymi przy czym $-k \leq N \leq k$. Zwykle w zaburzonych korelacjach kierunkowych $\beta-\gamma$ nie jest mierzona polaryzacja kwantów i wówczas współczynnik k_2 jest liczbą całkowitą parzystą. Oprócz tego musi być spełniony warunek znany z teorii korelacji $\gamma-\gamma$

$$k_2 \max = \min(2I, L+L', J+J'). \quad (8)$$



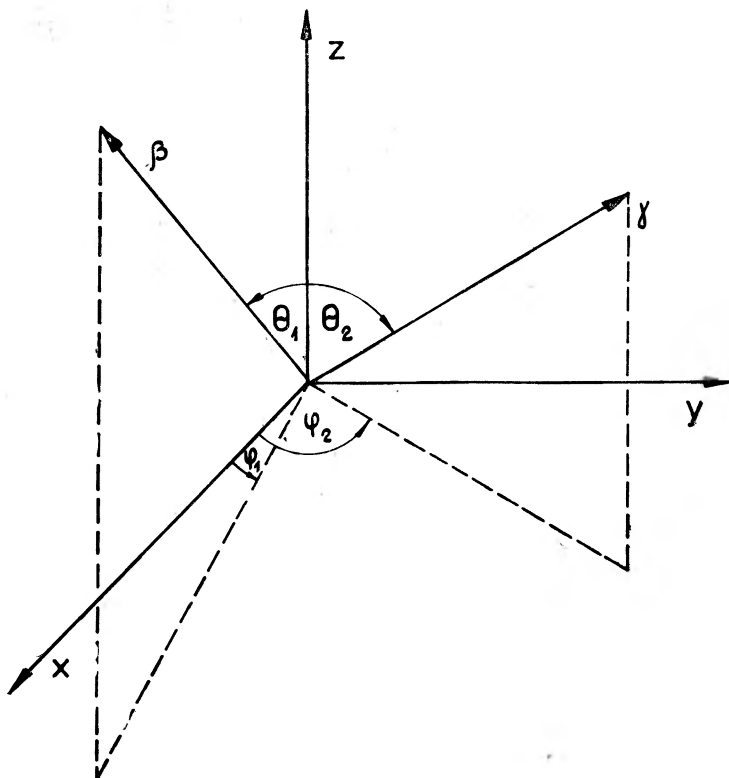
Rys. 3. Współrzędne kątowe kierunków emisji kwantów γ i cząstek β

Efekt zaburzenia zawarty jest w czynniku zaburzającym $G(t)$. Kształt jego zależy od pól zaburzających, ich wzajemnej orientacji oraz ustawienia detektorów cząstek β i kwantów γ . Dla zaburzeń, pochodzących od osiowo-symetrycznych statycznych gradientów pól elektrycznych w monokryształach, np. skierowanych wzdłuż osi c w kryształach o strukturze heksagonalnej, prostopadle do płaszczyzny wyznaczonej przez detektory $\beta-\gamma$ oraz źródło promieniotwórcze dla $N_1 = N_2$, otrzymujemy [9]

$$G_{k_1 k_2}^{N_1 N_2} = \sum_{n \geq 0} S_{nN}^{k_1 k_2} \begin{cases} \cos(n\omega_Q t) & \text{dla } (k_1 + k_2) \text{ parzystych} \\ -i \sin(n\omega_Q t) & \text{dla } (k_1 + k_2) \text{ nieparzystych,} \end{cases} \quad (9)$$

W wyrażeniu (3) $Y_{k_1}^{N_1}(\theta_1, \varphi_1)$ i $Y_{k_2}^{N_2}(\theta_2, \varphi_2)$ oznaczają funkcje kuliste. Wskaźniki k_1, k_2, N_1, N_2 są liczbami całkowitymi przy czym $-k \leq N \leq k$. Zwykle w zaburzonych korelacjach kierunkowych $\beta-\gamma$ nie jest mierzona polaryzacja kwantów i wówczas współczynnik k_2 jest liczbą całkowitą parzystą. Oprócz tego musi być spełniony warunek znany z teorii korelacji $\gamma-\gamma$

$$k_2 \max = \min(2I, L+L', J+J'). \quad (8)$$



Rys. 3. Współrzędne katowe kierunków emisji kwantów γ i cząstek β

Efekt zaburzenia zawarty jest w czynniku zaburzającym $G(t)$. Kształt jego zależy od pól zaburzających, ich wzajemnej orientacji oraz ustawienia detektorów cząstek β i kwantów γ . Dla zaburzeń, pochodzących od osiowo-symetrycznych statycznych gradientów pól elektrycznych w monokryształach, np. skierowanych wzdłuż osi c w kryształach o strukturze heksagonalnej, prostopadle do płaszczyzny wyznaczonej przez detektory $\beta-\gamma$ oraz źródło promieniotwórcze dla $N_1 = N_2$, otrzymujemy [9]

$$G_{k_1 k_2}^{N_1 N_2} = \sum_{n \geq 0} S_{nN}^{k_1 k_2} \begin{cases} \cos(n\omega_Q t) & \text{dla } (k_1 + k_2) \text{ parzystych} \\ -i \sin(n\omega_Q t) & \text{dla } (k_1 + k_2) \text{ nieparzystych,} \end{cases} \quad (9)$$

gdzie

$$\delta_{nN}^{k_1 k_2} = 2(1 - \frac{1}{2} \delta_0) \sqrt{(2k_1 + 1)(2k_2 + 1)} \begin{pmatrix} I & I & k_1 \\ m - N & -m & N \end{pmatrix} \begin{pmatrix} I & I & k_2 \\ m - n & -m & N \end{pmatrix} \quad (10)$$

dla $N \neq 0$.

W równaniu (10)

$$m = \frac{1}{2} N + \frac{1}{2} \frac{n}{N} \quad \text{dla całkowitych } J \quad (11a)$$

$$m = \frac{1}{2} N + \frac{n}{N} \quad \text{dla połówkowych } J. \quad (11b)$$

Dla nieparzystej sumy wskaźników $k_1 + k_2$ czynnik zaburzający opisany jest funkcją nieparzystą — równanie (9). W ten sposób możemy wyznaczyć wartość i znak częstości precesji ω_Q . Korzystając z równania (2) można wyznaczyć nie tylko wartość momentu kwadrupolowego jądra (lub gradientu pola elektrycznego), ale także ich znaki. Pomiaru takie są możliwe, ponieważ elektrony w rozpadzie β są podłużnie spolaryzowane na skutek niezachowania parzystości. Pojedynczy elektron swobodny z rozpadu β jest zawsze całkowicie spolaryzowany. Polaryzacja wiązki elektronów z rozpadu β jest niekoherentną superpozycją stanów polaryzacyjnych poszczególnych elektronów. Stopień polaryzacji podłużnej elektronów zależy od typu rozpadu i udziału poszczególnych jądrowych elementów macierzowych w przejściach β [13].

Równanie (9) jest najprostszą postacią analityczną czynnika zaburzającego. Jeżeli pola zaburzające nie posiadają symetrii osiowej lub występują oddziaływania kombinowane, to w równaniu (9) należy uwzględnić niezerowe człony o wskaźnikach $N_1 \neq N_2$. Gdy dodatkowo uwzględnimy zaburzenia wywołane przez pole magnetyczne, to każdy składnik sumy w tym równaniu trzeba pomnożyć przez $e^{-iN\omega_B t}$.

Metoda pomiaru korelacji zaburzonej zależy od średniego czasu życia jądra τ w stanie pośrednim kaskady $\beta - \gamma$, od wielkości i charakteru pola zaburzającego oraz od parametrów stosowanej aparatury pomiarowej. Podstawowym parametrem układu pomiarowego, który odgrywa tutaj zasadniczą rolę, jest czas rozdzielenia układu koincydencyjnego — $2\tau_0$. Jeżeli $2\tau_0 \ll \tau$, to możemy zbadać zależność funkcji korelacji zaburzonej od czasu. Korelacja taka nosi często nazwę korelacji różniczkowej. Jeżeli zaś $2\tau_0 \gg \tau$, to układ pomiarowy rejestruje funkcję korelacji uśrednioną w czasie od momentu $t = 0$ do $t = 2\tau_0$ (praktycznie do $t \rightarrow \infty$)

$$W(\vec{k}_1, \vec{k}_2) = \frac{1}{\tau} \int_0^{+\infty} W(\vec{k}_1, \vec{k}_2, t) e^{-t/\tau} dt. \quad (12)$$

Ta metoda pomiaru nosi nazwę korelacji całkowej. Pierwsze pomiary całkowej zaburzonej korelacji kierunkowej $\beta - \gamma$ zostały przeprowadzone dopiero

w roku 1967 [1] i 1971 [2]. Wykazały one przydatność tej metody do wyznaczenia pól nadsubtelnych lub momentów magnetycznych stanów wzbudzonych jąder. Rozszerza to możliwości pomiaru tych wielkości, co jest istotne, gdy schemat rozpadu lub zbyt mała energetyczna zdolność rozdzielcza aparatury czyni niemożliwym zastosowanie całkowitych zaburzonych korelacji kierunkowych $\gamma-\gamma$. Pierwszy pomiar różniczkowej zaburzonej korelacji $\beta-\gamma$ wykonali R. S. Raghavan, P. Raghavan i E. N. Kaufmann [3], wykazując zarazem przydatność tej metody do wyznaczenia znaku gradientu pól elektrycznych. W pomiarach tych konieczna jest ściśle określona polaryzacja elektronów. Szczególne znaczenie mają badania przejść β , w których zachodzi maksymalna zmiana momentu pędu w ramach danego typu przejścia. W przejściach dozwolonych β są to czyste przejścia Gamowa-Tellera, gdzie $\Delta I = \pm 1$, zaś w przejściach pojedynczo wzbronionych — przejścia unikalne, gdzie $\Delta I = \pm 2$. W przejściach dozwolonych korelacje kierunkowe $\beta-\gamma$ są izotropowe. Dzięki jednak oddziaływaniom kwadrupolowym indukowany jest anizotropowy rozkład promieniowania γ , proporcjonalny do ich natężenia.

W najprostszym przypadku — w przejściach Gamowa-Tellera i dla $k_1 = 1$, $k_2 = 2$ — funkcja korelacji (3) przybiera postać

$$W(t) = 1 - \frac{1}{2} \sqrt{3} A_1(\beta) A_2(\gamma) \sin \Theta_1 \sin 2 \Theta_2 \sin(\varphi_2 - \varphi_1) \sum_n S_n^{12} \sin(n\omega_Q t). \quad (13)$$

Stąd widać, że maksymalny efekt otrzymamy dla $\Theta_1 = \pi/2$, $\Theta_2 = \pi/4$ oraz $\varphi = \varphi_2 - \varphi_1 = \pi/2$. Istotną rolę odgrywa tutaj geometria eksperymentu. W celu zwiększenia dokładności pomiaru częstości precesji mierzona jest liczba koincydencji dla kątów $\varphi_2 - \varphi_1 = \pm \pi/2$. Podobny efekt uzyskujemy w przypadku zaburzonych korelacji $\gamma-\gamma$ orientując pole magnetyczne B równoległe i antyrównoległe względem osi kwantowania, [12].

Różniczkowe widmo koincydencyjne ma postać

$$N(\pm, t) = W(\pm, t) e^{-kt} + K \quad (14)$$

gdzie K jest stałą, proporcjonalną do liczby zliczeń koincydencji. Asymetrię koincydencji dla kątów $\varphi = \pm \frac{1}{2}\pi$ określa wyrażenie

$$A(t) = \frac{N(+, t) - N(-, t)}{\frac{1}{2}[N(+, t) + N(-, t)]}. \quad (15)$$

Częstość precesji ω_Q wyznaczamy metodą najlepszego dopasowania krzywych $A(t)$ teoretycznej i eksperymentalnej po uwzględnieniu poprawek na wydajność detektorów, ich wymiary i koincydencje przypadkowe.

Funkcja zaburzonych korelacji kierunkowych $\beta-\gamma$ po uwzględnieniu poprawek na wydajność rejestracji promieniowania przez detektory: $\beta-Q_k(\beta)$ i $\gamma-Q_k(\gamma)$ została po raz pierwszy podana w pracy [4]

$$\begin{aligned}
W(\pm, t) = & 1 - \frac{1}{8} A_2(\beta) Q_2(\beta) A_2(\gamma) Q_2(\gamma) - \frac{3}{8} A_2(\beta) Q_2(\beta) A_2(\gamma) Q_2(\gamma) \times \\
& \times \sum_n S_{n2}^{22}(\cos n\omega_Q t) - \frac{1}{3} \frac{5}{2} \sqrt{\frac{5}{3}} A_2(\beta) Q_2(\beta) A_4(\gamma) Q_4(\gamma) \sum_n S_{n2}^{24} \cos(n\omega_Q t) \mp \\
& \mp \frac{1}{2} \sqrt{3} A_1(\beta) Q_1(\beta) A_2(\gamma) Q_2(\gamma) \sum_n S_{n1}^{12} \sin(n\omega_Q t) \mp \\
& \mp \frac{1}{16} \sqrt{10} A_1(\beta) Q_1(\beta) A_4(\gamma) Q_4(\gamma) \sum_n S_{n1}^{14} \sin(n\omega_Q t) \pm \\
& \pm \frac{3}{4} \frac{1}{\sqrt{2}} A_3(\beta) Q_3(\beta) A_2(\gamma) Q_2(\gamma) \sum_n S_{n1}^{32} \sin(n\omega_Q t) \pm \\
& \pm \frac{1}{32} \sqrt{15} A_3(\beta) Q_3(\beta) A_4(\gamma) Q_4(\gamma) \sum_n S_{n1}^{34} \sin(n\omega_Q t) \pm \\
& \pm \frac{35}{32} \frac{1}{\sqrt{7}} A_3(\beta) Q_3(\beta) A_4(\gamma) Q_4(\gamma) \sum_n S_{n3}^{34} \sin(n\omega_Q t). \tag{16}
\end{aligned}$$

Formuła powyższa została wyprowadzona dla $\Theta_1 = \pi/2$, $\Theta_2 = \pi/4$, $\varphi = \pm \frac{1}{2}\pi$ i wartości maksymalnych $k_1 = 3$ i $k_2 = 4$.

3. Zastosowanie metody zaburzonych korelacji $\beta-\gamma$

Przy pomocy metody zaburzonych korelacji kierunkowych $\beta-\gamma$ możemy wyznaczyć momenty magnetyczne jąder w stanach wzbudzonych. Jest ona cennym uzupełnieniem metody zaburzonych korelacji kierunkowych $\gamma-\gamma$, [12], szczególnie — gdy ze względu na energię i natężenie promieniowania γ oraz energetyczną zdolność rozdzielczą posiadanej aparatury — nie można zastosować metody zaburzonych korelacji kierunkowych $\gamma-\gamma$.

Przy pomocy zaburzonych korelacji kierunkowych $\beta-\gamma$ można wyznaczyć nie tylko wartość ale i znak momentu kwadrupolowego jądra w stanie wzbudzonym. Jest to bardzo cenne, ponieważ wyznaczanie znaku momentu kwadrupolowego jądra innymi metodami jest trudne [14].

Zaburzone korelacje $\beta-\gamma$ mogą służyć do określenia jądrowych elementów macierzowych przejść β w przejściach dozwolonych zmieszanych. Efektywność detekcji liniowej polaryzacji cząstek jest około 10^3 razy lepsza niż kołowej polaryzacji kwantów γ określanej za pomocą rozproszenia komptonowskiego w namagnesowanym żelazie. Niektórzy autorzy [10] proponują zastosowanie metody zaburzonych korelacji $\beta-\gamma$ do badania zasad symetrii: zachowania parzystości przestrzennej i niezmienniczości względem transformacji odwrócenia strzałki czasu w rozpadzie γ .

Zaburzone korelacje $\beta-\gamma$ mogą być zastosowane w fizyce ciała stałego do badań pól magnetycznych i gradientów pól elektrycznych w ciałach stałych. Dzięki tej metodzie można wyznaczyć znak gradientu pola elektrycznego, co nie jest możliwe w przypadku stosowania metody zaburzonych korelacji $\gamma-\gamma$. Zaburzone korelacje kierunkowe $\beta-\gamma$, w których przejście β jest dozwolone, mogą

być wykorzystane do selektywnych poszukiwań małych gradientów pól elektrycznych w obecności dużych pól magnetycznych w ciałach stałych. Anizotropowy rozkład promieniowania γ w takiej korelacji $\beta-\gamma$ może być indukowany tylko przez oddziaływania kwadrupolowe.

Niektórzy autorzy [11] sugerują wykorzystanie zaburzonych korelacji $\beta-\gamma$ do detekcji rezonansów: magnetycznego i akustycznego. Mogą być także mierzone zaburzone korelacje kierunkowe indukowane przez ciśnienia statyczne w kryształach o symetrii sześcienniej. Wreszcie o oddziaływaniach elektromagnetycznych cząstek β z ciałem stałym można wnioskować na podstawie zmiany ich trajektorii, co się uwidoczni w zmianie współczynnika korelacji kierunkowych $\beta-\gamma$, gdy efekt zaburzenia jest bardzo mały, a więc dla $\tau \leq 10^{-12}$ s.

Literatura

- [1] K. Bonde, D. J. Deutsch, *Phys. Lett.* **25B**, 208 (1967).
- [2] P. A. Agnihotry, K. G. Prasad, M. C. Joshi, *Proc. Indian Acad. Sci.* **73A**, 297 (1971).
- [3] R. S. Raghavan, P. Raghavan, E. N. Kaufmann, *Phys. Rev. Lett.* **31**, 111 (1973) i **E31**, 802 (1973).
- [4] R. S. Raghavan, P. Raghavan, E. N. Kaufmann, *Phys. Rev.* **C12**, 2022 (1975).
- [5] M. Rots, F. Namavar, R. Coussement, *Phys. Rev. Lett.* **34**, 1099 (1975).
- [6] J. C. Soares, K. Krien, K. Freitag, *Hyp. Int.* **1**, 45 (1975).
- [7] R. R. Raghavan, R. S. Raghavan, E. N. Kaufmann, *Phys. Lett.* **A48**, 131 (1975).
- [8] J. K. Tuli, G. T. Emery, *Phys. Rev.* **C13**, 799 (1976).
- [9] L. Grodzins, D. Klepper, *Phys. Rev.* **C1019**, (1971).
- [10] R. R. Levis, *Phys. Rev.* **163**, 935 (1967).
- [11] G. A. Denisenko, E. P. Haimowich, *Fiz. Tver. Tielu* **16**, 419 (1974).
- [12] A. Z. Hryniewicz, *Physics of Elementary Particles and Atomic Nucleus*, vol. 2, part 2, Moskwa 1971, p. 357.
- [13] M. Subotowicz, *Izv. Akad. Nauk SSSR, Ser. Fiz.* **33**, 1631 (1969); *Postępy Fizyki* **16**, 349 (1956); **16**, 413 (1965).
- [14] R. Kulessa, Preprint IFJ No 928/PL, 1976, Kraków.

Maciej Suffczyński

Institut Fizyki PAN
Warszawa

Spektroskopia wielofotonowa bez efektu Dopplera

Doppler-Free Multi-Photon Spectroscopy

Abstract: Two-photon spectroscopy without Doppler broadening can be performed by absorption of photons from two counterpropagating laser beams. The rate of two-photon transitions is sufficient for observation with dye lasers of powers in the milliwatt range. For the hydrogen atom the perturbative calculation of the two-photon transition rate can be performed in analytical terms. Measurements of the Doppler-free two-photon absorption in sodium vapour, and in neon and hydrogen atoms yield most accurate determination of the fine and hyperfine splitting of the optical lines and can help to furnish precision standards of frequencies and wavelengths.

1. Wstęp

Źródła światła dużej mocy umożliwiają doświadczalne badanie procesów dwu- i wielofotonowych [1—4]. Przejścia dwufotonowe stają się szczególnie ważne poznawczo, jeżeli zachodzą między stanami elektronowymi o określonej parzystości, ponieważ przejścia z parzystą liczbą fotonów możliwe są tylko między stanami o tej samej parzystości. Tak jak przejścia jednofotonowe zachodzą między stanami o przeciwnej parzystości i nie są możliwe między stanami o jednakowej parzystości, co stanowi treść znanej reguły Laporte'a w spektroskopii, tak przejścia dwufotonowe pozwalają z danego stanu o określonej parzystości osiągnąć stany o tej samej parzystości. W ten sposób spektroskopia dwufotonowa uzupełnia wyniki spektroskopowe o te stany, które były niedostępne w procesach jednofotonowych.

2. Szerokość linii widmowych w gazach

Szerokość linii widmowych w gazach jest uwarunkowana procesami zderzeń między cząsteczkami, zderzeń cząsteczek ze ściankami naczynia oraz efektem Dopplera. Szerokości linii spotykane w typowych warunkach laboratoryjnych przytoczone są w tablicy 1 [5]. Szerokość Dopplera pochodzi ze zmiany częstości

Tablica 1

Szerokości atomowych i molekularnych linii widmowych w gazach ($\Delta\nu = \Delta\omega/2\pi$ w megahercach, MHz [5])

Przejście	Gaz lasera, długość fali	Szerokość naturalna $\chi/2\pi$, MHz	Szerokość zderzeniowa, $\Delta\nu_c$ MHz/Tr	Szerokość uwarunko- wana średnicą $a = 1$ cm wiązki $\Delta\nu_a$ MHz	Szerokość Dopplera $\Delta\nu_D$ MHz
Przejście elektronowe dozwolone	Ne, 6328 Å	24	50	0,05	1400
	1,15 μm	30	60	0,05	800
	3,39 μm	10	70	0,05	300
Przejście elektronowe wzbronione	I ₂ , 6328 Å	0,05	30	0,02	500
Przejście wibracyjne dozwolone	CH ₄ , 3,39 μm	10 ⁻⁴	32	0,06	260
	SF ₆ , 10,6 μm	10 ⁻⁵	17	0,02	29
Przejście wibracyjne wzbronione	CO ₂ , 10,6 μm	10 ⁻⁴	7	0,04	60

fotonu odpowiadającej prędkości translacyjnej cząsteczki emitującej światło względem obserwatora. Jeżeli rzut prędkości v na kierunek propagacji fotonu jest v_x , obserwator widzi zamiast częstości ω częstość

$$\omega' = \omega(1 - v_x/c)(1 - v^2/c^2)^{-1/2}. \quad (1)$$

Szerokość Dopplera pierwszego rzędu w v/c jest proporcjonalna do pierwszej potęgi prędkości. Efekt Dopplera drugiego rzędu jest proporcjonalny do kwadratu prędkości, nie zależy od kierunku prędkości i ze względu na twierdzenie o ekwipartycji szerokość linii Dopplera drugiego rzędu jest proporcjonalna do temperatury bezwzględnej gazu.

W 1970 roku Vasilenko, Chebotaev i Shishaev z Instytutu Fizyki Półprzewodników AN w Nowosybirsku zwrócili uwagę na możliwość eliminacji efektu Dopplera pierwszego rzędu w przejściach dwufotonowych [6]. Jeżeli dwa fotony jednakowej częstości mają kierunki propagacji dokładnie antyrównoległe, efekt

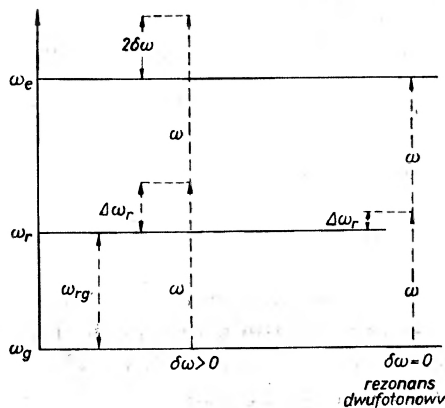
Dopplera pierwszego rzędu w absorpcji dwufotonowej znosi się i linia tej absorpcji ma szerokość uwarunkowaną efektem Dopplera drugiego rzędu oraz innymi procesami, takimi jak procesy zderzeniowe.

3. Prawdopodobieństwo przejścia dwufotonowego

Prawdopodobieństwo przejścia dwufotonowego dla ograniczonych natężeń światła można obliczyć posługując się rachunkiem zaburzeń drugiego rzędu. Oznaczamy stan podstawowy układu elektronowego wskaźnikiem g , stany pośrednie wskaźnikiem r , stan wzbudzony wskaźnikiem e . Ich energie są $\hbar\omega_g$, $\hbar\omega_e$ a różnicom energii odpowiadają częstotliwości

$$\omega_{rg} = \omega_r - \omega_g, \quad \omega_{er} = \omega_e - \omega_r, \quad (2)$$

Rozpatrujemy przejścia elektryczne dipolowe i stany pośrednie o parzystości przeciwnej do parzystości stanu podstawowego g i stanu wzbudzonego e . Przejście jednofotonowe między stanami g i e o tej samej parzystości jest zabronione.



Rys. 1. Schemat przejścia dwufotonowego. Oba fotony mają częstotliwość ω . Różnica $\delta\omega = \omega - \omega_{eg}/2$ określa odległość od rezonansu, $\delta\omega = 0$ jest warunkiem rezonansu dwufotonowego

Natomiast przejście dwufotonowe między tymi stanami jest możliwe i posiada rezonans, gdy częstotliwości obu fotonów są równe ω i spełniają warunek $2\omega = \omega_{eg}$ (zob. rys. 1). Przejście takie opisujemy w rachunku zaburzeń drugiego rzędu jako proces, w którym atom absorbuje foton o częstotliwości ω i przechodzi do stanu r , w którym pozostaje przez czas Δt określony przez zasadę nieoznaczoności $\Delta t \cdot \Delta\omega_r < 1$, gdzie $\Delta\omega_r = \omega - \omega_{rg}$.

Jeżeli natężenie światła jest dostatecznie duże, aby atom zaabsorbował w ciągu tego czasu Δt drugi foton, atom przejdzie do stanu e . Na ogół $\Delta\omega_r$ jest częstotliwością dużą, natomiast $\delta\omega = \omega - \omega_{eg}/2$ można dobrać małe: $\delta\omega = 0$ odpowiada częstotliwości rezonansowej procesowi dwufotonowemu [7].

Dla eliminacji efektu Dopplera pierwszego rzędu szczególnie ważny jest proces dwufotonowy, w którym oba fotony propagują się w kierunkach dokładnie przeciwnych, co można osiągnąć przez odbicie promienia światła w zwierciadle albo przez umieszczenie próbki z atomami emitującymi wewnątrz wnęki Fabry-Pérot lasera.

Atom posiada w układzie laboratoryjnym prędkość v , której rzut na kierunek propagacji fotonów jest $\pm v_x$. W układzie własnym atom widzi dwie fale o częstościach $\omega(1 \pm v_x/c)(1 - v^2/c^2)^{-1/2}$. Jeśli absorbuje jeden foton z każdej fali, może przejść do stanu wzbudzonego. Warunek rezonansu jest

$$\omega_e - \omega_g = \omega(1 - v_x/c)(1 - v^2/c^2)^{-1/2} + \\ + \omega(1 + v_x/c)(1 - v^2/c^2)^{-1/2} = 2\omega(1 - v^2/c^2)^{-1/2}. \quad (3)$$

4. Prawdopodobieństwo przejścia w rachunku zaburzeń

Stany własne $|n_1, n_2\rangle$ hamiltonianu pola promieniowania są określone przez liczby obsadzeń n_1, n_2 fotonów o częstościach ω_1, ω_2 . Oznaczamy hamiltonian podzielony przez \hbar literą K_R . Mamy

$$(K_R - n_1\omega_1 - n_2\omega_2)|n_1, n_2\rangle = 0. \quad (4)$$

Hamiltonian atomu swobodnego K_0 ma stany własne g, r, e :

$$(K_0 - \omega_g)|g\rangle = 0, \quad (K_0 - \omega_r - i\Gamma_r/2)|r\rangle = 0, \\ (K_0 - \omega_e - i\Gamma_e/2)|e\rangle = 0, \quad (5)$$

Γ_r i Γ_e są odwrotnościami czasu życia odpowiednich stanów.

Sprężenie pola z elektronami atomu opisuje hamiltonian $K = -\mathbf{E} \cdot \mathbf{D}/4\pi\hbar$, gdzie $\mathbf{D} = e\mathbf{r}$ jest elektrycznym momentem dipolowym atomu, \mathbf{E} jest polem elektrycznym fali o polaryzacji \mathbf{e}_1 względnie \mathbf{e}_2 odpowiednio do argumentu 1 względnie 2 hamiltonianu K .

Elementy macierzowe drugiego rzędu między stanem podstawowym g i wzbudzonym e wyrażają się przez sumy po stanach pośrednich r .

$$R_{12}^{\rightarrow} = \sum_r (\omega - \omega_{rg})^{-1} [\langle e, n_1 - 1, n_2 - 1 | K(1) | r, n_1, n_2 - 1 \rangle \times \\ \times \langle r, n_1, n_2 - 1 | K(2) | g, n_1, n_2 \rangle + \\ + \langle e, n_1 - 1, n_2 - 1 | K(2) | r, n_1 - 1, n_2 \rangle \langle r, n_1 - 1, n_2 | K(1) | g, n_1, n_2 \rangle] = \\ = \frac{2\pi\omega_r(n_1 n_2)^{1/2}}{\hbar V} \sum_r (\omega - \omega_{rg})^{-1} \times \\ \times [\langle e | \mathbf{D} \cdot \mathbf{e}_1 | r \rangle \langle r | \mathbf{D} \cdot \mathbf{e}_2 | g \rangle + \langle e | \mathbf{D} \cdot \mathbf{e}_2 | r \rangle \langle r | \mathbf{D} \cdot \mathbf{e}_1 | g \rangle], \quad (6)$$

$$\begin{aligned}
 R_{11} &= \sum_r (\omega - \omega_{rg})^{-1} \langle e, n_1 - 2, n_2 | K(1) | r, n_1 - 1, n_2 \rangle \times \\
 &\quad \times \langle r, n_1 - 1, n_2 | K(1) | g, n_1, n_2 \rangle, \\
 R_{22} &= \sum_r (\omega - \omega_{rg})^{-1} \langle e, n_1, n_2 - 2 | K(2) | r, n_1, n_2 - 1 \rangle \times \\
 &\quad \times \langle r, n_1, n_2 - 1 | K(2) | g, n_1, n_2 \rangle.
 \end{aligned}$$

Tu mianowniki $\omega_{\pm} = \omega \pm \mathbf{k} \cdot \mathbf{v} - \omega_{rg} - i\Gamma_r/2$, gdzie \mathbf{k} jest wektorem propagacji fotonu, zostały zastąpione przez mianowniki $\omega - \omega_{rg} = \Delta\omega_r$. V jest objętością kryształu.

Przeważnie w pobliżu poziomu podstawowego nie ma poziomów pośrednich, tak iż $\Delta\omega_r \gg \Gamma_r$, $\Delta\omega_r \gg kv_x$. Na ogół szerokość Dopplera jest wielokrotnie większa od szerokości naturalnej linii. Zatem kształt linii wyznaczony jest przez przyczynki od atomów o znacznych prędkościach, tak że $kv_x \gg \Gamma_e$.

Hamiltonian współdziałania K jest małej amplitudy, a więc obsadzenie N_g poziomu podstawowego mało zmienia się w ciągu czasu życia $1/\Gamma_e$ poziomu wzbudzonego ω_e :

$$\Gamma_g = \frac{-1}{N_g} \frac{dN_g}{dt} \ll \Gamma_e. \quad (7)$$

Współdziałanie z polem promieniowania powoduje skończony czas życia $1/\Gamma$ stanu podstawowego g . Prawdopodobieństwo na jednostkę czasu przejścia ze stanu podstawowego g do stanu wzbudzonego e jest

$$\Gamma_g = \Gamma_e \left[\left| \frac{R_{12}}{2\delta\omega - i\Gamma_e/2} \right|^2 + \left| \frac{R_{11}}{2\delta\omega - 2\mathbf{k} \cdot \mathbf{v} - i\Gamma_e/2} \right|^2 + \left| \frac{R_{22}}{2\delta\omega + 2\mathbf{k} \cdot \mathbf{v} - i\Gamma_e/2} \right|^2 \right]. \quad (8)$$

Widać, że tylko jeden z trzech wyrazów w tym wzorze może dać duży przyczynek przy odpowiednim $\delta\omega$. Pierwszy człon wyraża absorpcję dwóch fotonów propagujących się w przeciwnych kierunkach, dwa pozostałe absorpcję fal biegnących.

Jeżeli fale mają przeciwne kierunki propagacji, ale jednakowe wektory polaryzacji i jednakowe natężenia, to elementy macierzowe są jednakowe i wzór (8) ma jeden wspólny licznik

$$\begin{aligned}
 \Gamma_g &= \Gamma_e \left| \sum_r (\Delta\omega_r)^{-1} \langle e | K | r \rangle \langle r | K | g \rangle \right|^2 \times \\
 &\quad \times \left[\frac{4}{4\delta\omega^2 + \Gamma_e^2/4} + \frac{1}{4(\delta\omega - \mathbf{k} \cdot \mathbf{v})^2 + \Gamma_e^2/4} + \frac{1}{4(\delta\omega + \mathbf{k} \cdot \mathbf{v})^2 + \Gamma_e^2/4} \right]. \quad (9)
 \end{aligned}$$

Czynnik 4 w liczniku w pierwszym wyrazie tego wzoru mówi, że prawdopodobieństwo przejścia bez efektu Dopplera jest średnio dwa razy większe niż prawdopodobieństwo z efektem Dopplera. Ten czynnik 4 we wzorze (9) staje się zrozumiały, jeśli zauważyć, że fotony jednej fali są nierozróżnialne, a fotony dwóch fal biegnących w przeciwnych kierunkach są rozróżnialne.

Amplituda prawdopodobieństwa absorpcji dwóch fotonów propagujących się w przeciwnych kierunkach jest sumą amplitud odpowiednich procesów: „absorpcja fotonu 1, następnie absorpcja fotonu 2” i „absorpcja fotonu 2, następnie absorpcja fotonu 1”. Każda z tych amplitud jest równa amplitudzie absorpcji dwóch fotonów jednej fali postępującej. Przy przejściu od amplitud do prawdopodobieństw otrzymuje się czynnik 4.

5. Kształt linii absorpcji

1. Odpowiadająca wzorowi (9) formuła na prawdopodobieństwo absorpcji dwufotonowej zapisana jest w oznaczeniach pracy [6] w postaci

$$W(2\omega) = \frac{|V_{32}|^2 |V_{21}|^2}{16\hbar^4(\omega_{21} - \omega)^2} \left[\frac{1}{(\Omega - 2\mathbf{k} \cdot \mathbf{v})^2 + \gamma_3^2} + \frac{1}{(\Omega + 2\mathbf{k} \cdot \mathbf{v})^2 + \gamma_3^2} + \frac{1}{\Omega^2 + \gamma_3^2} \right], \quad (10)$$

gdzie $\Omega = \omega_{31} - 2\omega$. Jeśli $2\omega = \omega_{31}$, to suma częstości fal współdziałających z atomem jest w rezonansie niezależnie od prędkości atomu. Tutaj wskaźniki 1, 2, 3 oznaczają odpowiednio stany: podstawowy pośredni i wzbudzony, γ_3 jest szerokością naturalną poziomu wzbudzonego, V_{21} i V_{32} są elementami macierzowymi, między odpowiednimi stanami, oddziaływania atomu z fotonem. Średniowanie wzoru (10) po klasycznym rozkładzie termicznym prędkości daje współczynnik absorpcji dwufotonowej $P(2\omega) = 2\gamma_3 \hbar \omega_{31} W(2\omega)$ postaci

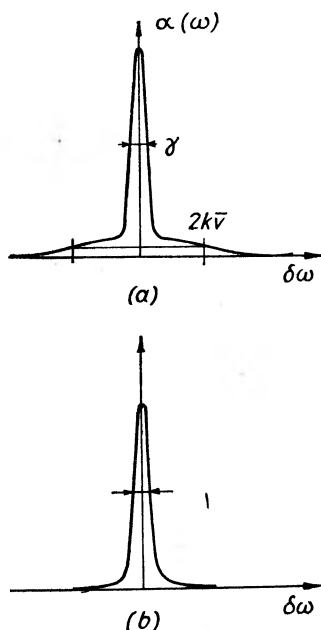
$$\langle P(2\omega) \rangle_M = \frac{|V_{32}|^2 |V_{21}|^2 \omega_{31}}{8\hbar^3(\omega_{21} - \omega)^2} \left[\frac{\sqrt{\pi} \exp(-\Omega^2(2k\bar{v})^{-2})}{2k\bar{v}} + \frac{2\gamma_3}{\Omega^2 + \gamma_3^2} \right]. \quad (11)$$

Na tle szerokiej linii Dopplera kształtu krzywej Gaussa widać wąską linię kształtu krzywej Lorentza. Stosunek amplitudy wąskiej linii do amplitudy tła Dopplera wynosi $4k\bar{v}/(\sqrt{\pi}\gamma_3)$, gdzie \bar{v} jest średnią prędkością atomów w danej temperaturze. Informacje o stanach atomu otrzymujemy głównie z krzywej Lorentza linii widmowej, wobec tego pomiar jest tym dokładniejszy, im większy jest stosunek szerokości Dopplera do szerokości naturalnej linii.

2. Jeżeli polaryzacje fal biegnących w przeciwnych kierunkach są różne i takie, że gdy $\langle g|K(1)|r \rangle = 0$, to $\langle r|K(1)|e \rangle = 0$ dla wszystkich r , i tak samo dla $K(2)$, atom może absorbować tylko fotony rozchodzące się w kierunkach przeciwnych. Taki wybór polaryzacji można zrealizować, jeśli stany podstawowy i końcowy posiadają tę samą liczbę kwantową magnetyczną $M_g = M_e$ i polaryzacje fotonów propagujących się w przeciwnych kierunkach są odpowiednio σ_+ i σ_- [7]. Wyrazy zależne od prędkości atomu we wzorze (9) znikają. Prawdopodobieństwo absorpcji dwufotonowej wyraża się

$$\Gamma_g = \left| \sum_r \frac{\langle e|K|r \rangle \langle r|K|g \rangle}{\omega - \omega_{rg}} \right|^2 \frac{4\Gamma_e}{4(\omega - \omega_{eg}/2)^2 + \Gamma_e^2/4} = I^2 \mathcal{L}(\omega). \quad (12)$$

Kwadraty elementów macierzowych oddziaływania K są proporcjonalne do natężenia I światła lasera o częstotliwości ω . Linia absorpcji jest tu funkcją kształtu Lorentza $\mathcal{L}(\omega)$. Zatem przez wybór polaryzacji można eliminować tło gaussowskie (zob. rys. 2).



Rys. 2. (a) Krzywa dyspersji absorpcji dwufotonowej jest superpozycją płaskiej krzywej Gaussa o szerokości Dopplera i wąskiej krzywej Lorentza o szerokości naturalnej. (b) Eliminacja efektu Dopplera przez absorpcję dwóch fotonów o przeciwnych kierunkach propagacji albo o przeciwnych polaryzacjach kołowych, pozostawia krzywą absorpcji kształtu Lorentza

6. Procesy trójfotonowe

Eliminacja efektu Dopplera pierwszego rzędu możliwa jest także przy absorpcji trzech i więcej fotonów [7]. Jeśli atom współdziała z falami postępującymi o wektorach falowych k_i takich, że ich suma wektorowa znika,

$$\sum_i k_i = 0, \quad (13)$$

prędkość atomu nie zmienia się i energia fotonów zmienia tylko wewnętrzną energię atomu, niezależnie od jego prędkości

$$\omega_e - \omega_g = \omega_{eg} = c \sum_i |k_i| = \sum_i \omega_i. \quad (14)$$

Wszystkie atomy mogą przejść do stanu wzbudzonego dla tych samych wartości częstotliwości ω_i . W przypadku trzech fotonów istnieje znaczna dowolność w sposobie

równoczesnego spełnienia warunku wektorowego (13) i skalarnego (14). W szczególności dwa fotony mogą być absorbowane a jeden emitowany przez emisję spontaniczną lub wymuszoną. Warunki (14) i (13) stają się

$$\omega_e - \omega_g = c(k_1 + k_2 - k_3), \quad (15)$$

$$k_1 + k_2 = k_3. \quad (16)$$

Ten ostatni warunek eliminuje efekt Dopplera pierwszego rzędu. Procesy trójfotonowe [7] wymagają mocy lasera rzędu dziesiątków kW, przy obecnych środkach detekcji sygnału.

Przy dużych natężeniach światła poziomy atomowe doznają przesunięcia indukowanego światłem. Ten tzw. „light shift” albo „a.c. Stark effect” był szeroko dyskutowany [7—18]. Dla ograniczonych natężeń światła można go wyliczyć w ramach rachunku zaburzeń drugiego rzędu. Dla poziomu podstawowego można go wyliczyć ze wzoru

$$\delta\omega_g = -2 \sum_r (\Delta\omega_r)^{-1} \langle g | K | r \rangle \langle r | K | g \rangle. \quad (17)$$

W dotychczas przeprowadzonych doświadczeniach moc światła laserowego jest taka, że $\delta\omega_g \ll \Gamma_e/2$ [7].

Znane są inne metody spektroskopii bez efektu Dopplera: absorpcja saturacyjna [19—26], rezonans na trzech poziomach [27—30], odchylenie wiązki atomów [31—34]. Stosuje się także kombinacje tych metod [35—36]. Absorpcja saturacyjna różni się zasadniczo od absorpcji przeciwbieżnych fal świetlnych, z którymi oddziałują w rezonansie wszystkie atomy niezależnie od ich prędkości.

7. Wydajność dwufotonowej absorpcji i emisji w atomie wodoru

We wzorze (9) czy (12) na ogół nie są znane elementy macierzowe i energie stanów pośrednich $\hbar\omega_r$. W jednym przypadku atomu wodoru wszystkie stany i energie są znane w jawnej postaci [37]. Ostatnio w rachunku zaburzeń drugiego rzędu dla atomu wodoru zastosowana została kulombowska funkcja Greena, która wyraża się przez funkcje hipergeometryczne [38—47]. W szczególności Zon, Manakov i Rapoport [48—50] oraz S. Klarsfeld [51—54] i W. R. Johnson [55] podali wyrażenia na prawdopodobieństwo przejść dwufotonowych w atomie wodoropodobnym w zamkniętej postaci.

Prawdopodobieństwo procesu dwufotonowego, np. absorpcji dwóch fotonów o wektorach falowych k_1, k_2 i częstościach ω_1, ω_2

$$d\omega_{k_1, k_2} = 2\pi |U|^2 \delta(\omega_e - \omega_g - \omega_1 - \omega_2) d^3 k_1 d^3 k_2 (2\pi)^{-6} \quad (18)$$

wyraża się w nierelatywistycznym przybliżeniu dipolowym przez amplitudę postaci

$$U = -2\pi a (\omega_1 \omega_2)^{1/2} \sum_r [(\omega_1 - \omega_r + \omega_g)^{-1} \langle e | \mathbf{r} \cdot \mathbf{e}_1 | r \rangle \langle r | \mathbf{r} \cdot \mathbf{e}_2 | g \rangle + (\omega_2 - \omega_r + \omega_g)^{-1} \langle e | \mathbf{r} \cdot \mathbf{e}_2 | r \rangle \langle r | \mathbf{r} \cdot \mathbf{e}_1 | g \rangle], \quad (19)$$

gdzie $a = e^2/\hbar c$.

Funkcja Greena może być przedstawiona przez sumę po układzie zupełnym stanów własnych $\varphi_{kl}(\mathbf{r})$

$$G(\mathbf{r}_2, \mathbf{r}_1, E) = \sum_k \sum_l (E_k - E)^{-1} \varphi_{kl}(\mathbf{r}_2) \varphi_{kl}^*(\mathbf{r}_1). \quad (20)$$

Zatem

$$U = 2\pi a \hbar (\omega_1 \omega_2)^{1/2} \langle e | \mathbf{r}_2 \cdot \mathbf{e}_2 G(\mathbf{r}_2, \mathbf{r}_1, \hbar(\omega_g + \omega_1)) \mathbf{r}_1 \cdot \mathbf{e}_1 + \mathbf{r}_2 \cdot \mathbf{e}_1 G(\mathbf{r}_2, \mathbf{r}_1, \hbar(\omega_g + \omega_2)) \mathbf{r}_1 \cdot \mathbf{e}_2 | g \rangle. \quad (21)$$

Kulombowska funkcja Greena wyraża się [42—43]

$$G(\mathbf{r}_2, \mathbf{r}_1, E) = \frac{m}{2\pi \hbar^2} \frac{\Gamma(1-\nu)}{|\mathbf{r}_2 - \mathbf{r}_1|} \det \begin{vmatrix} W_{\nu, 1/2}(u/\nu), & M_{\nu, 1/2}(v/\nu) \\ \dot{W}_{\nu, 1/2}(u/\nu), & \dot{M}_{\nu, 1/2}(v/\nu) \end{vmatrix}, \quad (22)$$

gdzie $\nu = i(ka)^{-1}$, $0 < \arg(k) < \pi$, $k = (2mE)^{1/2}/\hbar$, $a = 4\pi \hbar^2/m e^2 Z$,

$$u = (r_2 + r_1 + |\mathbf{r}_2 - \mathbf{r}_1|)/a, \quad v = (r_2 + r_1 - |\mathbf{r}_2 - \mathbf{r}_1|)/a. \quad (23)$$

W i M są funkcjami Whittakera, a kropki nad funkcjami Whittakera oznaczają różniczkowanie po argumentach funkcji Whittakera. Użyteczne jest rozwinięcie funkcji Greena

$$G(\mathbf{r}_2, \mathbf{r}_1, E) = \frac{1}{4\pi} \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) P_l(\cos(\mathbf{r}_2, \mathbf{r}_1)) g_l(r_2, r_1, E), \quad (24)$$

gdzie dla $r_2 > r_1$

$$g_l(r_2, r_1, E) = m \hbar^{-2} a \nu (r_2 r_1)^{-1} \Gamma(1+l-\nu) \Gamma^{-1}(2l+2) \times \\ \times W_{\nu, l+1/2}(r_2/a \nu) M_{\nu, l+1/2}(r_1/a \nu). \quad (25)$$

Funkcje Whittakera wyrażają się przez konfluentną funkcję hipergeometryczną ${}_1F_1$

$$M_{\nu, l+1/2}(z) = z^{l+1} \exp(-z/2) {}_1F_1(l-n+1; 2l+2; z), \quad (26)$$

i w przypadku naturalnych l i n

$$W_{\nu, l+1/2}(z) = (-1)^{n-l-1} \frac{\Gamma(n+l+1)}{\Gamma(2l+2)} z^{l+1} \exp(-z/2) {}_1F_1(l-n+1; 2l+2; z). \quad (27)$$

Dwufotonowa stymulowana emisja ze stanu $2s$ atomu wodoropodobnego albo absorpcja ze stanu $1s$ do stanu $2s$ ma różniczkowy przekrój czynny

$$d^3w/d\omega d\Omega_1 d\Omega_2 = (2\pi)^{-3}(2^5/3^8)mc^2 \hbar^{-1} \alpha^6 Z^4 (1 + \cos^2 \Theta_{12}) y(1-y) \Phi^2(y), \quad (28)$$

gdzie Θ_{12} jest kątem między wektorami falowymi obu fotonów, $y = \omega/\omega_{21}$, $\omega_{21} = \omega_{2S} - \omega_{1S} = (3/8)mc^2/\hbar^{-1}(\bar{\alpha}Z)^2 = (3/4)RZ^2$, R jest częstością Rydberga, Z -liczbą atomową,

$$\Phi(y) = Q(2(1+3y)^{-1/2}) + Q(2(4-3y)^{-1/2}), \quad (29)$$

$$Q(x) = 3x(x+2)^{-1} + 2(x-1)(3-x)^{-1} {}_2F_1(5, 1; 4-x; (x-1)(2-x)/6x). \quad (30)$$

${}_2F_1$ jest funkcją hipergeometryczną Gaussa.

Całkowity przekrój czynny jest [52, 55]

$$\sigma = 8 \left(\frac{2}{3}\right)^{11} \pi r_0^2 (y^{-1} - 1) \Phi^2(y), \quad (31)$$

gdzie $r_0 = e^2/mc^2 = 2,817938 \cdot 10^{-13}$ cm.

Całkowanie po energii fotonu daje odwrotność czasu życia metatrwałego stanu $2S$ atomu wodoru [52, 55]

$$\frac{1}{\tau} = \left(\frac{2}{9}\right)^4 \frac{mc^2}{\pi \hbar} \alpha^8 Z^6 \int_0^1 y(1-y) \Phi^2(y) dy = 8,2292 \cdot Z^6 s^{-1}. \quad (32)$$

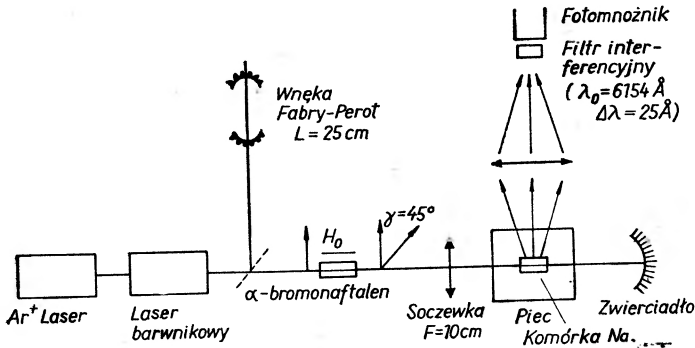
Pomiar tego czasu jest trudny [56].

8. Absorpcja dwufotonowa w atomie sodu

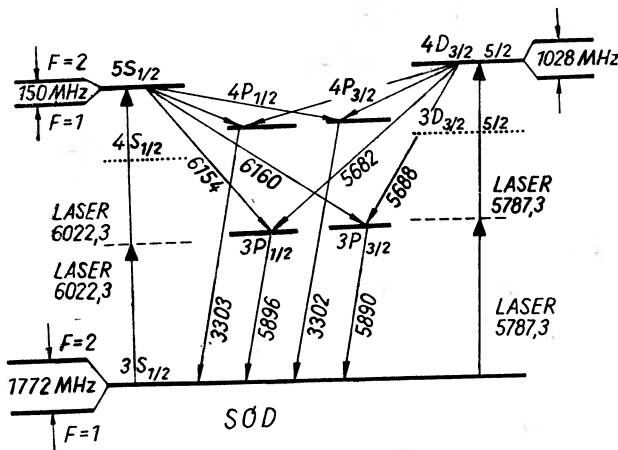
Pierwsze doświadczenia realizujące dwufotonową absorpcję bez efektu Dopplera wykonali Biraben, Cagnac i Grynberg [57] w Ecole Normale Supérieure: obserwowali dwufotonową absorpcję ze stanu $3S$ do $5S$ dwóch fotonów o długości fali $6022,3 \text{ \AA}$ poprzez detekcję fotonów emitowanych z poziomu $5S$ do poziomu $3P_{1/2}$ (6154 \AA) i $3P_{3/2}$ (6160 \AA). Wyznaczyli też [58] stałą rozszczepienia nadsubtelnego stanu $5S$ w atomie ^{23}Na jako 75 ± 5 MHz. Obserwowali oni następnie także przejścia dwufotonowe między stanami $3S$ i $4D$ sodu [59, 60], ponieważ różnica tych poziomów wypada w zakresie pasm rodaminy $6G$, która jest najbardziej wydajnym barwnikiem w spektroskopii laserowej. Atom sodu wzbudzany jest do stanu $4D$ przez absorpcję dwóch fotonów o długości fali $5787,3 \text{ \AA}$. Rezonans obserwuje się przez detekcję fotonów w nadfiolecie emitowanych przez spontaniczny rozpad bliskiego poziomu $4P$ (zob. rys. 3 i 4).

W dalszych doświadczeniach rozszczepiali w polu magnetycznym poziomy $4D$. Wyznaczyli rozszczepienie subtelne $4D$ na $1028,5 \pm 3$ MHz, korzystając ze znanego rozszczepienia na dwa nadsubtelne podpoziomy stanu podstawowego $3S$ (zob. rys. 5 i 6).

Bloembergen i Levenson [61] metodą spektroskopii dwufotonowej bez efektu Dopplera wyznaczyli nadsubtelne rozszczepienie poziomu $5S$ w atomie sodu otrzymując $A_{5S} = 78 \pm 5$ MHz.



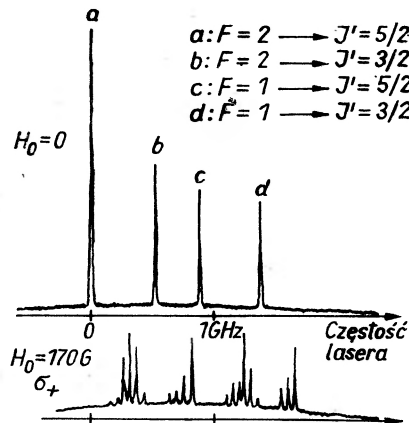
Rys. 3. Schemat doświadczenia absorpcji dwufotonowej bez efektu Dopplera wzbudzonej laserem barwnikowym, pompowanym laserem argonowym, w parach sodu [58]



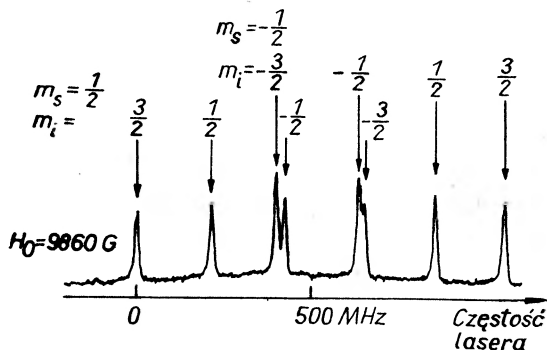
Rys. 4. Schemat poziomów energii atomu sodu. Atom absorbuje dwa fotony i przechodzi ze stanu podstawowego $3S_{1/2}$ ($F=1$ i $F=2$) do stanu wzbudzonego $5S$ ($F=2$ i $F=1$) albo do stanu wzbudzonego $4D_{3/2}$ albo $4D_{5/2}$. Struktura subtelną poziomu $4D$ (1,028 GHz) i struktura nadsubtelna poziomu podstawowego $3S$ (1,771 GHz) są małe w porównaniu do struktury subtelną poziomu $3P$ (516 GHz) [73]

Bloembergen i współpracownicy [62] obserwowali efekt Zeemana przejść dwufotonowych między stanem podstawowym $3S$ a wzbudzonym $5S$ atomu sodu uwarunkowany jedynie oddziaływaniem nadsubtelnym, ponieważ oba stany mają ten sam czynnik Landégo i przejścia dozwolone zachowują regułę wyboru $\Delta F = 0$ i $\Delta m_F = 0$.

Następne doświadczenia spektroskopii bez efektu Dopplera wykonali Hänsch, Harvey, Meisel i Schawlow [63] w Uniwersytecie Stanford. Światło lasera barwnikowego przechodziło przez komórkę z parami sodu i wracało przez odbicie w zwierciadle. Dokładne ustawienie zwierciadła dawało dwa fotony o antyrównoległych wektorach propagacji i znaczny wzrost sygnału dwufotonowego przejścia $3S-4D$. Strojeny laser barwnikowy pracował



Rys. 5. Efekt Zeemana linii absorpcji dwufotonowej $3S-4D$ w atomie sodu. Górna krzywa: cztery linie przejść z dwóch nadsubtelnych poziomów stanu podstawowego $3S$ do dwóch subtelnych poziomów stanu wzbudzonego $4D$. Dolna krzywa: rozszczepienie tych linii w słabym polu magnetycznym przy kołowej polaryzacji σ_+ światła [59]



Rys. 6. Rozszczepienie linii absorpcji dwufotonowej $3S-4D$ w atomie sodu w silnym polu magnetycznym. Zero częstotliwości na rys. 6 jest przesunięte o około 14 GHz względem zera na rys. 5 [59]

w sposób ciągły (cw), był pompowany laserem argonowym mocy 1 W i w zakresie obserwowanych częstotliwości dawał 30—50 mW mocy.

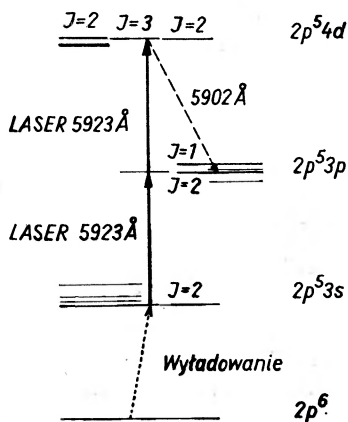
Obserwowane cztery linie struktury nadsubtelnej o szerokości mniejszej niż 30 MHz każda, co stanowiło około 10^{-8} częstotliwości optycznej, zostały zidentyfikowane jako

- (a) $3s\ ^2S(F=2) - 4d\ ^2D_{5/2}$,
- (b) $3s\ ^2S(F=2) - 4d\ ^2D_{3/2}$,
- (c) $3s\ ^2S(F=1) - 4d\ ^2D_{5/2}$,
- (d) $3s\ ^2S(F=1) - 4d\ ^2D_{3/2}$.

Wyznaczono z tych pomiarów subtelne rozszczepienia poziomu $4D$ jako 1035 ± 10 MHz. Dwufotonowe przejścia $3S \rightarrow 4D$ w sodzie mierzyli także Bjorkholm i Liao, którzy obserwowali silny wzrost wydajności w pobliżu rezonansu na stanach pośrednich $3P$ [64]. Obserwowali także indukowane światłem lasera o mocy około 30 mW przesunięcie poziomów atomowych i poszerzenie linii [65, 66]. Zmierzyli też subtelne rozszczepienie poziomu $4F$ w atomie sodu otrzymując 229 ± 4 MHz [67]. Salour [68, 69] wyznaczył metodą spektroskopii dwufotonowej bez efektu Dopplera rozszczepienie subtelne poziomów wzbudzonych n^2D w atomie sodu dla $n = 3, 5, 6, 7, 8$. Grupa Cagnaca [70] zrealizowała trójfotonową spektroskopię bez efektu Dopplera: przez absorpcję dwóch i stymulowaną emisję trzeciego fotonu zostało zaobserwowane przejście $3S_{1/2} \rightarrow 3P_{1/2}$.

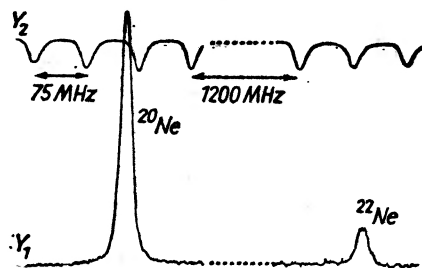
9. Absorpcja dwufotonowa w neonie

Cagnac ze współpracownikami obserwowali przesunięcie i poszerzenie linii dwufotonowego przejścia $3S \rightarrow 4D$ atomów sodu pod wpływem zderzeń z atomami neonu [71]. Następnie obserwowali [72—74] absorpcję dwufotonową w neonie, który jak i inne gazy szlachetne ma dużo poziomów, które mogą służyć jako poziomy pośrednie. Stanem początkowym dla przejść dwufotonowych jest metatrwały stan $3S$, $J = 2$, osiągany ze stanu podstawowego przez słabe wyładowanie (zob. rys. 7).



Rys. 7. Poziomy energii atomu neonu i przejście dwufotonowe [73]

Atom wzbudzony jest do stanu końcowego $4d'$, $J = 3$, przez absorpcję dwóch fotonów o długości fali 5923 Å. Rezonans obserwuje się przez detekcję fotonów emitowanych ze stanu końcowego do poziomu $3p'$, $J = 2$, o długości fali 5902 Å. Zmierzono przesunięcie izotopowe między parzystymi izotopami ^{20}Ne a ^{22}Ne otrzymując $2780,0 \pm 0,5$ MHz (zob. rys. 8).



Rys. 8. Przesunięcie izotopowe między atomami ^{20}Ne a ^{22}Ne linii absorpcji dwufotonowej. Górna krzywa przedstawia sygnał interferometru Fabry-Pérot i pozwala wyznaczyć różnicę położenia obu pików [73]

10. Absorpcja dwufotonowa w molekułach

Dwufotonową absorpcję bez efektu Dopplera obserwowano także w molekułach, w szczególności w NO [75]. Bischel ze współpracownikami [76] pomierzyli ją w pasmie wibracyjnym ν_3 molekuly $^{12}\text{CH}_3\text{F}$ na przejściach $R(1,1)_{0 \rightarrow \nu_3}$ oraz $R(2,1)_{\nu_3 \rightarrow 2\nu_3}$ wykorzystując linie lasera CO_2 . Podobnie Loy [77] obserwował przejścia w cząsteczce NH_3 .

11. Zastosowania

Zastosowania metody spektroskopii dwufotonowej bez efektu Dopplera wynikają przede wszystkim ze znacznie posuniętej zdolności rozdzielczej, której osiągnięcie umożliwia ta metoda [73]. Wymieńmy niektóre:

- 1) precyzyjne pomiary rozszczepień subtelných i nadsubtelných,
- 2) pomiary rozszczepienia Zeemana w polu magnetycznym i efektu Starka w polu elektrycznym,
- 3) pomiary poszerzenia zderzeniowego linii i przesunięć linii przy niskich ciśnieniach gazu,
- 4) selektywna populacja pojedynczych poziomów, np. poziomu $4D_{3/2}$ atomu sodu,
- 5) dokładne pomiary przesunięć izotopowych linii widmowych,
- 6) dokładne pomiary poziomów energii w atomach. Najważniejsze z teoretycznego punktu widzenia są pomiary poziomów atomowego wodoru.

12. Absorpcja dwufotonowa w atomie wodoru

Szczególnie interesujące z teoretycznego punktu widzenia i ważne praktycznie dla dokładniejszego wyznaczenia stałej Rydberga są dokładne pomiary przejścia dwufotonowego ze stanu podstawowego $1S$ do stanu metatrwałego $2S$ atomu wodoru. Wymagana długość fali $\lambda = 2430 \text{ \AA}$ leży w nadfiolecie.

W 1975 roku Hänsch i współpracownicy [78] opublikowali wyniki doświadczenia, w którym zrealizowali pierwotne idee Chebotaeva i współpracowników [6, 79] dwufotonowej absorpcji ze stanu podstawowego do metatrwałego stanu atomu wodoru. Hänsch rozrywał molekuly wodoru H_2 na atomy wodoru iskrą w rurze wyładowań typu Wooda o ciśnieniu cząstkowym H_2 około $2 \cdot 10^{-4}$ Tr. Dysocjacji ulegało 10% molekuł, otrzymywano $1,4 \cdot 10^{13}$ atomów/cm³ w stanie podstawowym. Oceniano, iż w impulsie lasera barwnikowego pompowanego laserem azotowym mocy 1 MW dającego 30—50 kW mocy w pasmie szerokości 120 MHz przy długości fali 4860 Å wzbudzało się do stanu metatrwałego $3 \cdot 10^5$ atomów wzdłuż 1 cm wiązki światła.

Atomy wodoru w stanie podstawowym wzbudzone przez absorpcję dwóch fotonów o długości fali 2430 Å z podwojonej częstości strojonego lasera barwnikowego z kumaryną przechodzą na skutek zderzeń z metatrwałego stanu $2S$ do stanu $2P$, z którego powracają do stanu $1S$ emitując jeden foton o długości fali 1215 Å. Ta luminescencyjna linia Lymana L_α , wzbudzona absorpcją dwufotonową w przeciwbieżnych wiązках fotonów, osiąga szerokość mniejszą niż 2% szerokości Dopplera. Szerokość linii wyznaczona przez procesy zderzeniowe i przez efekt Dopplera drugiego rzędu, proporcjonalny do temperatury bezwzględnej, jest uwarunkowana temperaturą gazu i może być w zasadzie doprowadzona nawet do warunków kriogenicznych.

Podstawowa długość fali lasera barwnikowego w rezonansie 4860 Å zgadza się z widzialną linią β Balmera, której pomiar profilu absorpcji pozwala na dokładne wyznaczenie odległości energii stanów $1S$ — $2S$ oraz $2S$, P — $4S$, P , D .

Hänsch i współpracownicy [80] wyznaczyli odległość linii $1S$ — $2S$ od najsilniejszej składowej $2P_{3/2}$ — $4D_{5/2}$ linii β Balmera jako $3,38 \pm 0,08$ GHz w deuterze i $3,3 \pm 0,2$ GHz w wodorze. Z tych pomiarów mogli wyznaczyć przesunięcie Lamba stanu $1S$ jako $8,3 \pm 0,3$ GHz w deuterze i $8,6 \pm 0,8$ GHz w wodorze.

Trzeba powiedzieć, że już przy pomocy laserowej spektroskopii saturacyjnej pomiar stałej Rydberga wykonany przez Hänscha i współpracowników w 1974 roku [81] pozwolił osiągnąć prawie dziesięć razy większą dokładność niż dotychczasowe wyznaczenie tej ważnej stałej fizyki. Pomiar Hänscha polegał na wyznaczeniu bezwzględnym długości fali składowej $2P_{3/2}$ — $3D_{5/2}$ czerwonej linii Balmera H_α atomowego wodoru i D_α atomowego deuteru otrzymywanego w rurze wyładowań Wooda. Poszerzenie Dopplera było eliminowane przez spektroskopię saturacyjną [23—26] przy użyciu impulsowego strojonego lasera barwnikowego. Hänsch otrzymał $R_\infty = 109737,3130(6)$ cm⁻¹ dla H_α i $R_\infty = 109737,3150(6)$ cm⁻¹ dla D_α . Z tych pomiarów, po szczegółowej dyskusji błędów, Hänsch wyprowadził wartość $R_\infty = 109737,3143(10)$ cm⁻¹.

Eliminując efekt Dopplera w absorpcji dwóch fotonów o przeciwnych kierunkach propagacji Hänsch w 1975 roku [80] osiągnął zdolność rozdzielczą jeszcze lepszą niż przy obserwacji linii Balmera metodą spektroskopii saturacyjnej. Najwcześnie obserwowane składowe miały szerokość linii 40 MHz. Hänsch [80] wyznaczył przesunięcie izotopowe linii L_α między wodorem a deuterem jako $670,933 \pm 0,05$ GHz.

Ostatni postęp [82] uzyskany w dwufotonowej absorpcji w atomie wodoru polega na pomiarach przy użyciu światła spolaryzowanego, dzięki czemu znacznie powiększa się stosunek sygnału do tła.

13. Perspektywy wyznaczenia stałych atomowych

Dalsze badania absorpcji dwufotonowej bez efektu Dopplera pozwalają spodziewać się znacznego postępu w realizacji atomowego wzorca częstości. Takie proste obiekty jak pary metali alkalicznych, jak gazy jednoatomowe i przede wszystkim wodór atomowy, pozwalają na doświadczalne wyznaczenie poziomów energii układów, których model kwantowomechaniczny jest znany z dokładnością rachunków elektrodynamiki kwantowej. Realizacja wzorca częstości na takim układzie opierałaby się na ideowo prostych podstawach. Byłaby zadowalająca z teoretycznego punktu widzenia. Prace nad doświadczalnym laboratoryjnym zrealizowaniem wzorca częstości na zasadzie spektroskopii dwufotonowej bez efektu Dopplera są kontynuowane i mają jasno określone perspektywy.

Doświadczalna realizacja wzorca stałej Rydberga, czyli wzorca częstości, pozwala razem z dokładnym pomiarem prędkości światła c w próżni, zrealizować atomowy wzorec długości. Uwalniałoby nas takie ustalenie od konieczności posługiwania się wykonanym przez człowieka wzorcem metra [83]. Jeżeli w dalszej perspektywie udałoby się zrealizować z dostateczną dokładnością pomiar stałej sieci kryształu, można by przez sporządzenie kryształu z jednego izotopu, np. izotopu krzemu ^{28}Si , zrealizować makroskopowy atomowy wzorec masy i uwolnić się od wzorca kilograma wykonanego przez człowieka.

Takie atomowe wzorce podstawowych jednostek miar fizycznych będą miały wielkie znaczenie dla realizacji pomiarów, w których poszczególni obserwatorzy czy poszczególne przyrządy są w wielkich odległościach od siebie i ewentualnie w bardzo różnych warunkach a dokładne porównanie ich pomiarów jest konieczne dla realizacji całości doświadczenia.

Literatura

- [1] M. Goeppert-Mayer, *Ann. Phys.* (Leipzig) **9**, 273 (1931).
- [2] J. Blaton, *Z. Phys.* **69**, 835 (1931).
- [3] A. Gold, *Two Photons Spectroscopy in Quantum Optics*, Proceedings of the International School of Physics Enrico Fermi, Course 42, Varenna 1967, ed. R. J. Glauber, Academic Press, New York 1969.
- [4] J. M. Worlock, in *Laser Handbook*, ed. F. T. Arecchi, E. O. Schulz-Dubois, North-Holland, Amsterdam 1972, Vol. II, p. 1323.
- [5] V. S. Letokhov, V. P. Chebotaev, *Uspekhi Fiz. Nauk* **113**, 385 (1974).
- [6] L. S. Vasilenko, V. P. Chebotaev, A. V. Shishaev, *Pisma Zh. Eksper. Teor. Fiz.* **12**, 161 (1970).
- [7] B. Cagnac, G. Grynberg, F. Biraben, *J. Phys.* (France) **34**, 845 (1973).

- [8] Z. Białynicka-Birula, *Postepy Fizyki* **27**, 297 (1976).
- [9] C. Cohen-Tannoudji, *Ann. Phys.* (France) **7**, 423, 469 (1962).
- [10] E. B. Alexandrov, A. M. Bonch-Bruевич, N. N. Kostin, V. A. Khodovoi, *Pisma Zh. Eksper. Teor. Fiz.* **3**, 85 (1966).
- [11] A. M. Bonch-Bruевич, N. N. Kostin, V. A. Khodovoi, V. V. Khromov, *Zh. Eksper. Teor. Fiz.* **56**, 144 (1969).
- [12] M. Mizushima, *Phys. Rev.* **133**, A414 (1964).
- [13] P. Platz, *Appl. Phys. Lett.* **14**, 168 (1969).
- [14] S. Haroche, *Ann. Phys.* (France) **6**, 189, 327 (1971).
- [15] C. Cohen-Tannoudji, J. Dupont-Roc, *Phys. Rev.* **A5**, 968 (1972).
- [16] B. Dubreuil, J. Chapelle, *Phys. Lett.* **46A**, 451 (1974).
- [17] A. Maquet, *Phys. Lett.* **48A**, 199 (1974).
- [18] A. Schabert, R. Keil, P. Toschek, *Optics Commun.* **13**, 265 (1975).
- [19] W. R. Bennett, Jr., *Phys. Rev.* **126**, 580 (1962).
- [20] W. E. Lamb, Jr., *Phys. Rev.* **A134**, 1429 (1964).
- [21] A. Szoke, A. Javan, *Phys. Rev. Lett.* **10**, 521 (1963); *Phys. Rev.* **149**, 38 (1966).
- [22] R. G. Brewer, M. J. Kelley, A. Javan, *Phys. Rev. Lett.* **23**, 559 (1969).
- [23] T. W. Hänsch, M. D. Levenson, A. L. Schawlow, *Phys. Rev. Lett.* **26**, 946 (1971).
- [24] T. W. Hänsch, L. S. Shahin, A. L. Schawlow, *Phys. Rev. Lett.* **27**, 707 (1971).
- [25] S. Haroche, F. Hartmann, *Phys. Rev.* **A6**, 1280, 1299 (1972).
- [26] P. Toschek, *General Survey of Laser Saturation Spectroscopy*, Coll. Internat. CNRS No. 217 (1973), p. 13.
- [27] M. S. Feld, A. Javan, *Phys. Rev. Lett.* **20**, 578 (1968), *Phys. Rev.* **177**, 540 (1969).
- [28] T. Hänsch, P. Toschek, *Z. Phys.* **236**, 213 (1970).
- [29] B. J. Feldman, M. S. Feld, *Phys. Rev.* **A5**, 899 (1972).
- [30] N. Skribanowitz, M. J. Kelly, M. S. Feld, *Phys. Rev.* **A6**, 2302 (1972).
- [31] J. L. Picqué, J. L. Vialle, *Optics Commun.* **5**, 402 (1972).
- [32] D. Pritchard, J. Apt, T. W. Ducas, *Phys. Rev. Lett.* **32**, 641 (1974).
- [33] P. Jacquinet, S. Liberman, J. L. Picqué, J. Pinard, *Optics Commun.* **8**, 163 (1973).
- [34] H. T. Duong, S. Liberman, J. Pinard, J. L. Vialle, *Phys. Rev. Lett.* **33**, 339 (1974).
- [35] P. B. Kramer, S. R. Ludeen, B. O. Clark, F. M. Pipkin, *Phys. Rev. Lett.* **32**, 635 (1974).
- [36] C. Delsart, J. C. Keller, *Optics Commun.* **15**, 91 (1975); **16**, 388 (1976).
- [37] W. M. Saslow, D. L. Mills, *Phys. Rev.* **187**, 1025 (1969).
- [38] J. Meixner, *Math. Z.* **36**, 677 (1933).
- [39] M. Gavrilu, *Nuovo Cimento* **9**, 327 (1958); *Phys. Rev.* **113**, 514 (1959); *Phys. Rev.* **A6**, 1348 (1972).
- [40] L. Hostler, R. H. Pratt, *Phys. Rev. Lett.* **10**, 469 (1963).
- [41] K. Mano, *J. Math. Phys.* **5**, 505 (1964).
- [42] L. Hostler, *J. Math. Phys.* **5**, 591 (1964); **8**, 642 (1965); **11**, 2966 (1970).
- [43] L. Hostler, *Phys. Rev.* **178**, 126 (1969).
- [44] L. Hostler, *J. Math. Phys.* **12**, 2311 (1971); **16**, 1586 (1975).
- [45] H. F. Hameka, *J. Chem. Phys.* **47**, 2728 (1967); **48**, 4810 (1968); **50**, 1495 (1969); **51**, 1148 (1969).
- [46] L. Świerkowski, M. Suffczyński, *Bull. Acad. Polon. Sci., Ser. Sci. Math. Astr. Phys.* **21**, 285 (1973).
- [47] M. Suffczyński, L. Świerkowski, *Bull. Acad. Polon. Sci., Ser. Sci. Math. Astr. Phys.* **22**, 1273 (1974); **23**, 807 (1975).
- [48] B. A. Zon, N. L. Manakov, L. P. Rapoport, *Zh. Eksper. Teor. Fiz.* **55**, 924 (1968); **56**, 400 (1969); **61**, 968 (1971).
- [49] B. A. Zon, L. P. Rapoport, *Pisma Zh. Eksper. Teor. Fiz.* **7**, 70 (1968).
- [50] L. P. Rapoport, B. A. Zon, *Phys. Lett.* **26A**, 564 (1968).
- [51] S. Klarsfeld, *Nuovo Cimento Lett.* **1**, 682 (1969); **2**, 548 (1969); **3**, 395 (1970).
- [52] S. Klarsfeld, *Phys. Lett.* **30A**, 382 (1969).

- [53] S. Klarsfeld, *Phys. Rev. A* **6**, 506 (1972).
- [54] E. Arnous, S. Klarsfeld, S. Wane, *Phys. Rev. A* **7**, 1559 (1973).
- [55] W. R. Johnson, *Phys. Rev. Lett.* **29**, 1123 (1972).
- [56] D. O'Connell, K. J. Kollath, A. J. Duncan, H. Kleinpoppen, *J. Phys.* **B8**, L 214 (1975).
- [57] F. Biraben, B. Cagnac, G. Grynberg, *Phys. Rev. Lett.* **32**, 643 (1974).
- [58] F. Biraben, B. Cagnac, G. Grynberg, *Phys. Lett.* **49A**, 71 (1974).
- [59] F. Biraben, B. Cagnac, G. Grynberg, *Phys. Lett.* **48A**, 469 (1974).
- [60] F. Biraben, B. Cagnac, G. Grynberg, *CR Acad. Sc. (France)* **279**, B 51 (1974); **280**, B 235 (1975).
- [61] M. D. Levenson, N. Bloembergen, *Phys. Rev. Lett.* **32**, 645 (1974); *Phys. Rev. A* **14**, 751 (1976).
- [62] N. Bloembergen, M. D. Levenson, M. M. Salour, *Phys. Rev. Lett.* **32**, 867 (1974).
- [63] T. W. Hänsch, K. C. Harvey, G. Meisel, A. L. Schawlow, *Optics Commun.* **11**, 50 (1974).
- [64] J. E. Bjorkholm, P. F. Liao, *Phys. Rev. Lett.* **33**, 128 (1974).
- [65] P. F. Liao, J. E. Bjorkholm, *Phys. Rev. Lett.* **34**, 1 (1975).
- [66] P. F. Liao, J. E. Bjorkholm, *Optics Commun.* **16**, 392 (1976).
- [67] P. F. Liao, J. E. Bjorkholm, *Phys. Rev. Lett.* **36**, 1543 (1976).
- [68] M. D. Levenson, M. M. Salour, *Phys. Lett.* **48A**, 331 (1974).
- [69] M. M. Salour, *Optics Commun.* **18**, 377 (1976).
- [70] G. Grynberg, F. Biraben, M. Bassini, B. Cagnac, *Phys. Rev. Lett.* **37**, 283 (1976).
- [71] F. Biraben, B. Cagnac, G. Grynberg, *J. Phys. Lett.* **36**, L41 (1975).
- [72] F. Biraben, E. Giacobino, G. Grynberg, *Phys. Rev. A* **12**, 2444 (1975).
- [73] B. Cagnac, *High-Resolution Two-Photon Spectroscopy*, Proceedings of the Second Laser Spectroscopy Conference, Mégève — June 23—28, 1975, ed. S. Haroche et al., in *Lecture Notes in Physics* **43**, Springer-Verlag 1975, p. 165.
- [74] G. Grynberg, F. Biraben, E. Giacobino, B. Cagnac, *Optics Commun.* **18**, 374 (1976).
- [75] R. G. Bray, R. M. Hochstrasser, J. E. Wessel, *Chem. Phys. Lett.* **27**, 167 (1974).
- [76] W. K. Bischel, P. J. Kelly, C. K. Rhodes, *Phys. Rev. Lett.* **34**, 300 (1975).
- [77] M. M. T. Loy, *Phys. Rev. Lett.* **36**, 1454 (1976).
- [78] T. W. Hänsch, S. A. Lee, R. Wallenstein, C. Wieman, *Phys. Rev. Lett.* **34**, 307 (1975).
- [79] E. V. Baklanov, V. P. Chebotaev, *Optics Commun.* **12**, 312 (1974).
- [80] S. A. Lee, R. Wallenstein, T. W. Hänsch, *Phys. Rev. Lett.* **35**, 1262 (1975).
- [81] T. W. Hänsch, M. H. Nayfeh, S. A. Lee, S. M. Curry, I. S. Shahin, *Phys. Rev. Lett.* **32**, 1336 (1974).
- [82] C. Wieman, T. W. Hänsch, *Phys. Rev. Lett.* **36**, 1170 (1976).
- [83] K. M. Evenson, F. R. Petersen, *Laser Frequency Measurements, the Speed of Light and the Meter*, in *Laser Spectroscopy of Atoms and Molecules*, Vol. 2, ed. H. Walther, Springer-Verlag 1974.

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

XVIII Międzynarodowa Konferencja Fizyki Wysokich Energii Tbilisi 15—21 lipiec 1976 r.

Międzynarodowa Konferencja Fizyki Wysokich Energii w Tbilisi była już osiemnastą konferencją z serii zapoczątkowanej przez konferencję w Rochesterze w 1951 r. Konferencje z tej serii, odbywające się aktualnie co dwa lata, są najpoważniejszym przeglądem wyników osiągniętych w dziedzinie fizyki wysokich energii i cząstek elementarnych. W tych konferencjach, odbywających się cyklicznie w Europie Zachodniej, Stanach Zjednoczonych i w Związku Radzieckim, uczestniczą fizycy z całego świata. Do Tbilisi zjechali fizycy w liczbie 1300.

Konferencja była podzielona na dwie części — pierwszą zajęły sesje równoległe, trzy ostatnie dni były poświęcone referatom plenarnym. Najważniejsze wyniki sesji równoległych były, jak to jest w zwyczaju, przedstawiane w referatach plenarnych. Tematy 14 referatów plenarnych były dobrane standardowo. Oto lista zaproszonych mówców i tytuły referatów:

- V. A. Matveev, *Teoria silnych oddziaływań przy wysokich energiach.*
- P. V. Chliapnikow, *Produkcja wielociałowa i procesy inkluzywne.*
- R. Schwitters, *Oddziaływania e^+e^- : sprawdzanie elektrodynamiki kwantowej (bez nowych cząstek).*
- A. B. Kaidalov, *Reakcje dwuciałowe i reakcje małej krońności.*
- B. Wiik, *Poszukiwanie nowych cząstek w wiązkach przeciwbieżnych e^+e^- .*
- P. Dariullat, *Zjawiska dużych pędów poprzecznych.*
- I. M. Dremin, *Mechanizmy produkcji w procesach wielociałowych.*
- B. A. Arbuzow, *Teoria słabych oddziaływań.*
- K. Lanius, *Spektroskopia mezonów i barionów.*
- V. I. Zacharow, *Oddziaływania głęboko nieelastyczne.*
- S. P. Denisow, *Poszukiwanie nowych cząstek w oddziaływaniach hadron-hadron.*
- A. de Rujula, *Teoretyczne podstawy nowych cząstek.*
- A. T. Filipow, *Modele złożone i relatywistyczne stany związane.*
- A. A. Sławnow, *Teorie „gauge” i supersymetryczne teorie „gauge”.*

Bardzo silny oddźwięk na konferencji miał problem 4 kwarku z nową liczbą kwantową — powabem. Problemowi nowych cząstek, ściśle związanych z kwarkiem powabnym, były poświęcone 3 referaty doświadczalne (w tym również, mimo tytułu, referat Schwittersa) oraz teoretyczny referat de Rujuli.

W związku z ogromnym zainteresowaniem nowymi cząstkami, w tym sprawozdaniu chcę omówić następujące problemy: 1. Istnienie „charmonium” — systemu kwark-antykwar o skompensowanym powabie. 2. Obserwacje mezonów o nieskompensowanym powabie — ich słabych

rozpadów hadronowych i semileptonowych. 3. Problem istnienia ciężkich leptonów. Te zagadnienia będą omawiane na podstawie danych otrzymanych w badaniach reakcji e^+e^- . Przewodzącymi laboratoriami w tej dziedzinie są SLAC (USA) i obecnie również DESY (RFN). Naturalnym więc było, że dwa plenarne referaty wygłosili R. Schwitters ze SLACu i B. Wiik z DESY. Godnymi omówienia wydają mi się również niektóre dane dotyczące oddziaływań słabych oraz oddziaływań silnych. Wybór faktów, o których będę mówić, jest bardzo subiektywny; jeśli chodzi o oddziaływania silne, to będę mówił wyłącznie o danych przedstawianych przez Dariullat i Denisowa.

1. Badanie oddziaływań e^+e^-

Poszukiwania dowodu na istnienie kwarku powabnego były prowadzone niezwykle intensywnie od momentu odkrycia cząstki J/ψ w 1974 r. Na konferencji przedstawiono doskonale dane potwierdzające hipotezę istnienia czwartego kwarku. Dotyczyły one dwóch nowych rodzajów cząstek a mianowicie „charmonium” — grupy mezonów o skompensowanym powabie oraz mezonów D o powabie różnym od zera.

a. „Charmonium”: mezony o ukrytym powabie są to układy kwark (c) i antykwark (\bar{c}), o całkowitym powabie równym zeru, w których zarówno c , jak \bar{c} mają powab różny od zera. Grupa tych mezonów była omówiona przez B. Wiika z DESY. Pierwszym jej przedstawicielem była cząstka J/ψ odkryta w jesieni 1974 r. niezależnie przez grupy S. C. C. Tinga z MIT oraz B. Richtera ze SLACu (w 1976 r. zarówno Richter, jak i Ting otrzymali za to właśnie odkrycie nagrody Nobla z fizyki). W zależności całkowitego przekroju czynnego oddziaływań e^+e^- od energii zderzenia, E^{*1} , zaobserwowano drugi stan, ψ' (3.7)², o charakterystykach bardzo podobnych do własności J/ψ , tzn. z długim czasem życia oraz kanałami rozpadu zgodnymi z $J^{PC} = 1^{--}$. Z założenia, że J/ψ oraz ψ' są stanami związanymi $c\bar{c}$ wynika, że powinny istnieć również inne stany $c\bar{c}$ o parzystości $P = -(-1)^L$ oraz parzystości ładunkowej $C = (-1)^{L+S}$. Przejście między stanami o parzystości $C = -1$ do stanów z $C = +1$ mogą zachodzić poprzez emisję kwantu γ : $J/\psi(\psi') \rightarrow \gamma\chi$. Powinny również istnieć rozpady $\psi' \rightarrow \gamma\gamma J/\psi$. Grupy pracujące w DESY zaobserwowały reakcje $e^+e^- \rightarrow J/\psi(3.1) \rightarrow \gamma\chi(2.8) \rightarrow 3\gamma$ oraz słabszy sygnał dla ψ' : $e^+e^- \rightarrow \psi'(3.7) \rightarrow \gamma\chi \rightarrow 3\gamma$. Cząstce $\chi(2.8)$ można w oznaczeniach $2J+1L_S$ oraz J^{PC} przypisać liczby kwantowe 1S_0 oraz 0^{-+} . Przy energii wiązek e^+e^- równej masie $\psi(3.7)$ zaobserwowano produkcję monoenergetycznych kwantów γ stowarzyszonych z hadronami, jak również sygnał reakcji $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma J/\psi \rightarrow \gamma\gamma\mu^+\mu^-$. Poprzez pomiar energii kwantów γ zidentyfikowano nową grupę cząstek produkowanych poprzez rozpad ψ' : $e^+e^- \rightarrow \psi' \rightarrow \gamma P_c$, z dalszym rozpadem P_c na hadrony lub też z rozpadem P_c na $\gamma J/\psi$. Obecnie znane są 4 cząstki P_c o masach 3.41, 3.45, 3.51 oraz 3.55 GeV. Na podstawie istniejących danych można interpretować stany P_c jako układy związane $c\bar{c}$ z liczbami kwantowymi $^3P_{2,1,0}$: $0^{++}(3.41)$, $2^{++}(3.55)$ i $1^{++}(3.51)$. Cząstka o masie 3.45 GeV może być zidentyfikowana ze stanem $^1S_0, 0^{-+}$.

Te obserwacje doświadczalne wydają się potwierdzać istnienie charmonium-układu fermion-antyfermion związanych szybko rosnącym potencjałem.

b. Cząstki o nieskompensowanym powabie: przez cząstki o nieskompensowanym powabie będą rozumieć mezony ($q\bar{q}$) lub bariony ($3q$)³, których całkowity powab jest różny od zera.

Wyniki dotyczące mezonów o nieskompensowanym powabie były omawiane przez Schwittersa. Schwitters jako jeden z członków grupy Richtera był doskonale zaznajomiony z najnowszymi danymi ze SLACu. Grupa Richtera pracująca w SLAC dysponuje doskonałym detektorem ustawionym na wiązkach przeciwbieżnych e^+e^- . Detektor ten pokrywa prawie pełen kąt bryłowy. Detektor SLACu wyposażono dodatkowo w system liczników służących do pomiaru czasu przelotu, które pozwalają w pewnym zakresie pędów na odróżnienie me-

¹ Przez E^* oznaczam całkowitą energię w układzie środka masy elektron-pozyton.

² W nawiasach podaję masy cząstek w GeV.

³ Przez q oznaczam kwark, przez \bar{q} antykwark.

zonów K od mezonów π . Przy energii wiązek e^+e^- równej 4.03 GeV w widmie mas niezmienniczych układu ($K^\pm\pi^\mp$) oraz układu ($K3\pi$), również z całkowitym ładunkiem równym zeru, zaobserwowano maksimum przy masie (1.865 ± 0.015) GeV, a z szerokością mniejszą niż 40 MeV. W rozkładzie masy brakującej do tego układu zaobserwowano dwa maksima: przy masie 2.02 i 2.15 GeV. Ta obserwacja była silnym wskazaniem na istnienie reakcji $e^+e^- \rightarrow D^0 (1.865) + D^{*0}(2.02)$ z dalszym rozpadem $\overline{D^{*0}}$ na $\overline{D^0} + \pi$. Maksimum przy masie 2.15 GeV jest interpretowane jako odbicie kinematyczne. Częstki D (D^*) byłyby mezonami o nieskompensowanym powabie. Istnienie mezonów o nieskompensowanym powabie zostało definitywnie potwierdzone poprzez obserwację produkcji naładowanych mezonów D również w oddziaływaniach e^+e^- . W rozkładach mas niezmienniczych ($K^\pm\pi^\mp\pi^\mp$) zaobserwowano maksimum odpowiadające masę i szerokością znanemu już mezonowi D . Podobne maksimum nie było obserwowane w układzie ($K^\pm\pi^\pm\pi^\pm$). Brak sygnału $D(1.865)$ w układzie ($K^\pm\pi^\pm\pi^\mp$) świadczy o tym, że mezon D ma, w 3 kwarkowej konwencji, egzotyczne liczby kwantowe, tzn. takie, jakich nie można otrzymać składając parami jeden ze znanych kwarków i antykwarków. Dla wytłumaczenia istnienia mezonu D należy wprowadzić 4 kwark, niosący nową liczbę kwantową zwaną powabem.

Częstki o nieskompensowanym powabie były również obserwowane poprzez semileptonowe kanały rozpadu w DESY. Dla energii $E^* = 4.1$ GeV DESY obserwuje silne maksimum w przekroju czynnym dla reakcji $e^+e^- \rightarrow K^0e$ „cokolwiek”, podobne aczkolwiek mniej znaczące statystycznie maksimum jest obserwowane w reakcji $e^+e^- \rightarrow K^+e$ „cokolwiek”.

Mniej jasna jest sytuacja z barionami o nieskompensowanym powabie. Najpoważniejszym kandydatem na taki barion jest układ ($\overline{1}3\pi$) obserwowany w reakcji fotoprodukcji. Układ ($\overline{1}3\pi$) o masie 2.25 GeV ma również w 3 kwarkowej konwencji egzotyczne liczby kwantowe.

Wszystkie dane, dotyczące nowych hadronów obserwowanych w oddziaływaniach e^+e^- , mogą być wytłumaczone przez wprowadzenie nowego ciężkiego kwarku. Były to kwark proponowany już w 1970 r. przez S. Glashowa, J. Piopoulosa i L. Mianiego.

c. Produkcja leptonów: z badań oddziaływań e^+e^- pochodzą dane dotyczące reakcji $e^+e^- \rightarrow e\mu +$ „nic” (ze względu na konstrukcję detektora SLACu cząstkami nieobserwowanymi mogą być wyłącznie neutrino), $e^+e^- \rightarrow \mu +$ „cokolwiek” oraz $e^+e^- \rightarrow e +$ „cokolwiek”.

Interpretacja tych danych jest złożona. SLAC, w którym pierwszy raz udowodniono istnienie par $e\mu$ próbuje je interpretować jako dowód na produkcję ciężkich leptonów L w reakcji $e^+e^- \rightarrow L^+L^-$. Kanały rozpadów tych leptonów byłyby bądź czysto leptonowe $L \rightarrow l + \nu_l + \nu_L$, bądź też hadronowe, $L \rightarrow \nu_L +$ hadrony⁴.

Hipotezy ciężkiego leptonu nie mogą na razie potwierdzić inne grupy ze SLACu i DESY, które badały reakcje produkcji mezonów μ : $e^+e^- \rightarrow \mu +$ „cokolwiek”. Dla tej reakcji dane nie są jak na razie dostatecznie dokładne.

Wyniki otrzymane w DESY w badaniach reakcji $e^+e^- \rightarrow e +$ „cokolwiek” wykluczają ciężki lepton jako jedyne źródło tej reakcji. Zachowanie się przekroju czynnego na tę reakcję ma charakter progowy, stosunek sygnału do tła przechodzi przez maksimum dla energii $E = 4.2$ GeV. Charakterystyczne dla omawianej reakcji są małe pędy obserwowanych elektronów oraz dość duże krotności stowarzyszone. Wskazywałoby to raczej na rozpad ciężkiego hadronu a nie leptonu. Najbardziej prawdopodobną interpretacją tych danych byłyby więc semileptonowy rozpad hadronu o nowej liczbie kwantowej zachowywanej w oddziaływaniach silnych i elektromagnetycznych. Kandydatami na takie hadrony byłyby omawiane już mezony D .

2. Niektóre fakty z fizyki neutrin

Fizyka neutrin została omówiona w doskonałym referacie S. S. Gershteina z Sierpuchowa. Przedstawione przez niego dane potwierdziły, że w obszarze niskich energii neutrin ($E_\nu < 50$ GeV) obserwuje się skalowanie funkcji struktury (przez skalowanie funkcji struktury rozumiemy ich

⁴ Przez l oznaczam znany lekki lepton, elektron lub mezon μ , przez ν_l neutrino elektronowe lub mionowe, przez ν_L neutrino stowarzyszone z nowym leptonem L .

zależność wyłącznie od pewnych zmiennych bezwymiarowych i w szczególności brak zależności od energii początkowej). W tym obszarze energii mierzone funkcje struktury są zgodne z symetrią ładunkową, $F^{\nu p} = F^{\nu n}$, oraz dane nie są sprzeczne z istnieniem kwarków o spinie $1/2$.

Dla energii neutrin powyżej 50 GeV sytuacja staje się bardzo skomplikowana, w tym obszarze energii neutrin dane pochodzą głównie od dwóch grup pracujących techniką kalorymetrów w FNAL. Jedną z nich obserwuje wzrost stosunku $R = \sigma_{\nu \rightarrow \mu^+}^{TOT} / \sigma_{\nu \rightarrow \mu^-}^{TOT}$ wraz ze wzrostem energii neutrin. Jest to wyraźna wskazówka na łamanie skalowania funkcji postaci. Dane pochodzące z tej grupy wskazują również na brak zachowania symetrii ładunkowej. Druga grupa używa bardzo podobnej techniki, lecz pracuje w wiązce neutrin pozwalającej na absolutną normalizację całkowitych przekrojów czynnych. Dane tej grupy nie potwierdzają łamania symetrii ładunkowej i nie są konkluzywne jeżeli chodzi o wzrost stosunku R .

Wyniki otrzymane w badaniach oddziaływań neutrin wysokich energii prowadzą do całej serii spekulacji teoretycznych. Jedną z możliwości wytłumaczenia zmiany charakteru oddziaływań neutrin w miarę wzrostu ich energii jest wprowadzenie 5 kwarku. Wydaje mi się jednak, że niezbyt duża precyzja danych oraz ich pewna kontrowersyjność nie pozwalają na wyciągnięcie silnych wniosków.

3. Oddziaływania silne

a. Produkcja cząstek z dużymi pędami poprzecznymi: referat poświęcony temu zagadnieniu wygłosił, tradycyjnie już, P. Dariullat z CERNu. Nie wydaje mi się jednak, by referowane przez niego wyniki nie były już poprzednio omawiane na innych konferencjach (np. konferencji w Tutzing w czerwcu 1976 r.).

Najważniejszym wynikiem otrzymanym w badaniach zjawisk dużych pędów poprzecznych jest znalezienie podobieństw między tymi procesami, procesami rozproszenia głęboko nieelastycznego elektron-nukleon, oraz oddziaływaniami neutrino-nukleon.

W detektorach pokrywających prawie pełen kąt bryłowy (np. SFM w CERNie) trigerywanych cząstkami o dużych pędach poprzecznych, prowadzone są badania korelacji dwu i wielocząstkowych. Celem tych badań jest wykrycie jetów cząstek produkowanych w zderzeniach parton-parton, które to procesy uważa się za odpowiedzialne za produkcję cząstek z dużymi pędami poprzecznymi. Jety, które były obserwowane w oddziaływaniach e^+e^- , nie są sprzeczne z danymi z oddziaływań silnych, brak jest jednak ich bezpośredniego potwierdzenia.

Z innych wyników dyskusowanych przez Dariullat przypomnę jeszcze dwa. Doczekał się wyjaśnienia problem zależności n od x_{\perp} , gdzie n jest nachyleniem w różniczkowym przekroju czynnym dla procesów zachodzących z dużym p_{\perp} , $d\sigma/dp_{\perp} \sim p_{\perp}^{-n} f(x_{\perp})$, a x_{\perp} jest zredukowanym pędem poprzecznym, $x_{\perp} = p_{\perp}/p_{\max}^{c.m.}$. Zależność n od x_{\perp} była oparta na danych z oddziaływań proton-proton badanych w ISR w CERNie, oraz grupy Chicago-Princeton pracującej w FNAL. W FNAL badano reakcję $p+A \rightarrow \pi^{\pm} + \text{„cokolwiek”}$. Grupa z FNAL podała na konferencji nową wartość n , zbliżoną do wartości otrzymanych w oddziaływaniach $p-p$ badanych przy większych energiach, ale przy mniejszych wartościach x_{\perp} . Porównując te wartości wydaje się, że n jest niezależne od x_{\perp} .

Inny ciekawy fakt zaobserwowano również w badaniach na jądrach prowadzonych w FNALu. W reakcji $p+A \rightarrow \pi + \text{„cokolwiek”}$ różniczkowy przekrój czynny, w funkcji liczby atomowej jądra A , zachowuje się jak $d\sigma/dp_{\perp} \sim A^{\alpha(p_{\perp})}$. Wartość wykładnika $\alpha(p_{\perp})$ rośnie ze wzrostem p_{\perp} , przekracza jedność dla p_{\perp} bliskiego 4 GeV/c i ponownie maleje w miarę dalszego wzrostu p_{\perp} . Wytłumaczenie tego efektu nie jest jasne.

b. Poszukiwanie nowych cząstek w oddziaływaniach silnych. Zagadnienie to było omówione w referacie Denisowa. Przebadano szereg reakcji typu $a+b \rightarrow l^+l^- + \text{„cokolwiek”}$. (Rozpad na parę l^+l^- jest bardzo charakterystyczną cechą cząstek J/ψ oraz ψ' .) A oto główne wnioski otrzymane w badaniach rozkładów mas par lepton-lepton produkowanych w oddziaływaniach silnych: 1. Nie zostało potwierdzone istnienie nowej cząstki o masie około 6 GeV. 2. W oddziały-

waniach proton-jądro oraz π -jądro kształty rozkładów mas są podobne w szerokim zakresie mas $l+l^-$. W oddziaływaniach mezon K -jądro obserwuje się słabszą produkcję ρ , natomiast silniejszy jest sygnał ϕ . 3. Przebadano reakcję neutron+jądro $\rightarrow \mu^+\mu^- +$ „cokolwiek”. Przekrój czynny na tę reakcję przybliżono zależnością $d\sigma/dm_{\mu\mu} \sim A^{\alpha(m_{\mu\mu})}$. Dla mas $m_{\mu\mu}$ w obszarze ρ wartość wykładnika α wynosi około 0,5, dla obszaru mas J/ψ $\alpha(m) \approx 1$. 4. Stosunek przekroju czynnego na produkcję ψ' do przekroju czynnego na produkcję J/ψ jest kontrowersyjny; rozbieżności między wynikami pomiarów różnych grup nie pozwalają na podanie tej liczby. 5. Continuum w rozkładzie mas $\mu\mu$ jest dobrze opisane modelem Drella-Yana. W obszarze małych mas $\mu\mu$ mierzone przekroje czynne są jednak większe niż przewidywania modelu. 6. Zarówno Sierpuchow, jak FNAL podają w obszarze mas J/ψ stosunek przekroju czynnego na produkcję 3μ do przekroju czynnego na produkcję 2μ . Wynosi on $(0.2 \pm 0.1)\%$ i nie przewyższa tła oczekiwanego z rozpadów hadronów. 7. Niepowodzeniem, jak na razie, zakończyło się poszukiwanie cząstki D produkowanej w oddziaływaniach silnych. Również niezbyt przekonujące są dane dotyczące istnienia barionów z powabem różnym od zera. 8. W doświadczeniu fotoprodukcji $\gamma A \rightarrow J/\psi +$ „cokolwiek” ponownie wyznaczono wartość przekroju czynnego na oddziaływanie J/ψ -nukleon. Wynosi on (3.4 ± 0.8) mb, a więc więcej niż wartość wyznaczona dawniej.

Wybór faktów omówionych w tym artykule jest bardzo subiektywny. W szczególności nie został omówiony doskonały referat de Rujuli poświęcony teoretycznym aspektom nowych cząstek, i będący jednocześnie podsumowaniem konferencji.

Konferencja w Tbilisi kończyła się bardzo optymistycznym akcentem — dawno w dziedzinie fizyki cząstek elementarnych nie zrobiono tak dużo w tak krótkim czasie.

Maria Szeptycka

Europejska konferencja fizyki jądrowej uprawianej z pomocą ciężkich jonów w Caen

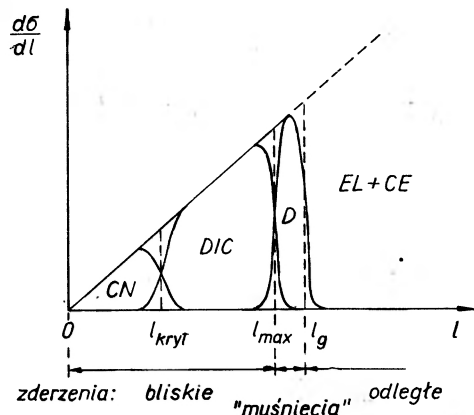
Konferencja, której pełna nazwa, zgodnie z tym tytułem, brzmi: „Europejska konferencja fizyki jądrowej uprawianej z pomocą ciężkich jonów” odbyła się w Caen, w północnej Francji (Normandia) w dniach 6—10 września 1976 r. Wybór miejsca związany był z decyzją budowy w Caen dużego akceleratora ciężkich jonów (patrz niżej). Zorganizowana została wspólnie przez Francuskie i Europejskie Towarzystwa Fizyczne. Przewodniczącą Komitetu Organizacyjnego była pani H. Mathieu-Faraggi z Saclay (Francja). W konferencji wzięło udział ok. 380 uczestników z całego świata, głównie z Francji (173), RFN (57) i Stanów Zjednoczonych (33). Z Polski było 10 osób.

Rozmiary tej konferencji, jak również częstość podobnych spotkań (trzy międzynarodowe konferencje w 1976 r. poświęcone wyłącznie lub głównie fizyce ciężkich jonów) dają wyraz ogromnemu zainteresowaniu i postępowi w tej dziedzinie.

Obrazy odbyły się w 14 plenarnych sesjach. Każda z nich składała się z reguły z jednego referatu przeglądowego (45 minut) i kilku związanych z nim tematycznie referatów szczegółowych (po 10 minut każdy), wybranych spośród ok. 200 komunikatów nadesłanych na konferencję. Komunikaty te (jednostronicowe) wydrukowane zostały w postaci oddzielnej książki wręczonej każdemu z uczestników.

Niewątpliwie głównym tematem konferencji był mechanizm reakcji wywoływanych ciężkimi jonami. Dyskutowane były zarówno reakcje wprost (zachodzące szybko i z udziałem tylko małej liczby nukleonów), jak reakcje poprzez jądro złożone (zachodzące powoli i z udziałem wszystkich nukleonów jądra), a także szeroka klasa reakcji pośrednich, mianowicie reakcji głęboko nieelastycznych. Omówiony został postęp zarówno w wiedzy doświadczalnej o tych wszystkich reakcjach, jak i w ich teorii. Objęte zostały tak niskie jak i wysokie, relatywistyczne energie zderzeń.

Różne rodzaje możliwych procesów wywołanych ciężkimi jonami o zadanej energii można dogodnie zilustrować rysując różniczkowy przekrój czynny $d\sigma/dl$, odpowiadający określonemu momentowi pędu ruchu względnego l , w funkcji l (rys. 1). Zderzenia odległe (duże l , duży parametr zderzenia) odpowiadają rozpraszaniu elastycznemu (EL) lub wzbudzeniu kulombowskiemu (CE), zderzenia „muśnięcia” (parametr zderzenia równy w przybliżeniu sumie promieni jąder) prowadzą do reakcji wprost (D — direct), a zderzenia bliskie — do reakcji poprzez jądro złożone (CN — compound nucleus) lub reakcji głęboko nieelastycznych (DIC — deep inelastic collision). Granicę pomiędzy ostatnimi dwoma procesami określa wartość krytyczna l (l_{kryt}), powyżej której jądro złożone nie może być utworzone.



Rys. 1. Ilustracja obszarów ważności różnych procesów wywołanych ciężkim jonom l o zadanej (znaczej) energii, ze względu na moment pędu ruchu względnego l

Obecny stan wiedzy doświadczalnej o reakcjach wprost, ze szczególnym uwzględnieniem informacji jaką one dają o strukturze jądra, przedstawił O. Hansen (Kopenhaga). Teoretyczny zaś opis tych reakcji omówił K. S. Low z Saclay. Zagadnieniom jądra złożonego poświęcony był referat M. Leforta z Orsay (Francja). W szczególności Lefort przedyskutował warunki, w jakich może zostać utworzone jądro złożone.

Najwięcej uwagi poświęcono procesom głęboko nieelastycznym. Stan wiedzy doświadczalnej o tym procesie przedstawiony był w dwu oddzielnych referatach: J. Galina z Orsay i L. G. Moretty z Berkeley (USA). W szczególności, J. Galin przedyskutował dane świadczące o zasadniczo dwuciałowym charakterze reakcji głęboko nieelastycznych, niezależnie od tego, jak ciężkie jony zderzają się. Sporo czasu poświęcił on zagadnieniu pomiaru energii wzbudzenia i spinu produktów reakcji. Pomiar taki jest bardzo ważny dla odgadnięcia mechanizmu reakcji, w szczególności dla poznania roli „tarcia” w zderzeniu. Przedyskutowane zostały także dane świadczące o wyrównywaniu się stopnia nadmiaru neutronów pomiędzy zderzającymi się jądrami w procesie głęboko nieelastycznym. Ze strony teoretycznej, W. Nörenberg z Heidelbergu (RFN) przedyskutował mikroskopowe teorie transportu (masy, ładunku, energii) w reakcjach głęboko nieelastycznych.

W ramach sesji poświęconej ciężkim jonom wysokich energii, J. Bondorf (Kopenhaga) przedstawił modele stosowane do opisu reakcji o energiach od ok. 30 do kilkuset MeV/nukleon. Ten przedział energii jest na razie doświadczalnie nie zbadany, ale w najbliższych latach stanie się, przynajmniej częściowo (np. z pomocą urządzenia GANIL, patrz niżej), dostępny. Umożliwi to zbadanie zagadnienia ściśłości materii jądrowej oraz ewentualnego istnienia hipotetycznych jąder supergęstych. Ponieważ dane doświadczalne istnieją obecnie zarówno dla energii niższych (przeważnie do ok. 10 MeV/nukleon), jak i wyższych (rzędu kilku GeV/nukleon — Bevalac), badania teoretyczne omawianego zakresu nie są jedynie ekstrapolacją, ale także inter-

polacją własności już znanych. H. Gutbrod (Berkeley, USA i Darmstadt, RFN) opisał wyniki zderzeń jonów energii relatywistycznych, przeprowadzonych na Bevalacu (Berkeley). W szczególności, zasugerował on bardzo prosty, klasyczny model tych zderzeń, w którym padający jon „wybija” część jądra tarczy leżącą na jego drodze, przy jednocześnie bardzo małym przekazie pędu reszcie jądra. Bezpośrednią metodę pomiaru przekazanego pędu podali H. Ejiri i inni. Obserwowali oni przejścia gamma w jądrach bombardowanych relatywistycznymi jonami ^{12}C i stwierdzili brak przesunięć dopplerowskich dla tych przejść.

Znaczny postęp został dokonany w opisie reakcji z ciężkimi jonami prowadzonym w sposób w pełni mikroskopowy. Po jedno- i dwuwymiarowych rachunkach w ramach zależnego od czasu formalizmu Hartree-Focka, prowadzone są obecnie obliczenia trójwymiarowe. Ogólny opis formalizmu przedstawiony został przez P. Bonche'a z Saclay, a zastosowanie jego do analizy symetrycznych na razie układów ($^{16}\text{O} + ^{16}\text{O}$ i $^{40}\text{Ca} + ^{40}\text{Ca}$) — przez S. Koonina z Pasadeny (USA).

Oddzielna sesja poświęcona była potencjałom opisującym oddziaływanie ciężkiego jonu z jądrem. Przegląd tych potencjałów przedstawił D. M. Brink z Oxfordu (W. Brytania). Omówił on te własności potencjału, które ważne są dla odtworzenia danych doświadczalnych oraz metody obliczania potencjałów. Wśród tych ostatnich, przedstawił: metody „składania” potencjału ciężki jon-jądro z potencjału nukleon-jądro (simple folded potential) oraz z oddziaływania nukleon-nukleon (doubly folded potential), metody oparte o formalizm gęstości energii oraz metody typu Hartree-Focka. Okazuje się, że metody „składania” mają tendencję zawyżania (o czynnik 2 lub więcej) rzeczywistej części potencjału, zaś metody oparte o formalizm gęstości energii — zaniżania jej. Bardzo ogólnym potencjałem, opracowanym przez Świąteckiego i współpracowników w Berkeley, jest potencjał skonstruowany z pomocą tzw. sił zbliżenia, które są dalekim uogólnieniem sił kontaktowych wprowadzonych przez Wilczyńskiego (Kraków) w oparciu o model kropłowy. Daje się on przedstawić jako iloczyn uniwersalnej funkcji odległości pomiędzy powierzchniami oddziałujących jąder i czynnika opisującego geometrię tych powierzchni. Potencjał ten jest na tyle ogólny, iż wydaje się, że powinien obejmować jako przypadki szczególnie zarówno potencjały „składane” jak i potencjały otrzymane z pomocą formalizmu gęstości energii.

Wśród zagadnień, jakie mogą być badane z pomocą reakcji z ciężkimi jonami, Z. Szymański (Warszawa) omówił problem struktury jądra w stanach o dużym spinie. Przedyskutowane zostały sprawy zmiany kształtu, zmiany struktury powłokowej oraz przejścia fazowego od stanu nadciekłego do normalnego wywołane szybkim obrotem jądra, a także możliwe konsekwencje tych zmian jak np. możliwość występowania stanów izomerycznych w szybko wirującym jądrze.

Specjalna, nadprogramowa sesja poświęcona została zagadnieniu pierwiastków superciężkich. Związana ona była z bardzo dużym zainteresowaniem, jakie wywołały w czerwcu i lipcu 76 r. doniesienia o pracy grupy fizyków z Oak Ridge, Tallahassee i Davis (USA), sugerującej odkrycie w naturze pierwiastków superciężkich. Praca opublikowana została w lipcu 1976 r. (R. V. Gentry i inni, *Phys. Rev. Lett.* **37**, 11 (1976)). Fizycy ci badali inkluzje monacytowe (monacyt jest minerałem zawierającym duże ilości pierwiastków ziem rzadkich — głównie ceru i lantanu — oraz tor; jest silnie promieniotwórczy) w mice, występujące w próbkach skał znalezionych na Madagaskarze. Dokładniej, badali oni inkluzje posiadające gigantyczne halo. Halo jest uszkodzeniem radiacyjnym występującym w mice wokół inkluzji, wywołanym przez cząstki α pochodzące z naturalnej promieniotwórczości monacytu. Jest ono widoczne pod mikroskopem i ma promień odpowiadający zasięgowi cząstek α w mice. Oprócz normalnych halo, odpowiadającym cząstkom α (o energii do ok. 9 MeV) emitowanym w rodzinach promieniotwórczych uranu i toru, zaobserwowanych zostało przez Gentry'ego i współpracowników kilka przypadków anomalnie dużego halo, odpowiadającego energii α ok. 14 MeV. Takie właśnie inkluzje z gigantycznym halo, Gentry i współpracownicy naświetlali protonami o energii 4,7 i 5,7 MeV i obserwowali wzbudzone przez protony promieniowanie X. Obok wielu dobrze zbadanych linii znanych pierwiastków, zaobserwowali oni linie nowe o energii w pobliżu 27 keV. Na podstawie porównania ich z liniami obliczonymi teoretycznie, zinterpretowali je jako linie L pierwiastków superciężkich o $Z = 126, 124$ i 127 lub 116 .

Na omawianej sesji przedstawiono wiele wyników sprawdzających powyższą interpretację. C. Stéphan (Orsay) przedstawił wyniki wspólnej pracy grup ze Świerku i Orsay. W pracy tej materiał monocytowy z próbek z Madagaskaru poddany został separacji masowej, a następnie naświetlony neutronami w reaktorze i zbadany ze względu na proces rozszczepienia. Wyniki nie wskazują na obecność pierwiastków superciężkich w próbkach. D. Schwalm (Darmstadt, RFN) przedstawił wyniki pracy wykonanej w Heidelbergu (RFN). Próbkki monocytowe pochodzące również z Madagaskaru zostały naświetlone protonami o energii 2 i 7 MeV. Przy energii 7 MeV, obserwowana jest jedna linia, dokładnie ta sama co u Gentry'ego (27,3 keV). Przy energii 2 MeV, linia ta nie jest widziana. Linia ta została zinterpretowana w nieco wcześniejszej pracy J. D. Foxa i współpracowników jako promieniowanie gamma jądra ^{140}Pr otrzymanego w reakcji $^{140}\text{Ce}(p, n\gamma)^{140}\text{Pr}$, a nie jako promieniowanie X. Izotop ^{140}Ce występuje w monocytach w dość znacznej ilości. Ponieważ energia progowa dla tej reakcji wynosi $E_p = 4,3$ MeV, nieobserwowanie gamma przez grupę darmstadtzką przy energii $E_p = 2$ MeV znacznie wzmacnia interpretację Foxa i współpracowników. A. A. Pilt i współautorzy z Oxfordu (W. Brytania) badali rozpraszanie do tyłu ciężkich jonów na próbkach monocytowych. Wyniki ich wskazują, że w próbkach tych nie występują jądra cięższe od uranu. Wreszcie G. Herrmann przedstawił wyniki grupy z Moguncji (RFN), która dokonała separacji chemicznej dużej próbki (20 g) materiału monocykowego i badała produkty separacji, w których mogły wystąpić pierwiastki superciężkie, ze względu na promieniowanie X, rozpad α i rozszczepienie. Założone tu zostało podobieństwo chemiczne pierwiastków superciężkich do aktynowców i lantanowców, tj. do tych pierwiastków, które w próbkach monocytowych zostały wzbogacone w sposób naturalny. Wyniki grupy z Moguncji są ujemne. Wszystkie więc wyniki przedstawione na omawianej konferencji wskazują z dużą dokładnością, rzędu 10^{-7} g/g, a w niektórych doświadczeniach nawet 10^{-12} g/g, na brak pierwiastków superciężkich w próbkach monocytowych, a zatem na niepoprawność interpretacji Gentry'ego i współpracowników. Ponieważ jednak wyniki te otrzymane zostały ze zwykłymi próbkami monocytowymi lub na inkluzjach tylko z normalnym, a nie gigantycznym halo, nie obalają one jeszcze w pełni interpretacji Gentry'ego i współautorów, a tylko znacznie ją osłabiają. Jak dotąd, tylko ci ostatni są w posiadaniu próbek z inkluzjami o gigantycznym halo. Nawiasem mówiąc, było dosyć imponujące widzieć, jak dużo zostało zrobione w ciągu tych dwóch wakacyjnych miesięcy w celu sprawdzenia wiadomości o odkryciu pierwiastków superciężkich, a więc i jak elektryzująca była ta wiadomość.

Oddzielna sesja poświęcona była zagadnieniom technicznym. W sesji tej P. Armbruster (Darmstadt) omówił postęp osiągnięty ostatnio w technice detekcji i identyfikacji produktów reakcji z ciężkimi jonami. Następnie omówiony został aktualny stan zaawansowania w budowie akceleratorów ciężkich jonów w różnych ośrodkach. R. C. P. Voss przedstawił zaawansowanie budowy tandemu 20 MV (z możliwością podwyższenia następnie do 30 MV) w Daresbury (W. Brytania). Tandem ten ma rozpocząć pracę za ok. dwa i pół roku. F. Plasil omówił prace nad tandemem 25 MV typu pelletronu załamanego (folded) budowanego w Oak Ridge (USA). Poza pracą samodzielną, nadawać się on będzie także jako iniektor do tamtejszego cyklotronu ORIC. Ma rozpocząć pracę w 1979 r. N. I. Tarantin przedstawił zaawansowanie prac nad budową dubieńskiego cyklotronu U-400. K. H. Lindenberger mówił o budowanym w Berlinie Zachodnim urządzeniu VIKSI, składającym się z akceleratora typu Van de Graaffa 6 MV i cyklotronu izochronicznego. Urządzenie to ma rozpocząć pracę z początkiem roku 1978. Projektowany do budowy w Caen (Francja) akcelerator GANIL przedstawił S. Harar (Saclay). Akcelerator ten będzie się składał z trzech cyklotronów sprzężonych ze sobą: dwu identycznych dużych cyklotronów i jednego małego, służącego jako iniektor. Będzie przyspieszał jony z całego zakresu mas. Jony lżejsze, z okolicy węgla, z energią ok. 100 MeV/nukleon, a jony najcięższe, z okolicy uranu, z energią ok. 8 MeV/nukleon. Będzie to największy akcelerator ciężkich jonów spośród wszystkich budowanych czy projektowanych obecnie w Europie. Wreszcie H. E. Gove (Rochester, USA) omówił stan zaawansowania budowy dwu cyklotronów nadprzewodzących (tzn. z uzwojeniem elektromagnesu utrzymanym w warunkach nadprzewodnictwa). Zaletami takich cyklotronów są: mniejsze rozmiary (o ok. czynnik 3, przy tej samej energii przyspieszonych jonów), mniejsza konsumpcja mocy i tańszy koszt budowy

Wadą zaś — trudności przy wprowadzaniu i wyprowadzaniu wiązki, związane właśnie z mniejszymi rozmiarami. Obecnie budowane są dwa takie akceleratory: w stanie Michigan (USA, ma być gotowy za ok. 4 lata) i w Chalk River (Kanada). Projektowana jest także budowa dwu dalszych urządzeń dla uniwersytetów w Rochesterze (USA) i w Padwie (Włochy). Z technologią magnesów nadprzewodzących wiąże się obecnie duże nadzieje i wydaje się, że od ewentualnego sukcesu wspomnianych dwu cyklotronów może w dużej mierze zależeć postęp w technice akceleracji cząstek.

W podsumowaniu konferencji R. Bock (Darmstadt) zwrócił uwagę na rozważaną obecnie w szeregu laboratoriów interesującą możliwość wykorzystania wiązki ciężkich jonów, zamiast wiązki promieniowania laserowego, do reakcji termojądrowych.

Referaty wygłoszone na konferencji mają być opublikowane w przeciągu trzech miesięcy w oddzielnym zeszycie *Journal de Physique*.

Adam Sobiczewski, Ziemowid Sujkowski

Notatka dodana przy korekcie: referaty te zostały opublikowane w listopadzie 1976 w *J. Phys. (France)* 37, C-5, Suppl. au Fasc. 11 (1976).

Szkoła letnia na temat „Teoria Rozcieńczonych Stopów” w Błażejewku

Wielka aktualność i wybitne walory poznawcze teorii rozcieńczonych stopów spowodowały, że problematyka ta stała się przedmiotem prac Szkoły Letniej w Błażejewku k. Poznania. Szkoła odbywała się w dniach 20 do 25 września 1976 roku w pięknie położonym i znakomicie wyposażonym ośrodku konferencyjno-wypoczynkowym PGR pod Poznaniem. Godziny przedpołudniowe przeznaczone były na wykłady, godziny popołudniowe na seminaria a wieczorami odbywały się dyskusje okrągłego stołu poprzedzone wprowadzeniem wybranego lidera. Wieczorne dyskusje okazały się bardzo udane, głównie dzięki talentom liderów, którymi byli wybitni specjaliści w osobach: A. A. Abrikosowa (Moskwa), S. Doniacha (Stanford), B. R. Coopera (Morgentown) i N. Riviera (Londyn). Wykładowcami Szkoły byli kolejno: A. A. Abrikosow, A. Chełkowski (Katowice), B. R. Cooper, S. Doniach, G. Grüner (Budapeszt), J. Morkowski (Poznań), N. Rivier (Londyn) i Tahir-Kheli (Filadelfia), natomiast seminaria prowadzili: K. A. Chao (Linköping), K. Krop (Kraków), V. V. Eremienko (Charków) i J. Przystawa (Wrocław). Prace Szkoły koncentrowały się głównie na problemie powstawania zlokalizowanych momentów magnetycznych, ich oddziaływań oraz wpływu tych oddziaływań i nieporządku strukturalnego na własności substancji.

Organizacja Szkoły spoczywała w rękach niewielkiego grona osób z Zespołu Ferromagnetyków Instytutu Fizyki Molekularnej PAN, pracującego pod kierunkiem prof. dra Janusza Morkowskiego.

Andrzej Graja

G. I. Miakiszew: *Prawidłowości dynamiczne i statystyczne w fizyce*. Tłumaczył z języka rosyjskiego M. Siemiński, PWN, Warszawa 1976, str. 358, cena zł 28.—

Z uwagi na bardzo szybki rozwój fizyki i stale postępującą specjalizację niezwykle trudno jest fizykowi nie tylko śledzić rozwój poszczególnych dziedzin fizyki, ale nawet orientować się w nich (poza swoją własną). Jest to niestety smutna konieczność postępu. Dlatego też pojawiające się od czasu do czasu prace, w których próbuje się dokonać pewnej integracji wyników w odległych nieraz działach fizyki, należy witać z radością. Tego typu pracą jest książka G. I. Miakiszewa *Prawidłowości dynamiczne i statystyczne w fizyce*. Autor w swej książce próbuje dokonać pewnej refleksji filozoficznej nad charakterem prawidłowości odkrywanych przez fizykę.

Wiele z tez stawianych w książce jest intuicyjnie wyczuwanych przez fizyka, niemniej wyraźne postawienie problemów i podane próby rozwiązań są zasługą autora i zasługują na przytoczenie. Otóż co fizycy rozumieją przez prawa dynamiczne? Są to prawa wyrażone przy pomocy równań różniczkowych, całkowych czy odpowiednich zasad wariacyjnych. Zaś przez prawa statystyczne rozumiane są prawa dotyczące rozkładów statystycznych, opisujących ansamble statystyczne lub pojedynczą cząstkę. Chodzi teraz o związek między oboma rodzajami praw. Narzuca się pytanie, które z nich są pierwotniejsze, które z nich są redukowalne do innych.

Do czasu odkrycia mechaniki kwantowej wyobrażano to sobie dosyć prosto. Prawa statystyczne są redukowalne do praw dynamicznych. Najczęściej używany i bardzo oklepany przykład popierający to przeswiadczenie to stosunek między fizyką statystyczną i termodynamiką a mechaniką newtonowską. Fizyka i termodynamika statystyczna miałyby sprowadzać się do mechaniki newtonowskiej. Jest to jednak nieporozumienie, co łatwo zauważyć, zwracając uwagę na to, że do opisu ruchu cząstki newtonowskiej potrzebne są nam nie tylko równania różniczkowe ruchu, ale również warunki początkowe. Dawniej twierdziło się, że fizyka nie powinna zajmować się warunkami początkowymi równań ruchu, powinna formułować te równania. Od warunków początkowych miały być inne nauki, np. astronomia, geologia itp. Taki pogląd jest możliwy wszędzie poza mechaniką statystyczną. Tam niestychanie ważnym jest początkowy rozkład współrzędnych i pędów cząstek. Najczęściej zakładamy, że początkowy rozkład mikrostanów jest równoprawdopodobny w przestrzeni fazowej. Niemniej to założenie nie może być w żaden sposób wyprowadzone z mechaniki Newtona. Sprawę oddzielenia równań ruchu od ich warunków początkowych Wigner uznał za jeden z najbardziej ciekawych fenomenów mechaniki newtonowskiej. Fizyka do powstania mechaniki statystycznej nie zajmowała się problemem ustalania warunków początkowych, tak że w dość krótkim czasie wytworzył się pogląd o prymacie praw dynamicznych i sprowadzalności do nich wszelkich innych praw w sensie logicznym. W zasadzie mało kto zdawał sobie sprawę, że aby z praw Newtona otrzymać prawa dotyczące rozkładów prawdopodobieństwa, trzeba było zawsze dolożyć do nich jakieś założenie o charakterze probabilistycznym, np. rozkład warunków początkowych. Nieświadomie robiono to zawsze. Z drugiej strony warto rozpatrzyć problem ruchu pojedynczej cząstki. Nawet w teorii Newtona rzeczywista cząstka porusza się we Wszechświecie wypełnionym ilością innych cząstek oddziałujących z nią i takich, których wpływu nie możemy uwzględnić. Wpływ ten będzie niewątpliwie bardzo ważny przy próbie ustalania warunków początkowych, tak że nie będziemy mogli twierdzić, że znamy je dokładnie, a tylko tyle, że znamy ich rozkład statystyczny. W dalszym ciągu rozwiązując równania ruchu będziemy mogli znaleźć tylko

rozkład statystyczny torów cząstek. Rozmycie takiego rozkładu może z czasem stać się tak duże, że wypełni całą dostępną przestrzeń fazową, a w przypadku, gdy równania dopuszczają rozwiązania różnych typów topologicznych (np. rozkład nie zeruje się poza obszarem stabilności w sensie Lapunowa pewnego typu rozwiązania), będziemy mogli wyrokować tylko probabilistycznie nawet o charakterze ruchu cząstek. Taki przypadek pojawi się, gdy będzie możliwe rozdarcie Poincaré'go trajektorii ruchów. Tak więc, aby w ramach mechaniki newtonowskiej rozwiązać ruch jakiejś cząstki, należałoby znać stan całego Wszechświata w danym momencie. Jest to zasadniczo niemożliwe. Niemniej, do pomysłenia, i znalazło swoje odbicie w tak zwanym „kosmicznym umyśle” Laplace'a, który to właśnie miał mieć potrzebną wiedzę. Z chwilą jednak, gdy Wszechświat byłby nieskończony, rzecz tylko z pozoru wydawałaby się do rozwiązania przez ten „kosmiczny umysł”. Otóż zastanówmy się, czy dwa stany Wszechświata nie różniące się rozkładem statystycznym, będące w tym samym stanie makro- a różniące się mikroskopowo, są rozróżnialne. Byłyby one rozróżnialne, gdybyśmy znaleźli informację różniącą te dwa stany. Pewne rozważania, których tu nie będę przytaczał, wskazują na to, że przy sensownym określeniu sposobu zdobywania tej informacji nie będzie to możliwe. Byłoby to możliwe tylko dla umysłu boskiego. W ten sposób „umysł kosmiczny” Laplace'a nie mógłby podać całkowicie zterminowanego ruchu pojedynczej cząstki. Podałby tylko rozkłady kolejnych położeni i pędów oraz sposób zmiany tych rozkładów z czasem. To prawo zmiany rozkładów w czasie stałoby się wg terminologii Miakiszewa elementem dynamicznym w prawie statystycznym.

Patrząc teraz na mechanikę kwantową, tj. na równanie Schrödingera, widzimy, że opisuje ono prawo rozwoju statystycznego rozkładu w czasie i zasadniczą różnicą między mechaniką klasyczną i kwantową nie będzie statystyczny charakter praw tej ostatniej, ale możliwość interferencji rozkładów prawdopodobieństwa, spowodowanych istnieniem funkcji falowej, której kwadrat modułu jest gęstością rozkładu prawdopodobieństwa. Oczywiście zawsze możliwy jest pogląd, że statystyczny charakter praw mechaniki kwantowej jest uniwersalną zasadą przyrody i nie ma swojej przyczyny tak jak w zaprezentowanym powyżej podejściu do ruchu pojedynczej cząstki we Wszechświecie.

W tym momencie można już podać naczelną tezę książki Miakiszewa o prymacie praw statystycznych nad dynamicznymi we współczesnej fizyce i prymacie tych praw w fizyce klasycznej przy realistycznym spojrzeniu na jej dynamiczne prawa jako na prawa rządzące ruchem rozkładu możliwych torów dla pojedynczej cząstki. Autor twierdzi, że prymat praw statystycznych jest zasadniczy. Z tezą tą można się zgodzić, ponieważ we współczesnej fizyce prawa dotyczące cząstek elementarnych, słabych i silnych oddziaływań, od samego początku sformułowane są statystycznie i nie mają klasycznego obszaru stosowalności, tj. nie może być dla nich takiego przejścia jak przejście graniczne między mechaniką kwantową i klasyczną z braku odpowiednika typu mechaniki klasycznej. Autor pisząc swoją książkę nie znał najnowszych osiągnięć fizyki słabych i silnych oddziaływań związanych z zastosowaniem pól cechowania i spontanicznego łamania symetrii, gdzie istnieje teoria będąca w zasadzie klasyczną teorią pola i wymagająca kwantowania, np. metodą całek po trajektoriach. Niemniej nie można tej teorii traktować jako dynamicznego odpowiednika teorii statystycznej, jaką niewątpliwie jest np. teoria słabych i elektromagnetycznych oddziaływań Weinberga-Salama, z powodu nieklasycznego, wybitnie kwantowego obszaru stosowalności, istnienia w teorii fermionów (choć w ramach klasycznej teorii pola) i statystycznego charakteru przewidywań. Ciekawa pozostaje tylko sprawa, że poprawki spowodowane kwantowaniem, np. w modelu worka (jest on klasyczną teorią pola z fermionami), dają niezbyt duże wkłady.

Ważną sprawą jest występowanie we współczesnej fizyce zasad symetrii. Nie są one zasadami statystycznymi i należy je traktować jako elementy dynamiczne teorii statystycznej. Drugą ważną sprawą jest sprawa zasad zachowania i relacji nieoznaczoności oraz ich związku. Wydaje się sensownym podkreślenie, że możliwe jest traktowanie ich jako praw statystycznych dotyczących średnich rozkładów, a relację nieoznaczoności Heisenberga potraktować jako prawa dotyczące fluktuacji wielkości zachowywanych. Ważny i słuszny jest wniosek autora, że do sprawdzenia słuszności, np. prawa zachowania energii drogą eksperymentu myślowego, potrzeba by było nieskończonego przedziału czasowego, a zasady zachowania pędu nieskończo-

nego przedziału przestrzennego. Wszystko to łączy się z doświadczeniem myślowym Einsteina-Podolskiego-Rosena, które Miakiszew analizuje przytaczając znane w literaturze przykłady rozwiązań problemu i podając swoje własne. Krytykuje on również teorie poziomów Bohma, moim zdaniem słusznie, w jej słabych punktach.

Równocześnie autor stara się przekonać czytelnika, że jego sposób przedstawienia stosunku praw dynamicznych i statystycznych jest zgodny z duchem materializmu dialektycznego, cytując odpowiednie ustępy z *Dialektyki przyrody* Engelsa. Wygląda to rzeczywiście na daleko idącą zgodność. Szczególnie poruszona przez Engelsa sprawa niesprowadzalności (nieredukowalności) różnych poziomów ruchu w sensie logicznego wynikania wydaje się w zgodzie z koncepcją Miakiszewa.

W rozdziale VII zatytułowanym „Podsumowanie” autor formułuje podstawowe twierdzenia, które pozwolę sobie przytoczyć tu w skrócie: „... Pozbawione są perspektyw nadzieje na znalezienie dynamicznych praw ruchu cząstek elementarnych. Tylko teoria statystyczna może opisać zachowanie obiektów mikroskopowych w obszarze kwantowym...” „... Prawa statystyczne są głębszym odbiciem obiektywnych związków zachodzących w przyrodzie, wyrażają one następny, głębszy etap poznania...”. Sądzę, że każdy fizyk podpisze się pod tymi i pozostałymi tezami, których tu nie cytuję.

W książce znalazłem pewne potknięcia, które dobrze przygotowany czytelnik łatwo wychwyci, niemniej nie są one zbyt ważne i nie prowadzą do błędów. Co do jakości tłumaczenia, to jest ono jasne i dobre, występujące niejasności są nieznaczne, tak że w zasadzie nie wymagają odnotowania. Reasumując, jest to książka dobra i ciekawa i należy uznać, że wydawnictwo PWN dobrze zrobiło tłumacząc ją na język polski i wydając. Osobiście zachęcam do jej przeczytania.

Marek Kalinowski

SPRAWOZDANIE

Prezesa Polskiego Towarzystwa Fizycznego z działalności Zarządu Głównego PTF
za okres od 18. IX. 1975 r. do 3. X. 1976 r.

Zarząd Główny PTF, w obecnej jego kadencji, został powołany 17 września 1975 r. Minęło zatem 12 miesięcy naszego działania, pora więc, aby zdać z niego sprawę, aby porównać wyniki z zamierzeniami.

Kiedy wytyczaliśmy sobie program pracy, głównym jego założeniem było, że rola naszego Towarzystwa w nauce i społeczeństwie powinna wzrosnąć, a jego działalność winna stać się istotnym i pożytecznym czynnikiem rozwoju nauki i zarazem stymulatorem procesu włączania się fizyków do rozwiązywania ważnych problemów gospodarczych naszego kraju. Rola PTF wydaje się nam szczególnie duża na styku terenów zarządzanych przez PAN, Ministerstwo Oświaty i Wychowania oraz Ministerstwo Nauki, Szkolnictwa Wyższego i Techniki. Zrzeszamy w naszych szeregach 2000 fizyków pracujących we wszystkich tych resortach, fizyków wszelkich specjalności, a jesteśmy przy tym instytucją społeczną, co nam zapewnia dużą swobodę inicjatywy, dlatego stanowimy znaczną siłę, którą chcemy wykorzystać dla dobra nauki, kultury, dla dobra kraju.

Działalność naszą rozwijaliśmy w okresie sprawozdawczym w kilku działach. Omówię je kolejno, nawiązując także do planów przyszłego roku.

1. Pobudzanie i popieranie działalności naukowej
2. Podnoszenie sprawności procesu nauczania fizyki
3. Działalność w zakresie zastosowań fizyki
4. Popularyzacja fizyki
5. Działalność wydawnicza i informacyjna
6. Historia fizyki polskiej i PTF
7. Współpraca z zagranicą
8. Współpraca z innymi towarzystwami.

1. POBUDZANIE I POPIERANIE DZIAŁALNOŚCI NAUKOWEJ

Za cel główny akcji PTF na tym polu uważamy przyspieszenie rozwoju badań naukowych w dziedzinach fizyki stosunkowo słabo rozwiniętych, a równocześnie ważnych dla naszego kraju. Ponadto mamy na uwadze dobro kadry naukowej w młodych, najmniej zaawansowanych ośrodkach fizyki w Polsce. Sięgnęliśmy po różne formy działania.

1.1. Organizacja i popieranie „szkół letnich”, sympozjów krajowych i zagranicznych z udziałem zaproszonych gości z zagranicy oraz konferencji międzynarodowych.

- W okresie sprawozdawczym uruchomiłszy (we współpracy z Oddziałem Warszawskim Polskiego Towarzystwa Biofizycznego) prace przygotowawcze do Letniej Szkoły Biofizyki Teoretycznej, która odbędzie się we wrześniu 1977 r. w Jabłonie (prof. Wierzchowski).
- Podjęliśmy wspólnie z Komitetem Fizyki PAN i Zakładem Historii Nauki, Oświaty i Techniki PAN prace organizacyjne dotyczące Ogólnopolskiego Sympozjum Historii Fizyki, które odbędzie się w lutym 1977 r. Jego tematem przewodnim ma być obecny stan historii fizyki polskiej (prof. J. Dobrzycki).
- We wczesnym stadium organizacji znajduje się panel na temat wykorzystania energii słonecznej i jej magazynowania, który poprzedzi ogólnopolskie sympozjum na ten temat przewidziane na rok następny.

- Urochomiliśmy również prace nad organizacją w 1977 r. symposium fizyki powierzchni (doc. R. Męclewski — Wrocław).
- Zarząd Główny udzielił pomocy Instytutowi Fizyki PAN przy organizacji V Szkoły Badań Defektów Sieci Krystalicznej, która odbyła się w czerwcu 1976 r. w Krynicy przy udziale 45 gości z zagranicy (prof. J. Auleytner).
- Udzieliliśmy również pomocy organizatorom IX Letniej Szkoły Fizyki Jądrowej (IFD UW, IBJ) odbytej we wrześniu 1976 r. w Mikołajkach. W Szkole tej brało udział 130 naukowców z 15 krajów (prof. Z. Wilhelmi).
- ZG PTF był również sponsorem międzynarodowej konferencji „Radialny kształt jąder”, która odbyła się w czerwcu 1976 r. w Krakowie staraniem UJ i IFJ (prof. A. Budzanowski).
- ZG udzielił również poparcia III Szkole Elektronowego Rezonansu Paramagnetycznego, która odbyła się w Poznaniu w listopadzie 1976 r. oraz VII Konferencji „Radiowa i Mikrofalowa Spektroskopia” (RAMIS 77) organizowanej przez Instytut Fizyki Molekularnej PAN w Poznaniu (kwiecień 1977, prof. J. Stankowski).

1.2. Inną formą działalności ZG PTF na polu popierania twórczości naukowej było pomaganie uzdolnionym fizykom w realizacji ich wyjazdów na zagraniczne konferencje naukowe. Korzystaliśmy przy tym z umów, jakie nasze Towarzystwo ma z Towarzystwami innych krajów. Będę o tym mówić przy referowaniu spraw współpracy z zagranicą. 21 osób skorzystało z takiej pomocy PTF.

1.3. Do działalności ZG zaliczymy również „seminaria wędrujące”. Są to inicjowane i sterowane przez ZG wizyty naukowe w różnych ośrodkach czołowych fizyków polskich połączone z ich referatem naukowym, a także dyskusją na temat działalności PTF. Dotychczas odbyły się 3 takie wizyty: w Opolu, Wrocławiu, Lublinie. Planuje się wiele dalszych. Oczekujemy zgłoszeń zarówno ze strony ośrodków zainteresowanych w wizycie prelegentów, jak i samych kandydatów.

1.4. ZG podjął się również roli „centralnego informatora” o ważniejszych „imprezach naukowych”, np. o spodziewanych wizytach w Polsce wybitnych uczonych zagranicznych i konferencjach naukowych mających się odbyć w Polsce.

1.5. Spośród akcji w toku należy wymienić również przygotowywany „Raport o stanie fizyki polskiej”. Będzie on ogłoszony w 1977 r. w „Postępiech Fizyki”.

1.6. Także i nagrody naukowe, przyznawane przez ZG PTF, służą stymulacji badań naukowych. Jeśli jednak mają one mieć działanie skuteczne, muszą posiadać odpowiednio wysoki prestiż w naszej społeczności fizycznej. Nie sprzyjała jego utrzymaniu zenująco niska wartość materialna tych nagród (3000 zł za I miejsce). W tym roku udało nam się uczynić krok naprzód i podnieść wysokość nagród do 10 000 zł.

1.7. Największym odznaczeniem naukowym, jakie Towarzystwo nasze przyznaje za wybitne zasługi naukowe jest Medal Im. Mariana Smoluchowskiego. W tym roku Komisja działająca pod moim przewodnictwem przyznała ten medal profesorowi Uniwersytetu Warszawskiego — Arkadiuszowi Piekarze.

2. PODNOSZENIE SPRAWNOŚCI PROCESU NAUCZANIA FIZYKI

Temu odcinkowi naszej działalności poświęciliśmy wiele uwagi i wysiłku. Aczkolwiek nie doszło do podpisania dawno już przygotowanej umowy o współpracy pomiędzy ZG PTF i Ministerstwem Oświaty i Wychowania, to jednak nastąpiła wyraźna aktywizacja naszego Towarzystwa w sprawach dotyczących nauczania fizyki w szkołach podstawowych i średnich. Mamy tu do odnotowania następujące fakty:

2.1. Przedstawiciele ZG PTF weszli w skład Komisji Dydaktycznej Towarzystw Naukowych, utworzonej w listopadzie 1975 r. przez szereg towarzystw dla oceny planów nauczania w projektowanej 10-letniej szkole średniej. Komisja ta opracowała memoriał zawierający analizę i ocenę propozycji Instytutu Programów Szkolnych odnośnie do programu 10-latki.

2.2. Na zaproszenie Dyrektora Instytutu Kształcenia Nauczycieli Towarzystwo nasze objęło współpatronat naukowy nad Ogólnopolską Letnią Szkołą Dydaktyki Fizyki, która odbyła się w czerwcu 1976 r. w Nowym Sączu. Przedstawiciele naszego Zarządu wzięli czynny udział w pra-

cach Szkoły, w czasie której przedyskutowano programy fizyki w szkole dziesięcioletniej i podstawowe problemy dydaktyki fizyki wszystkich szczebli nauczania.

2.3. Wspólnie z Komitetem Fizyki PAN utworzyliśmy mieszaną Komisję dla oceny wartości pedagogicznej projektu programu 10-latki w zakresie fizyki. O taką ocenę byliśmy proszeni przez Radę Towarzystw Naukowych działającą przy Prezydium PAN.

2.4. Sprawowaliśmy patronat naukowy nad czasopismem „Fizyka w Szkole”.

2.5. Patronowaliśmy również tradycyjnej akcji Olimpiady Fizycznej, odbyła się ona w 1976 r. już po raz XXV z kolei. Na czele Komitetu Głównego stał doc. dr Jerzy Mycielski, a kierował nią dr Andrzej Kotlicki. Liczba uczestników wynosiła 1599 w pierwszym etapie, a 964 i 78 odpowiednio w etapie drugim i trzecim. W wyniku Olimpiady wyłoniono 20 laureatów.

2.6. Na koniec wspomnijmy o nagrodach dydaktycznych, jakie ZG PTF tradycyjnie przyznaje co roku zasłużonym nauczycielom. W tym roku nagrodziliśmy następujące osoby: I nagroda — mgr Danuta Brągiel (Opole), II nagroda — mgr Wanda Słowikowska (Warszawa), wyróżnienie zespołowe — mgr Stanisław Lipiński, mgr Włodzisław Zuzga, mgr Tomasz Tratkiewicz, wyróżnienie indywidualne — mgr Bolesława Twarowska (Warszawa), mgr Kazimierz Knapiński (Gdańsk), wyróżnienie pośmiertne — prof. dr Michał Halaunbrenner (Kraków).

3. DZIAŁALNOŚĆ W ZAKRESIE ZASTOSOWAŃ FIZYKI

Naczelnym „dlugofalowym” zadaniem PTF na tym polu jest przyspieszenie procesu wkraczania fizyków do przemysłu. Zaczęliśmy od starań, by obniżyć różnorakie bariery dzielące środowisko fizyczne od środowiska technicznego i doprowadzać — poprzez bezpośrednie kontakty fizyków-naukowców z inżynierami — do wyjaśnienia sobie wzajemnie zarówno potrzeb przemysłu, jakie mogłyby zostać zaspokojone przez fizyków, jak i realnych możliwości poszczególnych fizyków-specjalistów i instytutów fizycznych, to jest zakresu usług, które mogą być świadczone.

3.1. Do starań tych zaliczamy kontynuację zaczętej już w poprzedniej naszej kadencji akcji werbunku na „członków stowarzyszonych” PTF rozmaitych dużych zakładów przemysłowych i innych instytucji gospodarki narodowej stosujących lub mogących stosować nowoczesne metody fizyczne. Liczba tych członków wzrosła do 59.

3.2. Dokonaliśmy również „rozruchu” Komisji Fizyki Przemysłowej, która rozpoczęła swą działalność w październiku 1975 r. Na jej czele stoi prof. M. Gaj. Czyniono starania zmierzające do utworzenia przy wszystkich Zarządach Oddziałowych PTF sekcji fizyki przemysłowej, skupiającej zarówno członków zatrudnionych w instytutach fizyki, jak i fizyków pracujących w przemyśle i inżynierów zainteresowanych metodami fizycznymi. Zadaniem sekcji byłoby organizowanie spotkań dyskusyjnych fizyków i techników, tworzenie branżowych grup studyjnych do rozwiązywania konkretnych zagadnień i prowadzenie innych akcji mających na celu zacieśnianie kontaktów fizyków z przemysłem. Dotychczasowe wyniki tej akcji są skromne.

Z planów na przyszłość należy wymieniać Ogólnopolskie Sympozjum prezentujące osiągnięcia fizyków w przemyśle, jakie ma odbyć się w 1978 roku.

3.3. W roku sprawozdawczym zaczęło działać przy Zarządzie Głównym PTF „Centrum Porad Naukowych i Usług PTF”. Zgodnie z założeniami, Centrum może przyjmować zlecenia na wszelkiego rodzaju konsultacje i ekspertyzy naukowe, na obliczenia i programowanie obliczeń, na opinie, recenzje, opracowania analityczne wyników doświadczeń, na organizację akcji odczytowych i szkoleniowych, na organizację sympozjów naukowych itp. W roku 1976 „portfel zamówień” opiewał na sumę ok. 200 tysięcy złotych.

4. POPULARYZACJA FIZYKI

4.1. Na tym tradycyjnym odcinku działalności PTF Zarząd Główny kontynuował wydawanie wspólnie z Polskim Towarzystwem Matematycznym popularnego miesięcznika matematyczno-fizycznego „Delta”. Doc. dr T. Hofmokrł wchodzi z ramienia PTF w skład Kolegium Redakcyjnego i pełni w nim funkcję z-cy redaktora naczelnego. Czasopismo ma dużą popularność, o czym świadczy bardzo mała liczba niesprzedanych egzemplarzy tego miesięcznika. Redakcja sięga często do różnych nowych pomysłów uatrakcyjniającego to pismo, przeprowadzając np. różne konkursy. W roku 1977 zamierza się wydawanie serii popularnych książek, tzw. „Biblioteczki Delti”.

4.2. Trwają starania zmierzające do utworzenia przy ZG Komisji d/s Popularyzacji Fizyki. Jeszcze przed ostatecznym ukonstytuowaniem się Komisji wprowadzono do planu pracy ZG na rok 1977 zorganizowanie ogólnopolskiej akcji popularyzującej nowe metody i tendencje nauczania fizyki w szkolnictwie średnim. Na razie prowadzone jest przez doc. Tadeusza Pniewskiego we współpracy z Zarządem Oddziału Warszawskiego seminarium o tej tematyce.

4.3. Działalność popularyzatorska prowadzona jest niemal we wszystkich Oddziałach PTF. Będzie o tym mowa w zbiorczym sprawozdaniu Sekretarza. Chciałbym jednak już teraz zwrócić na to uwagę. Chodzi m. in. o rozkład geograficzny akcji popularyzatorskiej. W obecnej chwili obejmuje ona niemal wyłącznie duże miasta. Należałoby akcję tę rozszerzyć przynajmniej na wszystkie miasta wojewódzkie. Dobry odczyt popularny powinien być powtarzany w wielu miejscowościach. Koszty związane z tą działalnością mogłyby zostać pokryte przez odpowiednie kuratoria, z którymi Zarządy Oddziałów powinny wejść w bliski kontakt. Należałoby również nawiązywać bezpośrednią łączność w tej sprawie z dyrektorami szkół średnich.

4.4. Wydaje się nam również, że ciągle jeszcze Towarzystwo nasze w zbyt małym stopniu korzysta w sprawach popularyzacji z lamów czasopism, z radia, z telewizji. Oczekujemy więcej inicjatywy na tym polu.

5. DZIAŁALNOŚĆ WYDAWNICZA I INFORMACYJNA

Sprawujemy merytoryczną opiekę nad czterema wydawnictwami. Są to:
Postępy Fizyki

Acta Physica Polonica (wydawane wspólnie z IF PAN)

Reports on Mathematical Physics (wydawane wspólnie z IF UMK)

Delta (czasopismo popularne PTF i PTM).

5.1. Postępy Fizyki. W roku sprawozdawczym Redakcja, na której czele stoi prof. P. Zieliński, oddała do druku tom 27 liczący 6 zeszytów o łącznej objętości ok. 45 arkuszy. Ze względu na ograniczenie przydziału papieru musiała ulec zmniejszeniu objętość czasopisma. Liczymy na to, że w dalszym ciągu redakcja „Postępów Fizyki”, które są przecież organem Zarządu Głównego PTF, będzie dbała o to, by zwiększać rolę pisma jako trybuny dyskusji o sprawach fizyki i fizyków polskich i rolę naszego Towarzystwa.

5.2. Acta Physica Polonica, której redaktorem naczelnym jest prof. dr W. Czyż wychodziła w dwóch seriach. Podobnie jak przed rokiem w serii A wydano 12 zeszytów o objętości 120 arkuszy, w serii B — 10 zeszytów o objętości 66 arkuszy. Od roku 1976 seria B stała się miesięcznikiem. Sytuacja panująca na rynku papierniczym stwarza i temu czasopismu duże trudności. Zarząd Główny i Redakcja APP czynią starania, by to nasze czasopismo zostało przyjęte do „rodziny” czasopism Europejskiego Towarzystwa Fizycznego, co na pewno zwiększyłoby jego prestiż międzynarodowy. W pewnym związku z tą sprawą, w której decyzja zapadnie na początku przyszłego roku, powołaliśmy Międzynarodową Radę Redakcyjną liczącą 22 członków.

5.3. Reports on Mathematical Physics. Redakcja z redaktorem naczelnym prof. dr R. Ingar-denem oddała do druku 7 zeszytów o łącznej objętości około 64 arkuszy i nakładzie 700 egzemplarzy. Ponad 60% wszystkich prac pochodzi od autorów zagranicznych.

5.4. Działalność Delty, której redaktorem naczelnym jest dr M. Kordos, omawiałem już wcześniej. Dodam tutaj, że w roku sprawozdawczym redakcja przygotowała do druku 12 numerów o łącznej objętości 24 arkusze.

5.5. Oprócz czasopism PTF wydaje serię monografii naukowych pod nazwą „Polish Men of Science”. Redaktorem naczelnym jest prof. L. Sosnowski, a sekretarzem dr J. Blinowski. W najbliższych miesiącach wyjdzie w druku monografia o Infeldzie. Książka o Marianie Smoluchowskim jest u tłumacza. W przygotowaniu są monografie o Białobrzeskim i Rubinowiczu.

5.6. W opracowaniu znajduje się wydawnictwo książkowe o nazwie „Sigma — poradnik fizyka”. Jest to informator o fizykach polskich, który równocześnie będzie zawierać szereg danych interesujących szerokie rzesze fizyków pracujących w szkolnictwie i przemyśle. Objętość ok. 10 arkuszy, nakład 2000 egzemplarzy.

6. HISTORIA FIZYKI POLSKIEJ I PTF

6.1. W lutym 1976 r. Zarząd Główny powołał Komisję Historii Fizyki PTF — z prof. B. Ingardenem jako przewodniczącym. Do zadań tej Komisji należy m. in.: zbieranie i zabezpieczanie materiałów dotyczących historii fizyki (także najnowszej), przygotowanie słownika fizyków polskich, udzielanie pomocy powołanym instytucjom przy wydawaniu prac monograficznych, współpraca z Zakładem Historii Nauki, Oświaty, Techniki PAN w zakresie wydania dzieł wybitnych zmarłych fizyków polskich (Witelon).

6.2. Przystąpiono do organizacji ogólnopolskiego Sympozjum Historii Fizyki, o czym była mowa w rozdziale traktującym o konferencjach naukowych.

6.3. Chciałbym zaapelować do wszystkich Zarządów Oddziałów PTF i do wszystkich fizyków o przekazywanie wszelkich posiadanych materiałów dotyczących historii fizyki polskiej lub informacji o nich do Zarządu Głównego PTF.

7. WSPÓLPRACA Z ZAGRANICĄ

7.1. Działalność nasza na tym polu była skoncentrowana głównie na pogłębianiu naszej współpracy z Europejskim Towarzystwem Fizycznym. Obecnie mamy 3 nowych przedstawicieli w Radzie tego Towarzystwa. Są to prof. Z. Wilhelmi, doc. A. Kujawski i doc. J. Piasecki. Towarzystwo nasze jest również reprezentowane w olbrzymiej większości istniejących przy Zarządzie EPS Komitetów Doradczych:

Komitet d/s Konferencji	— doc. dr A. Kujawski,
„ „ Publikacji	— prof. dr A. Wróblewski,
„ „ Fizyki w Społeczeństwie	— doc. dr W. Zych,
„ „ Europhysics News	— prof. dr J. Kotodziejczak,
„ „ Fizyki i Szkolnictwa	— prof. dr B. Karczewski,
„ „ Fizyki w Przemysle	— prof. dr Z. Strugalski.

Do nowego Zarządu EPS, który rozpoczął swą kadencję przed paru miesiącami (Executive Committee), został wybrany prof. dr Z. Wilhelmi.

7.2. W okresie sprawozdawczym kontynuowano tradycyjną współpracę z towarzystwami fizycznymi Czechosłowacji, NRD, Bułgarii i Węgier. W jej ramach ZG PTF wydelegował 21 fizyków polskich na różne kilkudniowe wizyty i konferencje naukowe odbywające się w tych krajach i przyjął w Polsce 12 fizyków zagranicznych.

7.3. W listopadzie 1975 r. złożył nam wizytę Sekretarz Holenderskiego Towarzystwa Fizycznego prof. Glaudemans. W przyjacielskich rozmowach poinformowaliśmy się wzajemnie o działalności naszych Towarzystw i podzieliliśmy się doświadczeniami zdobytymi w toku przeprowadzania różnych akcji.

KOMISJE DZIAŁAJĄCE PRZY ZG

Na koniec chciałbym poinformować o Komisjach istniejących przy ZG PTF.

1. Komisja Rewizyjna:

Przewodniczący — prof. dr W. Wardzyński

Członkowie — doc. dr H. Chęcińska, doc. dr T. Warmiński, prof. dr L. Natanson, doc. dr J. Bartke.

2. Komisja Nagród i Odznaczeń:

Przewodniczący — prof. dr Z. Wilhelmi

Członkowie — prof. dr R. Ingarden, prof. dr J. Janik, prof. dr Z. Galasiewicz, prof. dr L. Sosnowski, prof. dr A. Budzanowski, prof. dr J. Stankowski, prof. dr J. Pniewski.

3. Komisja Nagród Dydaktycznych:

Przewodniczący — prof. dr B. Karczewski

Członkowie — mgr Aniela Nowicka, doc. dr M. Sawicki, doc. dr A. Januszajtys, doc. dr W. Drózd.

4. Komisja Nagród Magisterskich:

Przewodnicząca — doc. dr E. Skrzypczak

Członkowie — doc. dr J. Ginter, doc. dr J. Kijowski.

5. Komisja Fizyki Przemysłowej:

Przewodniczący — prof. dr M. Gaj

Członkowie — prof. dr J. Auleytner, prof. dr W. Żdanowicz, doc. dr J. Baszyński, doc. dr Hańderek, doc. dr T. Florkowski, doc. dr O. Gzowski, doc. M. Pluta, doc. dr F. Rajczyk.

6. Komisja Historii Fizyki:

Przewodniczący — prof. dr R. Ingarden

Członkowie — prof. dr A. Piekara, prof. dr Sz. Szczeniowski, prof. dr A. Wróblewski, prof. dr T. Piech, prof. dr B. Średniawa, prof. dr J. Dobrzycki, doc. dr K. Wojciechowski, dr St. Salmonowicz, dr S. Kalempla, dr Z. Nowak, mgr K. Szymborski, mgr J. Burhardt.

ZDZISŁAW WILHELMI

EPS

W czerwcu 1976 Europejskie Towarzystwo Fizyczne (EPS) liczyło 2920 członków indywidualnych. Najliczniej reprezentowani są fizycy francuscy (498), następnie RFN (421), brytyjscy (291), szwajcarscy łącznie z pracownikami CERN-u (267) i holenderscy (257). Z Polski do EPS należy 117 osób. Największą liczbę członków ma Oddział Materii Skondensowanej (800), następnie Oddział Fizyki Atomowej (462), Oddział Fizyki Wysokich Energii i Cząstek (450), Oddział Fizyki Jądrowej (446).

Oddział Fizyki Plazmy

Nowym przewodniczącym Oddziału jest J. L. Delcroix (Laboratoire de Physique des Plasmas, Orsay).

Oddział Elektroniki Kwantowej

Nowym przewodniczącym Oddziału jest F. K. Kneubühl (ETH, Zurych). Oddział opublikował drugie wydanie *Who's Who in Quantum Electronics*. Książka, formatu A 5, zawiera na 276 stronach wykaz organizacji zajmujących się elektroniką kwantową. Wykaz ułożony jest według krajów i miast. Podaje również nazwiska starszych pracowników naukowo-badawczych danej instytucji, jej program badawczy i wykaz publikacji. Zamówienia na książkę można kierować do: prof. F. P. Schäfer, Max Planck Institut für Biophysikalische Chemie, Am Fassberg, D-3400 Göttingen-Nikolausberg. Cena 15 DM.

Sekcja Chemii Fizycznej

W Oddziale Fizyki Atomowej powstała Sekcja Chemii Fizycznej. Skład zarządu:

przewodniczący — E. A. C. Lucken (Genewa), sekretarz — G. Wagnière (Zurych), członkowie — R. Daudel (Paryż), L. Jansen (Amsterdam), W. Kołos (Warszawa), I. Kovacs (Budapeszt), S. Leach (Orsay).

Sekcja podejmie współpracę z Grupą Towarzystw Chemicznych, w skład której wchodzi: Faraday Society (W. Brytania), Société de Chimie Physique (Francja), Società di Chimica (Włochy) i Bunsengesellschaft (RFN).

Planuje się urządzenie pod patronatem EPS konferencji „Chemia i Fizyka Powierzchni i Membran”.

Stypendia

EPS pragnąc przyczynić się do ułatwienia wymiany młodych fizyków rozważa projekt utworzenia centralnej organizacji dla przydzielania stypendiów fundowanych przez różne organizacje narodowe. Należy się spodziewać, że już w najbliższej przyszłości niektóre organizacje narodowe oddadzą do rozporządzenia EPS po parę stypendiów umożliwiających fizykom bądź świeżo po studiach, bądź po doktoracie odbywanie stażów w laboratoriach uniwersyteckich czy instytutowych kraju ofiarodawcy.

Istnieją jeszcze duże trudności organizacyjne w realizacji tego projektu. W bardzo wielu krajach finansowanie stypendiów wyjazdowych albo odbywa się poprzez kanały wewnętrzne, albo jest oparte na bilateralnej umowie o wymianie kulturalnej. Na pewno trzeba będzie wypracować jakieś nowe sposoby postępowania, które byłyby przez większość zaakceptowane. Niemniej EPS jest nastawione optymistycznie i ma nadzieje,

że ten sposób ułatwiania wymiany między laboratoriami europejskimi dobrze się rozwinie.

Europhysics News 7, No 11, 1976

B. Richter i S. Ting laureatami nagrody Nobla w r. 1976

Nagroda Nobla z fizyki w roku 1976 została przyznana dwóm fizykom amerykańskim: Burtonowi Richterowi z Laboratorium Akceleratora Liniowego (SLAC) w Stanford i Samuelowi C. C. Tingowi z Instytutu Technologicznego Massachusetts (MIT) w Cambridge, za odkrycie w listopadzie 1974 roku nowej cząstki elementarnej, znanej dzisiaj pod nazwą J/ψ . Corocznie odkrywane są tuziny nowych cząstek elementarnych, J/ψ stanowiła jednakże pierwszą od wielu lat cząstkę o własnościach nie pasujących do przewidywań dotychczasowych teorii. Jej cechy charakterystyczne wskazywały na istnienie nowej liczby kwantowej zwanej powabem. Odkrycie to dramatycznie zmieniło poglądy fizyków na systematykę cząstek elementarnych i wzbudziło nadzieję na zuniifikowanie teorii oddziaływań słabych, elektromagnetycznych i być może silnych w jedną ogólną teorię. Dzisiaj znanych jest już około 30 cząstek należących do tej samej rodziny co J/ψ . Istnienie cząstek z powabem też zostało doświadczalnie udokumentowane. Nikogo więc nie zdziwił wybór Szwedzkiej Akademii Nauk, która przyznała nagrodę szefom dwóch grup, które przy pomocy zupełnie różnych technik doświadczalnych odkryły tę samą cząstkę równocześnie. W związku z tym, że odkrycie nowych cząstek i jego znaczenie zostało szeroko omówione w artykule G. Białkowskiego, opublikowanym w *Postęпах Fizyki* 27, 575 (1976), przedstawimy teraz tylko sylwetki laureatów.

Burton Richter urodził się w 1931 roku w Nowym Jorku. Studia rozpoczął w 1952 r. w Instytucie Technologicznym Massachusetts w Bostonie. W początkowym okresie studiów doktoranckich pracował pod kierunkiem profesora M. Bittnera nad strukturą widma izotopów rtęci. Wprawdzie doświadczenie prowadzone przez niego — wytwarzanie rtęci ze złota poprzez naświetlanie go wiązką jąder deuteru — pobudzały fantazję, bardziej go jednak interesowały podstawowe oddziały-

wania elektromagnetyczne oraz problemy związane z formowaniem wiązek w akceleratorze. Po dwóch latach Richter zmienił kierunek swej pracy doktorskiej przechodząc do Laboratorium Synchrotonowego MIT, gdzie pod kierownictwem doktora S. L. Osborna prowadził doświadczenia nad fotoprodukcją mezonów π na jądrach wodoru. Od początku swojej kariery naukowej Richter był zainteresowany badaniem oddziaływań elektromagnetycznych przy bardzo małych odległościach między cząstkami. W 1956 roku podjął pracę na Uniwersytecie Stanfordzkim w pobliżu San Francisco, gdzie istniał już wtedy akcelerator liniowy elektronów przyspieszający je do energii 700 MeV. Przez następnych kilka lat pracował nad badaniem zgodności przewidywań elektrodynamiki kwantowej z danymi doświadczalnymi. Przy współpracy z profesorem G. O'Neill z Uniwersytetu w Princeton skonstruował pierwsze przecinające się pierścienie akumulujące elektrony, przy pomocy których w 1965 roku sprawdzona została ważność elektrodynamiki kwantowej aż do 10^{-14} cm. W międzyczasie w roku 1960 Richter został profesorem nadzwyczajnym, a w 1963 został mianowany profesorem zwyczajnym w nowo powstałym Stanfordzkim Laboratorium Akceleratora Liniowego (SLAC), gdzie rozpoczęto wówczas budowę dwumilowego akceleratora liniowego przyspieszającego wiązkę elektronów aż do energii 20 GeV. Od samego początku konstrukcji akceleratora Richter proponował zbudowanie pierścieni akumulujących, które umożliwiłyby badanie anihilacji elektron-pozyton. Pierścienie te wykorzystywałyby akcelerator liniowy jako źródło wysokoenergetycznych elektronów i pozytonów. Wysoki koszt tego projektu powodował jednak opóźnienie decyzji. Dopiero w 1970 roku Komisja Energii Atomowej przyznała 5,3 milionów dolarów na budowę pierścieni akumulujących oraz aparatury do detekcji cząstek wtórnych. Budowa pierścieni akumulujących znanych dzisiaj pod nazwą SPEAR (Stanford Positron Electron Annihilation Rings), ukończona została w 1973 roku. Wtedy też ruszył pierwszy eksperyment prowadzony przez grupę fizyków ze SLAC-u pod kierunkiem Richtera we współpracy z grupą fizyków z Lawrence Berkeley Laboratory pod kierownictwem profesorów Gersona Goldhabera i Georga

Trillinga. W listopadzie 1974 r. przy analizie zderzeń elektronów i pozytonów o energii, każdej z wiązek, wynoszącej 1,55 GeV grupa 35 fizyków ze SLAC-u i Berkeley pod kierownictwem B. Richtera odkryła nową cząstkę o masie $3,1 \text{ GeV}/c^2$ i nazwała ją cząstką ψ .

Samuel Ting urodził się w roku 1936 w Ann Arbor (Michigan). Rodzice Tinga byli Chińczykami związanymi z środowiskiem uniwersyteckim. Do roku 1956 Ting przebywał w Chinach, a następnie powrócił do USA i ukończył studia na wydziale fizyki Uniwersytetu Michigan uzyskując stopień doktora w r. 1962. Następnie jako fizyk-eksperymentator pracował w Laboratorium Berkeley w Kalifornii z W. Jonesem i M. Perlem, w Europejskim Ośrodku Badań Jądrowych (CERN-ie) w Genewie z G. Cocconim i innymi oraz w Uniwersytecie Columbia w Nowym Jorku, gdzie pracowali również J. Steinberger, T. D. Lee i I. I. Rabi. W r. 1967 zaczął pracować w Instytucie Technologicznym Massachusetts jako profesor nadzwyczajny, w r. 1969 uzyskał tytuł profesora zwyczajnego.

W r. 1966 S. Ting zapoczątkował szeroki program badań produkcji par leptonów, zwłaszcza w zderzeniach hadronów. Program ten był realizowany początkowo w laboratorium synchrotronu elektronowego DESY w Hamburgu a następnie przy wykorzystaniu synchrotronu protonowego w Narodowym Laboratorium w Brookhaven koło Nowego Jorku. W r. 1974 grupa 14 fizyków z MIT i Brookhaven pod kierownictwem S. Tinga przy analizie par elektron-pozyton produkowanych w zderzeniach protonów o energii 28,5 GeV z jądrami berylu odkryła cząstkę o masie $3,1 \text{ GeV}/c^2$ i nazwała ją cząstką J .

W dniu 11 listopada 1974 r. S. Ting i B. Richter spotkali się w Stanford i przedyskutowali uzyskane wyniki. Po dyskusji został zredagowany wspólny komunikat o odkryciu nowej cząstki J/ψ , rozesłany następnie do ważniejszych ośrodków fizyki na świecie. Odkrycie to stanowiło istotny krok naprzód o fizyce cząstek elementarnych i spowodowało istotny przełom w tej dziedzinie. Dlatego zostało ono tak szybko nagrodzone najcieńszym wyróżnieniem naukowym, jakim jest nagroda Nobla.

Informacje nadesłali Wit Busza (MIT) i Ryszard Stroynowski (SLAC)

Nagroda Wydziału IV PAN za technologię cienkich warstw

Wśród dorocznych nagród Wydziału Nauk Technicznych PAN nagrodę za r. 1976 w dziedzinie technologii elektronowej otrzymał dr Stanisław Ignatowicz (Instytut Teleradiotechniczny) za opracowanie technologii próżniowej otrzymywania cienkich warstw półprzewodnikowych.

Nagrody Państwowej Rady d/s Wykorzystania Energii Atomowej

Państwowa Rada d/s Wykorzystania Energii Atomowej przyznała nagrody za r. 1976.

W dziale nauki nagrody indywidualne pierwszego stopnia otrzymali: prof. dr hab. Adam Sobieczewski (IBJ) — za systematyczne badania struktury i przemian najcieńszych pierwiastków, doc. dr hab. Jerzy Wdowczyk (IBJ) — za systematyczne badania rozwoju wielkich pęków promieniowania kosmicznego.

Nagrodę zespołową drugiego stopnia otrzymali: dr Barbara Badełek (UW), dr Jan Nasalski (IBJ), dr Andrzej Sandacz (IBJ), dr Teodor Siemiarczuk (IBJ), dr Joanna Stepaniak (IBJ) — za zbadanie oddziaływań deuteronów o pędzie $3,3 \text{ GeV}/c$ z protonami.

Nagrodę indywidualną trzeciego stopnia otrzymał doc. dr hab. Eryk Infeld (IBJ) — za opracowanie teorii stabilności fal nieliniowych w plazmie.

W dziale postępu technicznego nagrodę I stopnia otrzymał zespół z Instytutu Fizyki i Techniki Jądrowej AGH pod kierunkiem prof. Tadeusza Florkowskiego za opracowanie i wdrożenie metody wykorzystania izotopów promieniotwórczych w hydrogeologii.

Radzieckie odznaczenia dla polskich fizyków

Uchwałą Prezydium Rady Najwyższej ZSRR za osiągnięcia w badaniach podstawowych i stosowanych w dziedzinie cząstek elementarnych i fizyki jądrowej oraz za rozwój współpracy naukowo-technicznej między krajami socjalistycznymi przyznano odznaczenia radzieckie polskim fizykom współpracującym ze Zjednoczonym Instytutem Badań Jądrowych w Dubnej. Orderem Czer-

wonego Sztandaru Pracy został odznaczony dyrektor Instytutu Fizyki Jądrowej w Krakowie, prof. dr Andrzej Hryniewicz. Order Przyjaźni Narodów przyznano wicedyrektorowi Instytutu Fizyki Doświadczalnej Uniwersytetu Warszawskiego, dr hab. Sławomirowi Chojnackiemu. Orderem Odznaki Honorowej odznaczono dyrektora Instytutu Fizyki Politechniki Warszawskiej, prof. dr Zbigniewa Strugałskiego.

PAP

Medal dla Siegbahna

Kai Siegbahn, dyrektor Instytutu Fizyki Uniwersytetu w Uppsali otrzymał od Uniwersytetu Columbia Medal Charlesa Fredericka Chandlera za opracowanie metody badania składu i struktury elektronowej warstw powierzchniowych — ESCA (Electron Spectroscopy for Chemical Analysis).

Współpraca polsko-meksykańska

Dnia 3 sierpnia 1976 r. zostało podpisane w Meksyku porozumienie o współpracy naukowej między Polską Akademią Nauk i Radą Narodową Nauki i Techniki (CONACYT) Meksyku.

Na mocy podpisanego dokumentu obie strony corocznie będą ustalać program wspólnych badań naukowych i określać tematykę współpracy. Strony współpracować też będą w dziedzinie kształcenia i rozwoju kadr naukowych według uzgodnionych specjalności. Przewiduje się także wymianę informacji i dokumentacji naukowej oraz udział w seminariach i sympozjach. Uzgodniono, że wiodące placówki naukowe realizujące program wspólnych badań ustalą plany robocze określające: zadania badawcze, formy współpracy, zobowiązania stron i terminy wykonania zadań.

Materiały Informacyjne PAN, Nr 9, 1976

150 rocznica powstania Politechniki Warszawskiej

W dniach 13 i 14 grudnia 1976 r. odbyły się obchody stu pięćdziesięciolecia Politechniki Warszawskiej, której załóżnikiem była utworzona z inicjatywy Stanisława Staszica w r. 1826 Szkoła Przygotowawcza do Instytutu Politechnicznego. Pierwszym rektorem (dyrektorem) był matematyk Kajetan Garbiński, późniejszy uczestnik powstania listo-

padowego i minister oświecenia narodowego rządu powstańczego.

W czasie obchodów odbyła się sesja naukowa poświęcona historii i wielkim tradycjom Politechniki Warszawskiej.

Międzynarodowa Klasyfikacja Fizyki

Komitet Analizy Bibliograficznej Międzynarodowej Rady Unii Naukowych (ICSU Abstracting Board) wydał nową Międzynarodową Klasyfikację Fizyki („International Classification for Physics — 1975”). Wszystkie ważniejsze dyscypliny fizyki zostały tam ujęte w 1200 klas i podklas. Publikację tę można zamawiać w ICSU Secretariat, 17 rue Mirabeau, F-75016 Paris. Cena \$ 10 + porto.

Spektroskopia molekularna

z wysoką zdolnością rozdzielczą

Trzecie Wszzechzwiązkowe Sympozjum na temat Spektroskopii Molekularnej z Wysoką Zdolnością Rozdzielczą odbyło się w dniach 13—16 września 1976 w Nowosybirsku. Wzięło w nim udział 80 uczestników z ZSRR oraz 13 z innych krajów: Czechosłowacji, Francji, NRD, Polski, Węgier, Wielkiej Brytanii i USA.

Tematyka obejmowała zarówno aspekty teoretyczne, jak i techniczne metody wysokiej zdolności rozdzielczej. Lasery strojne pozwalają na uzyskiwanie widm z bardzo wysoką zdolnością rozdzielczą. Analiza tych widm wymaga jednak bardzo głębokiego wniknięcia w molekularne procesy kwantowomechaniczne, hamiltoniany funkcji stanów podstawowych i wzbudzonych muszą być obliczane z dużą dokładnością, co z kolei wymaga stosowania odpowiednich metod obliczeniowych. Duży postęp osiągnięto dzięki stosowaniu metod algebraicznych do hamiltonianów wyższego rzędu i teorii grup w rozważaniach ich symetrii.

Przedstawiono również wiele nowych rozwiązań aparaturowych. Na szczególną uwagę zasługuje zbudowany w Gorki spektrometr fal milimetrowych z detektorem akustycznym.

Głównym osiągnięciem konferencji w Nowosybirsku było wykazanie, że ściśle zasady i przepisy postępowania odnoszące się do spektroskopii atomów i cząsteczek dwuatomowych mają szerokie zastosowanie dla cząsteczek wieloatomowych.

Europhysics News 7, No 12, 1976

SQUID-y

W dniach od 5 do 8 października 1976 odbyła się w Berlinie Zachodnim międzynarodowa konferencja na temat nadprzewodzących przyrządów kwantowych (superconducting quantum devices — SQUID), połączona z wystawą magnetometrów SQUID.

Szczegółowo omawiano parametry pracy i ograniczenia SQUID z napięciem prowadzącym stałym i częstości radiowych. Wydaje się, że teoria i technologia złącz tunelowych, mikromostków i kontaktów punktowych zbliża się już do dojrzałości, natomiast dużo jeszcze uwagi trzeba będzie poświęcić złączom Josephsona bardzo wysokiej częstości (powyżej 100 GHz).

Granica czułości SQUID na pola magnetyczne niskiej częstości wynosi $10^{-32} \text{ J/Hz}^{1/2}$. Dotychczas udało się już wyprodukować przyrządy o czułości 10^{-28} — $10^{-30} \text{ J/Hz}^{1/2}$, co jednak jeszcze jest za mało, aby móc stosować obecne SQUID-y do detekcji fal grawitacyjnych czy w pomiarach biomagnetyzmu w szczególności w magnetoencefalografii.

Bardzo wiele uwagi poświęcono istniejącym i potencjalnym możliwościom stosowania SQUID-ów w maszynach obliczeniowych. Wskazano również na rewolucyjne zmiany jakie technologia SQUID wywołać może w miernictwie prądów stałych i prądów niskiej częstości. Natomiast w programie konferencji nie uwzględniono tak ważnych problemów, jak potencjalne możliwości stosowania SQUID-ów w badaniach geomagnetyzmu i biomagnetyzmu.

Europhysics News 7, No 12, 1976

Spotkanie z laureatami Nobla

Tradycyjne już 26 spotkanie z laureatami Nobla odbyło się w dniach od 28 czerwca do 2 lipca 1976 r. w miasteczku niemieckim Lindau. Spotkania te są dla młodych fizyków okazją osobistego poznania laureatów Nobla, wysłuchania ciekawych odczytów i prowadzenia nieformalnych dyskusji z laureatami.

Serię odczytów rozpoczął Hannes Alfvén mówiąc o nauce, energii i zbrojeniach. Stwierdził, że naukowcy muszą przyjąć odpowiednie

działalność społeczną w odróżnianiu trzech rodzajów rozwoju: tego co jest dobre dla społeczeństwa, tego co jest złe i tego co jest katastrofalne. Alfvén uważa, że wyścig zbrojeń jądrowych zagraża katastrofalnie istnieniu człowieka na Ziemi. Czy człowiek zdolny jest zmobilizować dosyć zdrowego rozsądku, wysiłku myślowego i inicjatywy, by uratować samego siebie od zagłady? Odstraszenie, które jest istotne dla narodowego bezpieczeństwa supermocarstw, oparte jest na założeniu, że tym, którzy mogą decydować o użyciu bomb, zależy na życiu cywilnej ludności ich krajów. Z rozpowszechnieniem energii jądrowej może ponad 20 krajów będzie wkrótce dysponowało bombami jądrowymi i trudno uwierzyć, że żaden z tych jądrowych arsenałów nie wpadnie w ręce ludzi nieodpowiedzialnych, którzy mogą nie liczyć się z groźbą odwetu. „Równowaga strachu” może przestać w końcu działać. A w międzyczasie, mimo że obecny stan zbrojeń przekracza już poziom potrzebny do zniszczenia ewentualnego przeciwnika, co najmniej 3 bomby jądrowe są produkowane codziennie na świecie. Jeżeli niektóre inne gatunki wyginęły na Ziemi, to dlaczego człowiek ma się uważać za zabezpieczonego od takiego losu?

P. A. M. Dirac rozważał podłoże filozoficzne fizyki, mówił o podstawowych przekonaniach i przesądach w fizyce. Badacze muszą trzymać się pewnych podstawowych przekonań, które ciągle jednak podlegają dyskusji i krytyce i które trzeba odrzucać, gdy tylko okażą się przesadami: w ten sposób czynione są ważne odkrycia. Najlepszą podstawową myślą przewodnią, według Diraca, jest szukać tych związków, które odznaczają się piękną matematyczną — jest to zasada, którą kierował się już Louis de Broglie szukając związku między cząstkami a falami.

Pogodzenie mechaniki kwantowej z teorią względności okazało się trudne. W r. 1927 Dirac niezadowolony z matematycznej niedoskonałości teorii, która dopuszczała ujemne wartości prawdopodobieństwa, starał się znaleźć równanie stosujące się do cząstek poruszających się z prędkościami relatywistycznymi. Doszedł do mechaniki, w której wszystkie prawdopodobieństwa są dodatnie, a także znalazł równania opisujące spin i moment magnetyczny elektronu, co było nieoczekiwaną, dodatkową, premią. Ta teoria dopusz-

czała cząstki o energii dodatniej i o energii ujemnej i trzeba było zmienić pogląd na próżnię, nie można już jej było traktować jako po prostu pustą przestrzeń, lecz jako obszar minimalnej energii. Brak elektronu o energii ujemnej może być uważany za równoważny obecności nośnika dodatniej energii i dodatniego ładunku. W tym czasie panował przesąd, że istnieją tylko 2 cząstki — proton i elektron, o przeciwnych ładunkach, ale niestety z dużą różnicą mas. Dirac sądził, że dziura powinna mieć tę samą masę co elektron — zostało to potwierdzone przez odkrycie pozytonu. Jak bardzo zmienił się klimat opinii fizyków od tego czasu! Wówczas ludzie mieli opory przeciwko wprowadzaniu nowych cząstek, a dzisiaj każdy jest skłonny wprowadzać coraz to nowe ich rodzaje.

Najmłodszy z laureatów Brian Josephson zajął się stosunkiem inteligencji i umysłu do fizyki. Zadziwił raczej audytorium proponując transcendentálną medytację jako metodę eksperymentalną. Według filozofa Maharishi Mahesh Yogi przez medytację transcendentálną pojedynczy obserwator może zdeterminować, co dzieje się w umyśle. Josephson jest zdania, że powtarzane eksperymenty nad świadomością mogłyby doprowadzić do rezultatów ilościowych i być może fascynujących osiągnąć.

Przedmiotem odczytu Leona Coopera była przyczynowość i przypadek w teorii fizycznej. Mechanika kwantowa odrzuciła pojęcie przyczynowości. Funkcja falowa Schrödingera daje nam tylko prawdopodobieństwa — jednakowe przyczyny niekoniecznie muszą wywołać jednakowe skutki. Cooper przedstawił swoją interpretację mechaniki kwantowej. Twierdzi, że funkcja falowa nie dostarcza nam kompletnej informacji o teraźniejszości i przyszłości. Przejście od „możliwości” do „aktualności” zachodzi całkowicie w umyśle obserwatora, a świat realny, jaki obserwujemy, jest wynikiem interferencji między możliwymi światami.

Antony Hewish rozważał zjawiska fizyczne w warunkach ekstremalnych, badane przez astronomów. Przykładowo mówił o wielkich ilościach materii poddawanej ogromnym siłom grawitacyjnym. Materia degeneruje się pod ciśnieniem, elektrony nie pozostają już na swoich orbitach i gęstość może osiągać wartości rzędu 1 tony/cm³, jak np. w białych

karłach. Pod ciśnieniem kosmicznym nawet jądra mogą ulec zniszczeniu — protony i elektrony rekombinują w neutrony i gęstość może przekraczać 10⁹ ton/cm³. Istnienie takiej materii, o własnościach drastycznie różnych od spotykanych na Ziemi, przewidział przed czterdziestu laty Landau, ale dopiero ostatnie odkrycia astronomiczne gwiazd neutronowych potwierdziły to.

Rudolf Mössbauer, dyrektor Instytutu Lauego-Langevina w Grenoble, przedstawił możliwości aparaturowe badań fizyki neutronowej w swoim instytucie. Instytut ma charakter międzynarodowy i służy fizykom z wielu krajów. W ostatnim roku gościł 1200 fizyków z 136 laboratoriów z 16 krajów.

Robert Hofstadter przedstawił możliwości wywoływania fuzji jądrowej przy pomocy laserów. Błysk lasera dużej mocy wywołuje implozję kuleczek szklanych o średnicy poniżej milimetra, zawierających mieszaninę deuteru i trytu. Uzyskano w ten sposób strumień neutronów 6×10^7 o energii 14 MeV pochodzących z reakcji termojądrowej.

Willis Lamb mówił o wykorzystaniu laserów do rozdzielania izotopów. Metoda oparta jest na wprawianiu cząsteczek, np. SF₆, w drgania wymuszone, których amplituda jest dostateczna do zerwania więzów utrzymujących w cząsteczce atomy określonej masy.

Leo Esaki, jeden z pionierów przyrządów półprzewodnikowych, przedstawił ostatnie badania tunelowania wielobarierowego. Do kryształu GaAs wprowadza się drogą implantacji wiązką molekularną, kontrolowaną komputerem, periodyczną strukturę równoodległych barier (superlattice). W tak przygotowanych kryształach obserwuje się efekty kwantowomechaniczne wynikające z oddziaływania fal elektronowych z potencjałem barier. Uzyskuje się charakterystyki nieliniowe, m.in. ujemny opór i należy przypuszczać, że takie struktury wkrótce znajdą zastosowanie praktyczne.

O nadciekłości i własnościach gazu Bosego-Einsteina w temperaturze bliskiej zera bezwzględnej mówił Felix Bloch.

Ivar Giaever, który przerzucił się teraz z badania zjawisk tunelowych na badania biofizyczne, przedstawił wyniki swoich badań dotyczących związku fizyki powierzchni i immunologii. Między antyciałem produkowanym przez organizm broniący się przed chorobą

a odpowiednim antygenem zachodzi szczególnie powinowactwo wysoce selektywne. Płytką szklaną pokrytą warstwą indukuje się mniej przezroczysta po zanurzeniu w roztworze proteiny, gdyż osiada na niej monowarstwa proteiny. Dalsze zanurzanie płytki w roztworach innych protein nie będzie miało żadnego widocznego skutku, chyba, że zawierają one antyciała względem tej pierwszej. W tym przypadku przyłgnie następna warstwa, co zaciemni płytkę. Tą metodą immunologii powierzchniowej można wykrywać stężenia rzędu 10 ng/ml, podczas gdy zastosowanie znaczonych atomów promieniotwórczych pozwala wykrywać stężenia o rząd niższe. Metoda immunologii powierzchniowej znalazła już zastosowanie kliniczne.

Europhysics News 7, No 10, 1976

V Szkoła Rentgenograficznej Analizy Strukturalnej

W dniach od 18 do 29 września 1976 odbyła się w Trzebieszowicach V Szkoła Rentgenograficznej Analizy Strukturalnej. Jej organizatorem był Komitet Krytalografii PAN przy współudziale Instytutu Niskich Temperatur i Badań Strukturalnych PAN we Wrocławiu.

Program Szkoły obejmował podstawowe zagadnienia współczesnej krytalografii, problemy precyzyjnego oznaczania struktur krytalicznych, interpretacje niebraggowskich efektów dyfrakcyjnych pochodzących od zaburzeń uporządkowania w kryształach.

Wykłady prowadziło wielu wybitnych specjalistów jak N. W. Bielów (Moskwa), A. Guinier (Paryż), F. Hanica (Bratysława), K. Itoh (Japonia), A. Kalman (Budapeszt), H. Jagodziński (Monachium), P. M. de Wolf (Holandia), K. Łukaszewicz (INTIBS, Wrocław), J. Leciejewicz (IBJ, Świerk).

W czasie trwania Szkoły odbył się również przegląd komunikatów z prac własnych na tzw. sesji plakatowej. Sesja plakatowa, coraz częściej ostatnio wprowadzana na różnego typu konferencjach, polega na wywieszeniu w przeznaczony do tego sali odbitek komunikatów z prac własnych, co pozwala, nie przeciągając czasu konferencji, na zapoznanie się osobom zainteresowanym z treścią komunikatów i ułatwia dyskusję z autorami.

W Szkole wzięło udział około 100 osób

z wielu ośrodków krajowych. Następna Szkoła odbędzie się w r. 1979 i będzie miała charakter międzynarodowy.

Warto przy okazji przypomnieć, że w r. 1978 odbędzie się w Warszawie XI Międzynarodowy Kongres Krytalografii.

Materiały Informacyjne PAN Nr 10, 1976

Stowarzyszenie AMPERE organizuje kongres w Poznaniu

Stowarzyszenie AMPERE zostało założone w roku 1952 przez grupę uczonych francuskich z inicjatywy prof. A. Kastlera (laureata Nobla) oraz prof. R. Freymana. Stowarzyszenie skupia obecnie ok. 200 laboratoriów zajmujących się różnymi dziedzinami radiospektroskopii. Jest ono w zasadzie organizacją europejską, posiada jednak licznych członków z innych części świata. Siedzibą stowarzyszenia jest Genewa, gdzie mieści się stały sekretariat (adres: 32, Boulevard d'Yvoy) kierowany przez prof. G. Béné.

Działalność stowarzyszenia polega głównie na organizowaniu kongresów obejmujących całość tematyki, szkół letnich oraz konferencji specjalistycznych zwanych „Colloque AMPERE”. Kongresy i szkoły organizowane są w latach parzystych, a kolokwia w pozostałych. Ponadto stowarzyszenie wydaje kwartalnie biuletyn informujący o ukazujących się publikacjach członków AMPERE, o konferencjach itp.

Ostatnio, przy okazji XIX Kongresu Stowarzyszenia AMPERE (Heidelberg 27 IX — 1 X 1976) odbyło się zebranie Komitetu AMPERE, na którym ponownie obrano profesora E. R. Andrew z Nottingham prezesem tej organizacji na następne dwa lata. Funkcję sekretarza generalnego pełni w dalszym ciągu profesor G. Béné.

Komitet AMPERE ustalił również program spotkań naukowych na najbliższe lata. W roku 1977 od 21 VIII do 1 IX odbędzie się w Dublinie III Specjalistyczne Kolokwium AMPERE poświęcone technikom optycznym w rezonansie magnetycznym. Organizatorem jest prof. B. Henderson. (Warto tu wspomnieć, że pierwsze specjalistyczne Kolokwium AMPERE odbyło się w Krakowie w 1973 r. Dotyczyło ono metod impulsowych i relaksacji w magnetycznym rezonansie jądrowym).

a odpowiednim antygenem zachodzi szczególnie powinowactwo wysoce selektywne. Płytką szklaną pokrytą warstwą indukuje się mniej przezroczysta po zanurzeniu w roztworze proteiny, gdyż osiada na niej monowarstwa proteiny. Dalsze zanurzenie płytki w roztworach innych protein nie będzie miało żadnego widocznego skutku, chyba, że zawierają one antyciała względem tej pierwszej. W tym przypadku przyłgnie następna warstwa, co zaciemni płytkę. Tą metodą immunologii powierzchniowej można wykrywać stężenia rzędu 10 ng/ml, podczas gdy zastosowanie znaczonych atomów promieniotwórczych pozwala wykrywać stężenia o rząd niższe. Metoda immunologii powierzchniowej znalazła już zastosowanie kliniczne.

Europhysics News 7, No 10, 1976

V Szkoła Rentgenograficznej Analizy Strukturalnej

W dniach od 18 do 29 września 1976 odbyła się w Trzbiezowicach V Szkoła Rentgenograficznej Analizy Strukturalnej. Jej organizatorem był Komitet Kryształografii PAN przy współdziałaniu Instytutu Niskich Temperatur i Badań Strukturalnych PAN we Wrocławiu.

Program Szkoły obejmował podstawowe zagadnienia współczesnej kryształografii, problemy precyzyjnego oznaczania struktur krystalicznych, interpretacje niebraggowskich efektów dyfrakcyjnych pochodzących od zaburzeń uporządkowania w kryształach.

Wykłady prowadziło wielu wybitnych specjalistów jak N. W. Biełow (Moskwa), A. Guinier (Paryż), F. Hanica (Bratysława), K. Itoh (Japonia), A. Kalman (Budapeszt), H. Jagodziński (Monachium), P. M. de Wolf (Holandia), K. Łukaszewicz (INTIBS, Wrocław), J. Leciejewicz (IBJ, Świerk).

W czasie trwania Szkoły odbył się również przegląd komunikatów z prac własnych na tzw. sesji plakatowej. Sesja plakatowa, co częściej ostatnio wprowadzana na różnego typu konferencjach, polega na wywieszeniu w przeznaczony na to sali odbitek komunikatów z prac własnych, co pozwala, nie przeciągając czasu konferencji, na zapoznanie się osobom zainteresowanym z treścią komunikatów i ułatwia dyskusję z autorami.

W Szkole wzięło udział około 100 osób

z wielu ośrodków krajowych. Następna Szkoła odbędzie się w r. 1979 i będzie miała charakter międzynarodowy.

Warto przy okazji przypomnieć, że w r. 1978 odbędzie się w Warszawie XI Międzynarodowy Kongres Kryształografii.

Materiały Informacyjne PAN Nr 10, 1976

Stowarzyszenie AMPERE organizuje kongres w Poznaniu

Stowarzyszenie AMPERE zostało założone w roku 1952 przez grupę uczonych francuskich z inicjatywy prof. A. Kastlera (laureata Nobla) oraz prof. R. Freymana. Stowarzyszenie skupia obecnie ok. 200 laboratoriów zajmujących się różnymi dziedzinami radiospektroskopii. Jest ono w zasadzie organizacją europejską, posiada jednak licznych członków z innych części świata. Siedzibą stowarzyszenia jest Genewa, gdzie mieści się stały sekretariat (adres: 32, Boulevard d'Yvoy) kierowany przez prof. G. Béné.

Działalność stowarzyszenia polega głównie na organizowaniu kongresów obejmujących całość tematyki, szkół letnich oraz konferencji specjalistycznych zwanych „Colloque AMPERE”. Kongresy i szkoły organizowane są w latach parzystych, a kolokwia w pozostałych. Ponadto stowarzyszenie wydaje kwartalnie biuletyn informujący o ukazujących się publikacjach członków AMPERE, o konferencjach itp.

Ostatnio, przy okazji XIX Kongresu Stowarzyszenia AMPERE (Heidelberg 27 IX — 1 X 1976) odbyło się zebranie Komitetu AMPERE, na którym ponownie obrano profesora E. R. Andrew z Nottingham prezesem tej organizacji na następne dwa lata. Funkcję sekretarza generalnego pełni w dalszym ciągu profesor G. Béné.

Komitet AMPERE ustalił również program spotkań naukowych na najbliższe lata. W roku 1977 od 21 VIII do 1 IX odbędzie się w Dublinie III Specjalistyczne Kolokwium AMPERE poświęcone technikom optycznym w rezonansie magnetycznym. Organizatorem jest prof. B. Henderson. (Warto tu wspomnieć, że pierwsze specjalistyczne Kolokwium AMPERE odbyło się w Krakowie w 1973 r. Dotyczyło ono metod impulsowych i relaksacji w magnetycznym rezonansie jądrowym).

W roku 1978 odbędzie się XX Kongres AMPERE w Tallinie. Organizatorem jest profesor E. Lippmaa. Kongres ten poprzedzać będzie bezpośrednio szkoła letnia na Krecie, którą organizuje pani dr F. Milia z Uniwersytetu w Atenach. Następny z kolei kongres będzie zorganizowany w r. 1980 w Holandii przez profesora J. Schmidta z Delft.

Następnie zebranie przyjęło propozycję profesora J. Stankowskiego, dyrektora Instytutu Fizyki Molekularnej PAN w Poznaniu, zorganizowania w tym mieście Kongresu AMPERE w roku 1982. Będzie to więc w Polsce druga impreza tego nadzwyczaj zasłużonego dla nauki światowej stowarzyszenia.

Jacek Hennel

III Międzynarodowa Konferencja na temat miękkich materiałów magnetycznych

W dniach 14—16 września 1977 odbędzie się w Bratysławie (CSRS) III Międzynarodowa Konferencja na temat miękkich materiałów magnetycznych (Soft Magnetic Materials) organizowana pod auspicjami Europejskiego Towarzystwa Fizycznego.

Organizatorem Konferencji jest Czecho-słowacka Unia Matematyków i Fizyków. Przewodniczącym lokalnego komitetu organizacyjnego jest prof. O. Benda ze Słowackiego Technicznego Uniwersytetu w Bratysławie.

Głównym tematem Konferencji, pomyślonej jako forum dla dyskusji i wymiany poglądów między pracownikami nauki i przedstawicielami przemysłu, będą ostatnie osiągnięcia w dziedzinie przemysłowego zastosowania miękkich stopów magnetycznych. W programie przewiduje się również tematykę dotyczącą innych miękkich materiałów magnetycznych, uwzględniając szczególnie takie zagadnienia jak stratność, procesy magnesowania oraz specjalne techniki pomiarowe.

Poza referatami przeglądowymi, prezentowane będą również oryginalne prace własne.

Obrazy będą odbywać się w języku angielskim.

Informacje szczegółowe o Konferencji można uzyskać pisząc pod adresem:

Dr. P. Gonda
Soft Magnetic Materials 3
Slovak Technical University.

Mytna 36
880 19 Bratislava, ČSRS
lub w kraju:
doc. dr H. Lachowicz,
Instytut Fizyki PAN
Al. Lotników 32/46
02-668 Warszawa
tel. 43-52-32.

M. I. Muskhelishvili (1891—1976)

Mikołaj Iwanowicz Muskhelishvili (N. I. Muskhelishvili) urodził się w Tbilisi 19 lutego 1891 roku. Ukończył Uniwersytet Petersburski w 1914 r. W latach 1920—1935 pracował jako matematyk w Uniwersytecie Tyfliskim i w Tyfliskim Instytucie Politechnicznym. W 1933 r. został członkiem korespondentem, a w 1939 r. członkiem rzeczywistym Akademii Nauk ZSRR. Od założenia w 1941 roku Gruzińskiej Akademii Nauk był przez przeszło trzydzieści lat jej prezesem. Pełnił poza tym wiele innych odpowiedzialnych funkcji.

Prace Mikołaja I. Muskhelishvili w teorii sprężystości, a zwłaszcza w teorii równań całkowych, w których był najwybitniejszym autorytetem, zdobyły mu powszechne uznanie matematyków i światowy rozgłos. Jego słynna monografia poświęcona osobliwym równaniom całkowym przetłumaczona na angielski (N. I. Muskhelishvili, *Singular Integral Equations*, Noordhoff N. V., Groningen 1953) jest często cytowana przez fizyków teoretyków na całym świecie. M. I. Muskhelishvili zmarł w Tbilisi 15 lipca 1976 roku.

M. Suffczyński

Teodor Kopcewicz (1910—1976)

Dnia 8 listopada 1976 r. zmarł Teodor Kopcewicz, profesor zwyczajny Wydziału Fizyki Uniwersytetu Warszawskiego, dyrektor Instytutu Geofizyki UW, przewodniczący Rady Naukowej Instytutu Geofizyki PAN, wybitny specjalista w dziedzinie fizyki atmosfery. Obszerniejsze wspomnienie zamieścimy w jednym z najbliższych zeszytów.

OD REDAKCJI

W zeszytcie nr 1/28/1977 „Postępów Fizyki”, załączyliśmy ankietę z prośbą o przesłanie uwag Czytelników o naszym czasopiśmie. Wyniki ankiety będą niezwykle cenne dla dalszego redagowania „Postępów” i dlatego bardzo prosimy Czytelników o przesłanie — anonimowych lub podpisanych — ankiet na adres Redakcji.

Komitet Redakcyjny

Informacje dla Autorów

Komitet Redakcyjny w celu skrócenia cyklu wydawniczego prosi autorów o opracowywanie materiałów przeznaczonych do druku w „Postęпах Fizyki” zgodnie z podanymi niżej wytycznymi:

1. Maszynopisy pracy (oryginał i jedną kopię) należy nadsyłać pod adresem: Redakcja Postępów Fizyki, ul. Hoża 69, 00-681 Warszawa. W liście towarzyszącym prosimy podać dokładny adres do dalszej korespondencji (do przesłania korekty i honorarium autorskiego). O przyjęciu pracy do druku decyduje Komitet Redakcyjny.

2. Maszynopis winien być napisany na arkuszach formatu A4 jednostronnie, z podwójną interlinią (nie więcej niż 30 wierszy na stronie) i marginesem 3,5 cm z lewej strony.

3. Pierwsza strona maszynopisu winna zawierać imię i nazwisko autora, miejsce pracy z adresem, tytuł pracy w języku polskim i angielskim oraz streszczenie (do 20 wierszy maszynopisu) w języku polskim i angielskim (wymagania te nie odnoszą się do recenzji książek, notatek do kroniki i sprawozdań ze zjazdów i konferencji).

4. Rozdziały, paragrafy, wzory, rysunki, tablice i odsyłacze do literatury należy numerować kolejno przy użyciu cyfr arabskich. Prosimy używać liter tylko łacińskich i greckich oraz nawiasów okrągłych, kwadratowych czy sześciennych i wpisywać je ręcznie przy braku odpowiednich czcionek.

5. Wzory należy wpisywać czytelnie, a w szczególności bardzo wyraźnie wpisywać wskaźniki i wykładniki potęg. Symbole wielkości wektorowych należy podkreślić czarnym ołówkiem, gdy będą wydrukowane tłustym drukiem (nie rysować strzałek).

6. Rysunki należy wykonać starannie w jednym egzemplarzu na oddzielnych arkuszach w formie 2 do 4 razy większej niż mają być w druku. Napisy: ograniczone do minimum, winny być czytelne i tylko w języku polskim. Na odwrocie rysunku należy podać jego numer, nazwisko autora i pierwsze wyrazy tytułu pracy. Podpisy do rysunków, tablice (z ich tytułami) i spis literatury winny być napisane na oddzielnych stronach.

7. Wszelkie przypisy i uwagi, numerowane kolejno gwiazdkami, winny być zamieszczone nie w spisie literatury, a u dołu strony, na której są odsyłacze.

8. Spis literatury winien być sporządzony według wzoru:

[1] A. Białas, W. Czyż, Acta Phys. Pol. B 5, 523 (1974).

[2] A. Bohr, B. R. Mottelson, Nuclear Structure, t. 1, Benjamin, New York 1969, str. 100.

[3] N. N. Bogolyubov, D. V. Shirkov, Vvedenie v teoryu kvantovannykh polei, Nauka, Moskva 1973, str. 240.

Sktóry nazw czasopism i transliteracja z alfabetów nielacińskich według *Physics Abstracts*. Odsyłacze do literatury w tekście pracy powinny być w nawiasach kwadratowych.

9. Autora obowiązuje wykonanie korekty autorskiej, którą należy zwrócić w ciągu 3 dni pod adresem: Państwowe Wydawnictwo Naukowe, Dział Czasopism, ul. Smoleńsk 14, 31-112 Kraków. Przetrzywanie korekty może spowodować przesunięcie artykułu do następnego zeszytu.

10. Autor otrzymuje bezpłatnie 25 egz. odbitek pracy. Dodatkowe odbitki można zamawiać odpłatnie przy przesyłaniu korekty autorskiej. Cena na 1 egz. odbitki o objętości 1—16 s. wynosi zł 8.—

POSTĘPY FIZYKI

(dwumiesięcznik)

Warunki prenumeraty czasopisma

Cena prenumeraty: półrocznie zł 45,—
rocznie zł 90,—

Prenumeratę na kraj przyjmują Oddziały RSW „Prasa—Książka—Ruch” oraz urzędy pocztowe i doręczyciele w terminach:

do dnia 25 listopada na styczeń, I kwartał, I półrocze roku następnego i cały rok następny
do dnia 10 każdego miesiąca poprzedzającego okres prenumeraty na pozostałe okresy roku bieżącego.

Jednostki gospodarki uspołecznionej, instytucje i organizacje społeczno-polityczne składają zamówienia w miejscowych Oddziałach RSW „Prasa—Książka—Ruch”.

Zakłady pracy w miejscowościach, w których nie ma Oddziałów RSW oraz prenumeratorzy indywidualni, zamawiają prenumeratę w urzędach pocztowych lub u doręczycieli.

Prenumeratę ze zleceniem wysyłki za granicę, która jest o 50% droższa od prenumeraty krajowej, przyjmuje RSW „Prasa—Książka—Ruch”, Centrala Kolportażu Prasy i Wydawnictw, ul. Towarowa 28, 00-958 Warszawa, konto PKO nr 1531-71, w terminach podanych dla prenumeraty krajowej.

Bieżące i archiwalne numery można nabyć lub zamówić we Wzorcowni Wydawnictw Naukowych PAN — Ossolineum — PWN, Pałac Kultury i Nauki (wysoki parter), 00-901 Warszawa oraz w księgarniach naukowych „Domu Książki”.

INFORMATION FOR SUBSCRIBERS

A subscription order stating the period of time, subscriber's name and address can be sent to any subscription agent or directly to Foreign Trade Enterprise ARS POLONA—RUCH, 00-068 Warszawa, Krakowskie Przedmieście 7, P.O. Box 1001, Poland.

Please send payments (annual subscription US \$ 12) to the account of ARS POLONA—RUCH, through Bank Handlowy S.A., Traugutta 7, 00-067 Warszawa, Poland.

Tylko prenumerata zapewnia regularne otrzymywanie czasopisma

TREŚĆ

Georgij N. Florow — Lauroat Medalu im. Mariana Smoluchowskiego (Z. Wilhelmi)	109
M. Sadowski — Badania nad kontrolowaną syntezą termojądrową	113
S. A. Moszkowski — Gwiazdy neutronowe (tłum. J. Dąbrowski)	145
M. Budzyński, M. Subotowicz — Zaburzone korelacje kierunkowe β - γ w badaniach pól wewnętrznych w ośrodkach skondensowanych	159
M. Suffczyński — Spektroskopia wielofotonowa bez efektu Dopplera	167
ZE ZJAZDÓW I KONFERENCJI	
M. Szeptycka — XVIII Międzynarodowa Konferencja Fizyki Wysokich Energii w Tbilisi	185
A. Sobieczewski, Z. Sujkowski — Europejska konferencja fizyki jądrowej uprawianej z pomocą ciężkich jonów w Caen	189
A. Graja — Szkoła Letnia na temat „Teoria rozcienczonych stopów” w Białejewku	193
RECENZJE	
G. I. Minkiszew — Prawidłowości dynamiczne i statystyczne w fizyce (M. Kalinowski)	195
KRONIKA OD REDAKCJI	

CONTENTS

Georgij N. Florov — The Marian Smoluchowski Medal winner (Z. Wilhelmi)	109
M. Sadowski — Research on Controlled Thermonuclear Fusion	113
S. A. Moszkowski — Neutron Stars	145
M. Budzyński, M. Subotowicz — The Use of the Perturbed β - γ Angular Correlations in Studying of the Internal Fields in the Condensed Media	159
M. Suffczyński — Doppler-Free Multi-Photon Spectroscopy	167
MEETINGS AND CONFERENCES	
REVIEWS	
CHRONICLE	
EDITORIAL	