
PTF

DWUMIESIĘCZNIK
POŚWIĘCONY
UPOWSZECHNIANIU
WIEDZY
FIZYCZNEJ

POSTĘPY FIZYKI

TOM 34
ZESZYT 4
1983

ZARZĄD

Prezes

Prof. dr TADEUSZ SKALIŃSKI

Wiceprezesa

Prof. dr EWA SKRZYPCZAK
Prof. dr ADAM STRZAŁKOWSKI

Sekretarz Generalny

Doc. dr WŁODZIMIERZ ZYCH

Skarbnik

Dr hab. ALEKSANDRA KOPYSTYŃSKA

Członkowie Zarządu

Prof. dr FRANCISZEK KACZMAREK
Mgr WANDA KAMIŃSKA
Prof. dr STANISŁAW ŁĘGOWSKI
Prof. dr CECYLIA WESOŁOWSKA

oraz redaktorzy naczelni czasopism PTF

Prof. dr ADAM SOBICZEWSKI — *Postępy Fizyki*
Prof. dr WIESŁAW CZYŻ — *Acta Physica Polonica*
Doc. dr MICHAŁ ŚWIĘCKI — *Delta*
Prof. dr ROMAN INGARDEN — *Reports on Mathematical Physics*

PRZEWODNICZĄCY ODDZIAŁÓW TOWARZYSTWA

Prof. dr hab. EUDOKIA OSTASZEWICZ (Białystok)
Doc. dr MIKOŁAJ ROZWADOWSKI (Bydgoszcz)
Dr RYSZARD HRABAŃSKI (Częstochowa)
Prof. dr JÓZEF HELDT (Gdańsk)
Dr ANDRZEJ SYCZ (Gliwice)
Dr MAREK ZRAŁEK (Katowice)
Doc. dr hab. WITOLD PRECHT (Koszalin)
Prof. dr ANDRZEJ HRYNKIEWICZ (Kraków)
Dr BARBARA GŁADYSZEWSKA (Lublin)
Doc. dr STANISŁAW MICHAŁAK (Łódź)
Dr DANUTA TOKAR (Opole)
Doc. dr TADEUSZ HILCZER (Poznań)
Prof. dr ROMAN WYRZYKOWSKI (Rzeszów)
Dr JERZY MAJSZCZYK (Szczecin)
Prof. dr hab. STANISŁAW ŁĘGOWSKI (Toruń)
Doc. dr ŁUKASZ A. TURSKI (Warszawa)
Prof. dr hab. JAN MOZRZYMAS (Wrocław)

ADRES ZARZĄDU

00-681 WARSZAWA, ul. HOŻA 69

POLSKIE TOWARZYSTWO FIZYCZNE

POSTĘPY FIZYKI

DWUMIESIĘCZNIK POŚWIĘCONY UPOWSZECHNIANIU
WIEDZY FIZYCZNEJ

TOM 34, ZESZYT 4

PAŃSTWOWE WYDAWNICTWO NAUKOWE
1983

RADA REDAKCYJNA

Ludwik Natanson, Leonard Sosnowski, czł. rzec. PAN, Przemysław Zieliński

KOMITET REDAKCYJNY

Redaktor Naczelny — Adam Sobiczewski

Członkowie Redakcji — Magdalena Staszal, Barbara Wojtowicz

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

Korespondenci Oddziałów PTF

mgr *Irena Lasocka* (Białystok)

dr *Romuald Pfranger* (Częstochowa)

dr *Stanisław Zachara* (Gdańsk)

doc. dr hab. *Józef Szpilecki* (Gliwice)

dr *Janusz Frąckowiak* (Katowice)

dr *Anna Kapuścik* (Kraków)

mgr *Józef Pomorski* (Lublin)

prof. dr hab. *Leszek Wojtezak* (Łódź)

mgr *Wojciech Dindorf* (Opole)

doc. dr hab. *Andrzej Graja* (Poznań)

mgr *Alina Lakner-Małowicz* (Szczecin)

dr *Hanna Męczyńska* (Toruń)

doc. dr hab. *Aniela Wolska* (Warszawa)

dr *Bernard Jancewicz* (Wrocław)

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

Nakład 2000+90 egz. Ark. wyd. 10,0. Ark. druk. 7 1/16+4wkl. Papier piśmienny kl. III, 71 g. Oddano do składania w marcu 1983 r. Podpisano do druku we wrześniu 1983 r. Druk ukończono we wrześniu 1983 r. Zam. 142/83. Cena zł 60.—

Drukarnia Uniwersytetu Jagiellońskiego, Kraków, Manifestu Lipcowego 13

Steven Weinberg

Lyman Laboratory of Physics
Harvard University
i Harvard Smithsonian Center for Astrophysics
Cambridge, USA

Rozpad protonu *

The Decay of the Proton

Abstract: The proton is known to have a lifetime at least 10^{20} times the age of the universe, but theory indicates that it may not live forever. If it is not immortal, all ordinary matter will ultimately disintegrate.

Odkrycie promieniotwórczości przez Antoine Henri Becquerela w 1896 r. rozwiało przekonanie, że wszystkie atomy są trwałe i niezmiennie. Jak to później rozumiano, odkryte przez Becquerela cząstki o wysokiej energii zostały wysłane podczas samorzutnego rozpadu jąder atomów substancji promieniotwórczej na inne jądra atomowe. Choć ta nietrwałość jąder była interesująca, wydawała się czymś rzadkim, właściwością jedynie pewnych ciężkich pierwiastków takich jak uran czy rad. Jądra pospolitych pierwiastków, takich jak wodór czy tlen, uważano za absolutnie trwałe.

Mamy obecnie kilka teoretycznych przesłanek, by podejrzewać, że ostatecznie wszystkie jądra atomowe się rozpadają, a więc, że cała materia jest w pewnym niewielkim stopniu promieniotwórcza. W tego rodzaju rozpadach jedna z dwu typów cząstek w jądrze atomowym, proton lub neutron, zostanie samorzutnie przekształcona w wysokoenergetyczne cząstki całkiem odmienne od tych, które tworzą zwykły atom. Nawet najlżejsze jądro, jądro wodoru, którym jest zwykły proton, ulegałoby rozpadowi.

Wiele wskazówek, poczynając od długiego wieku Ziemi, świadczy, że materia nie może być bardzo nietrwała. Jeśli zwykła materia się rozpada, to dzieje się to bardzo wolno, tak wolno, że do wykrycia tego rozpadu potrzebne będą eksperymenty na niezwykle wielką skalę. Becquerel odkrył rozpad promieniotwórczy jąder uranu w kryształku soli uranu o wadze kilku gramów; aby zaobserwować słabszą promieniotwórczość związaną

* Artykuł opublikowany w *Scientific American* 244, no. 6 (June), 52 (1981) został przetłumaczony za zgodą Autora i Wydawcy. [Translated with permission. Copyright © 1981 by Scientific American, Inc. All rights reserved.] (przyp. Red.)

z rozpadem protonu konieczna będzie obserwacja wielu ton materii. Niemniej jednak doświadczalne poszukiwania rozpadu protonu już się rozpoczęły.

Aby zobaczyć, co wchodzi w grę w tych eksperymentach, warto najpierw zapytać, dlaczego cokolwiek w świecie miałyby trwać wiecznie. Na przykład elektron nadal uważamy za absolutnie trwały. Jakie zasady fizyczne zabraniają mu się rozpaść na inne cząstki? Zrozumienie trwałości cząstek takich jak elektron pozwoli osądzić, czy istnieją jakieś zasady fizyki zabraniające rozpadu zwykłych jąder atomowych.

Doświadczenie zdobyte przez fizykę cząstek elementarnych uczy nas, że dowolny proces rozpadu, jaki możemy sobie wyobrazić, nastąpi samorzutnie, o ile nie zabrania tego jedno z praw zachowania w fizyce. Prawo zachowania stwierdza, że całkowita wartość pewnej wielkości, takiej jak energia czy ładunek elektryczny, nie może nigdy ulec zmianie. Nawet jeśli rozpad protonu nie jest wywołany bezpośrednio przez jedno z podstawowych oddziaływań cząstek elementarnych, to jeśli nie jest on wzbroniony przez jakieś prawo zachowania, zajdzie za pośrednictwem mniej lub bardziej złożonego ciągu emisji i absorpcji cząstek. Tak więc rozważając, czy jakaś cząstka jest trwała, musimy zapytać, czy jej rozpad pogwałciłby jakieś prawo zachowania.

Prawo zachowania energii jest łatwo stosować. Wymaga ono po prostu, by masa rozpadającej się cząstki (lub energia równoważna tej masie) była większa, niż całkowita masa produktów rozpadu. (Nie wystarczy, by te masy były równe, gdyż pewna masa musi ulec zamianie na energię kinetyczną produktów rozpadu). A więc dobry sposób przystąpienia do oceny trwałości jakiegokolwiek cząstki polega na sporządzeniu listy wszystkich cząstek o mniejszej masie, na które mogłaby się ona ewentualnie rozpaść.

Spójrzmy na elektron. Jak dotychczas wiadomo, istnieje zaledwie parę rodzajów cząstek o masie mniejszej od masy elektronu. Najlepiej znaną z nich jest foton, kwant światła, którego masa, jak sądzimy, jest dokładnie równa zero. Mamy dobre podstawy teoretyczne, by uważać, że istnieje również kwant promieniowania grawitacyjnego — grawiton, także o masie równej zero. Wreszcie istnieją różne rodzaje cząstek zwanych neutrinami, które pod pewnymi względami są podobne do elektronu; są one wysyłane w znanym procesie promieniotwórczym zwanym rozpadem beta, tym właśnie, który Becquerel odkrył w 1896 r. Myślano na ogół, że neutrina mają masę równą zero, ale w chwili obecnej wyznaczenie ich mas jest przedmiotem intensywnych wysiłków zarówno teoretycznych, jak i doświadczalnych. Nie ma jednak wątpliwości, że co najmniej jeden z rodzajów neutrin ma masę mniejszą niż jedna tysięczna masy elektronu.

Dlaczego więc elektron nie rozpada się, powiedzmy, na neutrina i fotony? Odpowiedź brzmi, że wprawdzie taki rozpad mógłby spełnić prawo zachowania energii, ale pogwałciłby inne prawo zachowania — prawo zachowania ładunku elektrycznego. Benjamin Franklin pierwszy spostrzegł, że ilość ładunku elektrycznego (tj. ilość ładunku dodatniego minus ilość ujemnego) nigdy nie wzrasta ani nie maleje, chociaż ładunki różnoimienne można rozdzielić lub doprowadzić do rekombinacji. Elektrony niosą określony ujemny ładunek elektryczny, ale wszystkie lżejsze cząstki, na które elektron mógłby się rozpaść (foton, grawiton i neutrina) nie mają ładunku elektrycznego. Rozpad elektronu pociągałby

za sobą unicestwienie pewnej ilości ujemnego ładunku elektrycznego, jest więc ściśle wzbroniony.

Zastanówmy się teraz, jak te dwa prawa zastosować do rozpadu dwu rodzajów cząstek, z których składa się jądro atomowe. Chwilowo zatrzymajmy się przy lżejszej z nich, protonie; do neutronu powrócimy później. Proton niesie z sobą dodatni ładunek elektryczny, równy co do wielkości ładunkowi elektronu i o przeciwnym znaku, a więc też nie może się rozpaść na neutrino, fotony czy grawitony. Ale proton jest ok. 1820 razy cięższy od elektronu i istnieje kilka cząstek o mniejszej masie, które też mają ładunek dodatni. Proton mógłby się na nie rozpadać bez pogwałcenia zasady zachowania energii i ładunku. Na przykład, elektron ma antycząstkę zwaną pozytonem, o tej samej masie co elektron, lecz o dodatnim ładunku elektrycznym, równym ładunkowi protonu. (Każdej cząstce odpowiada antycząstka o takiej samej masie, lecz o przeciwnych wartościach innych wielkości, takich jak ładunek elektryczny. Nawiasem mówiąc, pozyton jest trwały z tych samych powodów, co elektron.) Nie ma w prawach zachowania energii czy ładunku niczego, co zabraniałoby protonowi rozpadać się na pozyton i pewną liczbę fotonów i neutrin.

Innym kandydatem na produkt rozpadu protonu jest antymion. Mion jest cząstką przypominającą pod wieloma względami elektron, i ma taki sam ładunek, lecz 210 razy większą masę. (Mion rozpada się na elektron i neutrino.) Antymion ma ten sam ładunek, co proton, ale zaledwie jedną dziewiątą jego masy. Proton mógłby więc rozpadać się na antymion i lekkie cząstki neutralne, np. fotony i neutrino.

Jeszcze innym możliwym produktem rozpadu protonu jest mezon, członek grupy cząstek nietrwałych o masach pośrednich między masą protonu i elektronu. Prawa zachowania energii i ładunku pozwoliłyby protonowi rozpaść się, powiedzmy, na dodatnio naładowany mezon i neutrino lub na neutralny mezon i pozyton. Każdy z tych procesów prowadziłby do całkowitego zniszczenia atomu wodoru. W przypadku cięższego pierwiastka procesy te zmieniłyby jego chemiczną naturę i wyzwoliły energię w ilościach znacznie przekraczających te, które charakteryzują zwykłą promieniotwórczość.

Czemu materia wokół nas nie rozpada się w wyniku takich właśnie procesów? Wydaje się, że problem ten dostrzegł pierwszy Hermann Weyl w 1929 r. Nie znano jeszcze wówczas pozytonów, mionów ani mezonów, nie można więc było wyobrazić sobie przedstawionych powyżej przypuszczalnych schematów rozpadu protonu. Niemniej jednak Weyla intrygowała trwałość materii; być może zastanawiał się, czemu protony w atomie nie pochłaniają elektronów z orbit, wywołując tym na przykład rozpad atomu wodoru na ulewę fotonów. Weyl sugerował, że trwałość materii dałoby się wyjaśnić, gdyby istniały dwa rodzaje ładunku elektrycznego, jeden przenoszony przez elektron, a drugi przez proton. Gdyby każdy rodzaj ładunku był zachowany z osobna, wzajemna anihilacja protonu i elektronu byłaby wzbroniona. Pomysł Weyla nie wzbudził w swoim czasie zbytniego zainteresowania.

Problem podjęli ponownie E. C. G. Stueckelberg w 1938 r. i Eugene P. Wigner (w pewnym przypisku) w 1949 r. Zaproponowali oni to, co stało się powszechnie przyjętym poglądem, a mianowicie, że oprócz energii i ładunku elektrycznego istnieje jeszcze inna zachowująca się właściwość materii, którą nazwano liczbą barionową. Bariony (z greckiego

barys — ciężki) stanowią rodzinę zawierającą proton i wiele cząstek odeń cięższych, np. neutron i wysoce nietrwałe cząstki zwane hiperonami. Wszystkim barionom przypisano liczbę barionową równą $+1$, a wszystkie lżejsze cząstki, włączając foton, elektron, pozyton, grawiton, neutrino, mion i mezony mają liczbę barionową równą zero. Liczba barionowa atomu lub innego złożonego układu cząstek jest sumą liczb barionowych jego składników. Wynika z tego, że dowolny zbiór cząstek lżejszych od protonu ma liczbę barionową równą zero. Prawo zachowania liczby barionowej polega na stwierdzeniu, że całkowita liczba barionowa nie może ulec zmianie. Rozpad protonu na lżejsze cząstki pociągałby zmianę stanu, którego liczba barionowa jest równa $+1$, na stan, w którym jest ona równa zero, a więc taki rozpad jest wzbroniony.

Liczba barionowa antycząstki ma przeciwny znak, niż liczba barionowa odpowiedniej cząstki. Na przykład antyproton ma liczbę barionową równą -1 ; jest on antybarionem. Proton może anihilować z antyprotonem bez pogwałcenia zasady zachowania ładunku; proton i antyproton mają całkowitą liczbę barionową $(+1) + (-1)$, czyli zero, mogą się więc razem przekształcić w pęk mezonów lub fotonów. Tak więc zachowanie liczby barionowej nie wymaga, by każdy proton był nieśmiertelny, ale żąda raczej, by protony nie rozpadały się samorzutnie w zwykłej materii, w której nie ma antyprotonów.

Dotychczas omawiałem tylko rozpad protonu, ale oczywiście jądra większości atomów są złożone nie tylko z protonów, lecz także z neutronów. A jak wygląda możliwość rozpadu neutronu? Neutron jest barionem o ładunku elektrycznym równym zeru, a jego masa jest nieco większa od masy protonu. Mówiąc ściślej, masa neutronu jest nieco większa od sumy mas protonu i elektronu. Ten związek sugeruje jeden możliwy kanał rozpadu neutronu: mógłby powstać w nim proton, elektron i jakieś bezmasowe cząstki neutralne. Energia oczywiście może być w tym procesie zachowana. Podobnie jest z ładunkiem elektrycznym, gdyż ładunki protonu i elektronu znoszą się nawzajem. Liczba barionowa jest także zachowana, gdyż zarówno w przypadku neutronu, jak i protonu wynosi ona $+1$, jest zaś równa zero dla pozostałych cząstek.

Neutron swobodny (tzn. nie związany w jądrze atomowym) rozpada się dokładnie w ten sposób, dając proton, elektron i antyneutrino. Połwkowy czas życia swobodnego neutronu, czyli czas potrzebny na to, by rozpadła się połowa neutronów zawartych w dużej próbce, wynosi z grubsza 10 minut. Neutrony w pewnych jądrach atomowych, np. w jądrze trytu (ciężkiego izotopu wodoru z jednym protonem i dwoma neutronami), mogą również rozpadać się na protony; jest to rozpad beta. Jednakże w większości jąder neutrony nie rozpadają się, gdyż potrzeba by było zbyt wiele energii na utworzenie protonu w polu odpychających sił elektrostatycznych generowanych przez inne protony w jądrze. W takich wypadkach neutrony są równie trwałe, jak protony.

Pozostaje jeszcze możliwość, że neutron związany w jądrze rozpadnie się w jakiś inny sposób, który nie zachowuje liczby barionowej. Na przykład mógłby wtedy powstać pozyton i ujemnie naładowany mezon, lub elektron i dodatnio naładowany mezon. Odkrycie takiego rozpadu neutronu w skądinąd trwałym jądrze byłoby tak samo znaczące, jak odkrycie rozpadu protonu. W istocie w eksperymentach nastawionych na szukanie rozpadu protonu szuka się również rozpadu związanego neutronu. Ponieważ rozpad swobodnego neutronu jest już dobrze znany, testy doświadczalne zachowania liczby barionowej noszą nazwę poszukiwań rozpadu protonu.

W ostatnich latach rozpowszechniło się przekonanie, że bariony i mezony zbudowane są z bardziej elementarnych cząstek zwanych kwarkami. Barion składa się z trzech kwarków, antybarion — z trzech antykwarków, a mezon składa się z kwarka i antykwarka. Elektron, mion i neutrino należą do rodziny cząstek zwanych leptonami, które nie są zbudowane z kwarków; w gruncie rzeczy nie widać, by miały one jakąś strukturę wewnętrzną. Na tej podstawie liczba barionowa dowolnego układu cząstek równa jest jednej trzeciej liczby kwarków „netto”, tj. jednej trzeciej różnicy między liczbą kwarków i antykwarków. Zachowanie tej liczby jest równoważne zachowaniu liczby barionowej.

Sceptyczny czytelnik może poczuć się nieco rozczarowany wyjaśnieniem trwałości protonu i związanego neutronu przy pomocy zachowania liczby barionowej. Moim zdaniem uczucie to jest usprawiedliwione. Liczbę barionową wprowadzono jako „regulę księgowania”, aby wyjaśnić fakt nieobserwowania rozpadu protonu i innych procesów z nim związanych; nie ma ona innego znanego sensu. Pod tym względem liczba barionowa bardzo się różni od ładunku elektrycznego, który ma bezpośrednie znaczenie dynamiczne: ładunek elektryczny generuje pola elektryczne i magnetyczne, i sam z kolei podlega działaniu tych pól, które mają obserwowalny wpływ na jego ruch. Teoria elektryczności i magnetyzmu nie miałyby sensu, gdyby ładunek elektryczny nie był zachowany, ale nie znamy żadnego takiego dynamicznego argumentu za zachowaniem liczby barionowej.

W istocie mamy przesłanki empiryczne przeciwko istnieniu jakiegokolwiek pola (nazwijmy je barytropowym), którego związek z liczbą barionową byłby taki sam, jak związek pola elektromagnetycznego z ładunkiem elektrycznym. Ziemia zawiera ok. 4×10^{51} protonów i neutronów, a więc ma ogromną liczbę barionową. Gdyby Ziemia była źródłem pola barytropowego, oczekivalibyśmy, że pole to będzie przyciągać lub odpychać protony i neutrony w zwykłych ciałach na powierzchni Ziemi. Siłę barytropową można by było odróżnić od siły ciężkości, gdyż siła ciężkości, którą Ziemia wywiera na jakieś ciało, jest proporcjonalna do masy tego ciała, natomiast siła barytropowa byłaby proporcjonalna do jego liczby barionowej. Ciała o równej masie, zbudowane z różnych pierwiastków, mogą mieć liczby barionowe różniące się prawie o 1%. Szereg bardzo dokładnych eksperymentów (poczynając od eksperymentów Rolanda von Eötvösa w 1889 r.) pokazuje, że przyciąganie ciał przez Ziemię jest w istocie z dużą dokładnością proporcjonalne do ich masy, a nie do ich liczb barionowych. W 1955 r. T. D. Lee z Columbia University i C. N. Yang z Institute for Advanced Study w Princeton wykazali na podstawie analizy wyników tych eksperymentów, że dowolna siła barytropowa między dwiema cząstkami jądrowymi musiałaby być znacznie słabsza od siły przyciągania grawitacyjnego, która sama jest już prawie o 40 rzędów wielkości mniejsza, niż siła elektromagnetyczna. Nie można w sposób absolutny wykluczyć, że liczba barionowa pełni rolę dynamiczną podobnie jak ładunek elektryczny, lecz argumenty Lee i Yanga czynią to bardzo mało prawdopodobnym.

Z wniosku, że liczba barionowa nie ma roli dynamicznej, nie wynika natychmiast, że nie jest ona zachowana. Od połowy lat trzydziestych fizycy zapoznali się z pewną liczbą innych wielkości, które, jak się wydaje, nie mają znaczenia dynamicznego takiego jak ładunek elektryczny, a jednak się zachowują, przynajmniej w pewnych sytuacjach. Do tych wielkości należą dziwność, izospin i sprzężenie ładunkowe. Na przykład protonom i neutronom przypisano dziwność równą zero, niektórym hiperonom — 1, a pewnym mezonom,

mezonom K — dziwność +1. Zachowanie dziwności wprowadzono jako „regułę księgowania”, aby wyjaśnić zaobserwowany fakt, że mezon K lub hiperon nie może być z osobna produkowany w zderzeniach zwykłych jąder atomowych, ale mogą one być produkowane łącznie, gdyż jeden mezon K i jeden hiperon mają sumaryczną dziwność równą zero. Przez długie lata po wprowadzeniu liczby barionowej nie wydawało się czymś niewiarygodnym, że zachowanie liczby barionowej jest jeszcze jedną z tych niedynamicznych „reguł księgowania”, która powszechnie obowiązuje.

Ten pogląd na prawa zachowania uległ radykalnej zmianie wraz z rozwojem nowoczesnych teorii oddziaływań cząstek elementarnych. Teorie te opisują wszystkie znane siły działające między cząstkami elementarnymi (oprócz grawitacji) w sposób bardzo podobny do tego, w jaki elektromagnetyzm opisywano w starszej teorii odnoszącej się wyłącznie do oddziaływań elektromagnetycznych; chodzi tu o elektrodynamikę kwantową, która rozwinęła się w latach trzydziestych i czterdziestych. Uważa się obecnie, że istnieje 12 pól podobnych do pola elektromagnetycznego w elektrodynamice kwantowej. Składa się na nie 8 pól gluonowych, dających silne oddziaływania jądrowe wiążące kwarki wewnątrz barionów i mezonów, oraz 4 pola elektroslabe, które w jednolity sposób dają zarówno słabe siły jądrowe odpowiedzialne za rozpad beta, jak i sam elektromagnetyzm. Istnieje odpowiednio 12 praw zachowania, podobnych do prawa zachowania ładunku, dla wielkości, o których mówimy: kolor, elektroslaby izospin i elektroslaby hiperładunek. (Kolor jest właściwością kwarków, która nie ma nic wspólnego z optycznym kolorem; ładunek elektryczny jest pewną ważoną kombinacją elektroslabego hiperładunku i elektroslabego izospinu). W przeciwieństwie do liczby barionowej, te nowe zachowujące się wielkości mają bezpośrednie znaczenie fizyczne: to właśnie cząstki niosące te wielkości generują pola gluonowe i elektroslabe, i z kolei te pola wywierają siły na każdą taką cząstkę. Siła oddziaływania zależy od wartości tych dwunastu wielkości niesionych przez cząstkę.

Jednocześnie z pojawieniem się nowych praw zachowania, stare niedynamiczne prawa zachowania straciły w pewnym sensie swą ważność. Na przykład zachowanie koloru (i inne zasady) narzuca tak mocne ograniczenia na nowoczesną teorię silnych oddziaływań, że nie ma sposobu by włączyć w nią komplikacje prowadzące do naruszenia zachowania dziwności. Można próbować wprowadzić podstawowe oddziaływania, które nie zachowują dziwności, ale zawsze da się wówczas przededefiniować to, co rozumiemy przez dziwność w taki sposób, że nadal jest ona zachowana. W naszym dzisiejszym rozumieniu zachowanie dziwności nie jest fundamentalną zasadą, jak zachowanie energii lub ładunku, lecz konsekwencją szczegółowej teorii silnych oddziaływań, a zwłaszcza prawdziwie fundamentalnego prawa zachowania koloru. Ponieważ zachowanie dziwności nie jest podstawową zasadą fizyki, nie ma powodu, by było ono słuszne poza silnymi oddziaływaniami. Rzeczywiście, już od czasu odkrycia dziwności wiedziano, że nie jest ona zachowywana przez słabe siły jądrowe.

Inne niedynamiczne prawa zachowania uległy podobnej detronizacji; nie są już uznawane za podstawowe prawa zachowania na równi z zachowaniem energii czy ładunku, lecz jedynie za matematyczne konsekwencje struktury obecnych teorii oddziaływań czą-



Rys. 1. Wielka hala na głębokości 1950 stóp pod powierzchnią ziemi w kopalni soli Morton, na wschód od Cleveland, zostanie w najbliższych miesiącach wypełniona 10 000 ton wody; jest to przygotowanie do poszukiwania rozpadu protonu lub neutronu związanego w jądrze atomowym. Rozmiary hali wynoszą $60 \times 80 \times 70$ stóp. Rozpad któregośkolwiek z $2,5 \times 10^{33}$ protonów i neutronów w centralnej części zbiornika wyprodukuje cząstki o dużych prędkościach. Gdy cząstka naładowana przemieszcza się w przezroczystym ośrodku szybciej, niż wynosi prędkość światła w tym ośrodku, wysyła ona stożek błękitnego światła zwanego promieniowaniem Czerenkowa. Promieniowanie to jest optyczną falą uderzeniową analogiczną do dźwiękowej fali uderzeniowej wywołanej przez samolot lecący z prędkością większą niż prędkość fali głosowej w powietrzu. Promieniowanie Czerenkowa rejestrować będzie 2400 fotopowielaczy zainstalowanych na ścianach hali. Eksperyment przeprowadzony zostanie pod ziemią, by zmniejszyć liczbę cząstek o wysokiej energii nadlatujących z przestrzeni kosmicznej, które można omyłkowo wziąć za produkty rozpadu protonu lub związanego neutronu. Do zespołu, który będzie pracował przy detektorze, należą badacze z Uniwersytetu Kalifornijskiego w Irvine, z Uniwersytetu Michigan i Narodowego Laboratorium w Brookhaven.



Rys. 2. **Betonowy blok** w kopalni Soudan w stanie Minnesota jest monitorowany w poszukiwaniu przypadków sygnalizujących rozpad protonu. W bloku o masie 31 ton znajduje się ok. 3450 liczników cząstek. Liczniki te będą rejestrować bezpośrednio produkty rozpadu protonu. Eksperyment prowadzi Uniwersytet Minnesota i Narodowe Laboratorium w Argonne.

stek elementarnych. Lista praw zachowania, które otecnie wydają się podstawowe, zawierałaby zachowanie 12 wielkości związanych z oddziaływaniami silnymi i elektroslabymi, zachowanie wielkości takich jak energia czy pęd, które są w podobny sposób związane z oddziaływaniem grawitacyjnym, oraz zachowanie liczby barionowej, które, jak sądzimy, nie jest związane z żadnym oddziaływaniem.

Już sam ten fakt czyni podejrzanym zachowanie liczby barionowej; wcale nie musi się zachowywać, w przeciwieństwie do energii, ładunku, koloru i innych wielkości, które muszą być zachowane, by teoria oddziaływań cząstek elementarnych była sensowna. Ponadto istnieją poszlaki wskazujące, że zachowanie liczby barionowej nie jest ścisłe. Jednej z tych wskazówek dostarcza nowoczesna teoria oddziaływań elektroslabych. Gerard 't Hooft z Uniwersytetu w Utrechcie pokazał, że w jego teorii pewne subtelne efekty, których nie da się przedstawić w postaci skończonej liczby emisji i absorpcji cząstek elementarnych, prowadzą do procesów nie zachowujących liczby barionowej, ale są to procesy niezwykle rzadkie. Procesy te są znacznie za wolne, by je można było wykryć, ale interesujący jest fakt, że pojawiają się właśnie dlatego, iż zachowanie liczby barionowej nie jest związane z żadnym polem barytropowym; podobne efekty nie prowadziłyby do niezachowania innych wielkości, takich jak ładunek elektryczny, które są związane z polami sił.

Inna wskazówka, że liczba barionowa może nie być zachowana, pochodzi z kosmologii. Można by się spodziewać, choćby tylko z powodów estetycznych, że Wszechświat rozpoczął swoje istnienie z taką samą ilością materii i antymaterii, a więc z tymi samymi liczbami barionów i antybarionów. Zgodnie z tą hipotezą na początku istnienia Wszechświata jego całkowita liczba barionowa równałaby się zero. Gdyby liczba barionowa była zachowana, to całkowita liczba barionowa Wszechświata pozostałaby równa zero. Prawie wszystkie protony i neutrony uległyby anihilacji w zderzeniach z antyprotonami i antyneutronami, i dzisiejszy Wszechświat zawierałby jedynie rzadką papkę z fotonów i neutrin, pozbawioną gwiazd, planet i naukowców.

Jest możliwe, że Wszechświat powstał już z przewagą materii nad antymaterią, tak, że coś zostało po anihilacji cząstek i antycząstek. Jest też możliwe (choć uważane na ogół za nieprawdopodobne), że materia i antymateria uległy rozdzieleniu i że żyjemy w obszarze o dodatniej liczbie barionowej we Wszechświecie, którego całkowita liczba barionowa jest równa zero. Jeśli jednak liczba barionowa nie jest zachowana, istnieje wówczas bardziej zachęcająca możliwość, a mianowicie, że na początku Wszechświata było tyle samo materii, co antymaterii, i że obecna przewaga cząstek o dodatniej liczbie barionowej jest skutkiem procesów fizycznych, które nie zachowują liczby barionowej¹. (Od czasu eksperymentu, który w 1964 r. wykonali James H. Christenson, James W. Cronin, Val L. Fitch i René Turlay z Uniwersytetu w Princeton wiadomo, że nie ma ścisłej symetrii między materią i antymaterią, wymagającej, by procesy z produkcją antybarionów zachodziły równie często, jak te z produkcją barionów.) Te rozważania, oraz podane przez Lee i Yanga

¹ Dokładne omówienie zagadnienia asymetrii materii i antymaterii znajdzie Czytelnik w artykule M. Mięśowicza w *Postępy Fizyki* 34, 107 (1983); patrz także wykłady noblowskie V. L. Fitcha (*Postępy Fizyki* 33, 29 (1982)) i J. W. Cronina (*Postępy Fizyki* 33, 149 (1982)). (przyp. Red.)

Tablica 1. Główne sposoby rozpadu cząstek są określone przez podstawowe prawa zachowania. Prawo zachowania energii wymaga, by masa rozpadającej się cząstki była co najmniej tak duża, jak całkowita masa produktów rozpadu. Prawo zachowania ładunku elektrycznego wymaga, by ładunek rozpadającej się cząstki był równy całkowitemu ładunkowi produktów rozpadu. Prawo zachowania liczby barionowej mówi, że liczba barionowa rozpadającej się cząstki musi być równa sumie liczb barionowych produktów rozpadu. Proton i wiele cząstek od niego cięższych ma liczbę barionową równą +1. Wszystkie cząstki lżejsze od protonu mają liczbę barionową równą 0. Cząstki są umieszczone w tablicy w kolejności rosnących mas. Masa podana jest w jednostkach równoważnej energii (MeV). Ładunek podany jest w jednostkach ładunku protonu. Pod każdym kanałem rozpadu znajduje się bilans trzech zachowanych wielkości. Rozpad protonu na lżejsze cząstki wymagałby przejścia ze stanu o liczbie barionowej +1 do stanu o liczbie barionowej 0, a więc ten rozpad jest wzbroniony przez prawo zachowania liczby barionowej. Jeśli stwierdzimy, że proton się rozpada, wówczas zachowanie liczby barionowej nie jest prawem uniwersalnie słusznym.

Cząstka	Masa (MeV)	Ładunek elektryczny	Liczba barionowa	Główny sposób rozpadu
foton (γ)	0	0	0	nie znany
neutrino (ν)	0?	0	0	nie znany
antyneutrino ($\bar{\nu}$)	0?	0	0	nie znany
elektron (e^-)	0,511	-1	0	nie znany
pozyton (e^+)	0,511	+1	0	nie znany
mion (μ^-)	105,7	-1	0	$\mu^- \rightarrow e^- + \nu + \bar{\nu}$ masa: $105,7 \rightarrow 0,511 + 0 + 0$ ładunek: $-1 \rightarrow -1 + 0 + 0$ 1. barionowa: $0 \rightarrow 0 + 0 + 0$
antymion (μ^+)	105,7	+1	0	$\mu^+ \rightarrow e^+ + \nu + \bar{\nu}$ masa: $105,7 \rightarrow 0,511 + 0 + 0$ ładunek: $+1 \rightarrow +1 + 0 + 0$ 1. barionowa: $0 \rightarrow 0 + 0 + 0$
mezon pi (π^+)	139,6	+1	0	$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu$ masa: $139,6 \rightarrow 105,7 + 0$ ładunek: $+1 \rightarrow +1 + 0$ 1. barionowa: $0 \rightarrow 0 + 0$
(π^0)	135	0	0	$\pi^0 \rightarrow \gamma + \gamma$ masa: $135 \rightarrow 0 + 0$ ładunek: $0 \rightarrow 0 + 0$ 1. barionowa: $0 \rightarrow 0 + 0$
(π^-)	139,6	-1	0	$\pi^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}$ masa: $139,6 \rightarrow 105,7 + 0$ ładunek: $-1 \rightarrow -1 + 0$ 1. barionowa: $0 \rightarrow 0 + 0$
mezon K (K^+)	493,7	+1	0	$K^+ \rightarrow \mu^+ + \nu$ masa: $493,7 \rightarrow 105,7 + 0$ ładunek: $+1 \rightarrow +1 + 0$ 1. barionowa: $0 \rightarrow 0 + 0$

Tablica 1 (cd.)

(K_S^0)	497,7	0	0	$K_S^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^-$ masa: 497,7 \rightarrow 139,6 + 139,6 ładunek: 0 \rightarrow +1 + -1 1. barionowa: 0 \rightarrow 0 + 0
(K_L^0)	497,7	0	0	$K_L^0 \rightarrow \pi^0 + \pi^0 + \pi^0$ masa: 497,7 \rightarrow 135 + 135 + 135 ładunek: 0 \rightarrow 0 + 0 + 0 1. barionowa: 0 \rightarrow 0 + 0 + 0
(K^-)	493,7	-1	0	$K^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}$ masa: 493,7 \rightarrow 105,7 + 0 ładunek: -1 \rightarrow -1 + 0 1. barionowa: 0 \rightarrow 0 + 0
proton (p)	938,3	+1	+1	nie znany
antyproton (\bar{p})	938,3	-1	-1	nie znany
neutron (n)	939,6	0	+1	$\bar{n} \rightarrow \bar{p} + e^- + \bar{\nu}$ masa: 939,6 \rightarrow 938,3 + 0,511 + 0 ładunek: 0 \rightarrow +1 + -1 + 0 1. barionowa: +1 \rightarrow +1 + 0 + 0
antyneutron (\bar{n})	939,6	0	-1	$\bar{n} \rightarrow \bar{p} + e^+ + \nu$ masa: 939,6 \rightarrow 938,3 + 0,511 + 0 ładunek: 0 \rightarrow -1 + +1 + 0 1. barionowa: -1 \rightarrow -1 + 0 + 0
hiperon Λ (Λ^0)	1115,6	0	+1	$\Lambda^0 \rightarrow p + \pi^-$ masa: 1115,6 \rightarrow 938,3 + 139,6 ładunek: 0 \rightarrow +1 + -1 1. barionowa: +1 \rightarrow +1 + 0
antyhiperon Λ ($\bar{\Lambda}^0$)	1115,6	0	-1	$\bar{\Lambda}^0 \rightarrow \bar{p} + \pi^+$ masa: 1115,6 \rightarrow 938,3 + 139,6 ładunek: 0 \rightarrow -1 + +1 1. barionowa: -1 \rightarrow -1 + 0

argumenty za niewystępowaniem sił barytropowych, spowodowały, że pewni teoretycy (m. in. rosyjski fizyk Andrej D. Sacharow i ja) zasugerowali w roku 1960, że liczba barionowa może nie być wielkością ściśle zachowaną. Rozważania kosmologiczne również zainspirowały w tym okresie co najmniej jeden z eksperymentów poszukujących rozpadu protonu, a mianowicie eksperyment T. Alväger, I. Martinsona i H. Rydego z uniwersytetu i Instytutu Nobla w Sztokholmie. W ostatnich latach wielu teoretyków opracowało schematy produkcji barionów w bardzo wczesnych stadiach rozwoju Wszechświata.

Każda sugestia możliwego niezachowania liczby barionowej natychmiast konfrontowana jest z faktem że zwykła materia jest bardzo trwała. Jak zauważył Maurice Goldhaber z Laboratorium Narodowego w Brookhaven, „czujemy w kościach”, że średni czas życia protonu jest dłuższy niż ok. 10^{16} lat. Gdyby był on krótszy, to 10^{28} protonów znajdują-

cych się w ciele ludzkim rozpadałoby się ze średnią szybkością ponad 10^{12} protonów na rok, co odpowiada 30 000 rozpadów na sekundę, i sami dla siebie stanowilibyśmy zagrożenie zdrowotne.

Można oczywiście ustalić ściślej granicę czasu życia protonu szukając rozpadu protonu. Pierwszy taki eksperyment wykonali w roku 1954 Frederic Reines i Clyde L. Cowan, Jr., pracujący wówczas w Laboratorium Naukowym w Los Alamos, oraz Goldhaber. Użyli w nim ok. 300 litrów scyntylatora węglowodorowego — substancji, w której cząstki naładowane o dużej energii, powstające przy rozpadzie protonu, wywoływałyby możliwy do zarejestrowania błysk światła. Tak jak we wszystkich późniejszych eksperymentach tego typu, aparaturę umieszczono pod ziemią, by osłonić ją przed promieniowaniem kosmicznym. (Wysokoenergetyczne cząstki tego promieniowania mogą spowodować zderzenia, które można omyłkowo uznać za rozpad protonu.) Przy tych środkach ostrożności zaobserwowano zaledwie kilka scyntylacji na sekundę, i prawie wszystkie można było związać z promieniami kosmicznymi, które przeniknęły głęboko pod ziemię. Reines, Cowan i Goldhaber wyciągnęli z tego wniosek, że średni czas życia protonu lub związanego neutronu musi być większy, niż 10^{22} lat.

Kolejne eksperymenty przeprowadzone przez pewną liczbę fizyków podwyższyły stopniowo wartość empiryczną dolnej granicy czasu życia protonu. Jak dotąd najbardziej skomplikowany eksperyment, którego wyniki już opublikowano, przedsięwziął zespół badaczy z Uniwersytetu Case Western Reserve, Uniwersytetu w Witwatersrand i Uniwersytetu Kalifornijskiego w Irvine. W latach 1964—71 trwała ciągła obserwacja 20 ton scyntylatora węglowodorowego na głębokości 3,2 km w południowoafrykańskiej kopalni złota. Z najnowszej analizy zebranych danych wynika, że średni czas życia protonu lub związanego neutronu jest dłuższy, niż ok. 10^{30} lat.

To jest naprawdę długi czas życia. Dla porównania, obecny wiek Wszechświata szacuje się zaledwie na 10^{10} lat. Można mieć nadzieję zaobserwowania rozpadów cząstek z tak długimi czasami życia tylko dlatego, że procesy rozpadu promieniotwórczego mają charakter statystyczny: próbka cząstek o średnim czasie życia równym t nie przetrwa w całości t lat i nie rozpadnie się później cała jednocześnie; to raczej ułamek $1/t$ całkowitej liczby cząstek rozpadnie się w ciągu pierwszego roku, $1/t$ pozostałych cząstek w ciągu następnego roku, itd. Nie ustaliśmy dolnej granicy czasu życia protonu obserwując bardzo długo pojedynczy proton i czekając, aż się rozpadnie, lecz przez obserwację 10^{31} protonów i neutronów w 20 tonach scyntylatora przez kilka lat, oczekując, że rozpadnie się kilkadziesiąt.

To właśnie długi czas życia protonu doprowadził do powstania idei zachowania liczby barionowej. Jak mógłby proton być tak trwały, gdyby nie istniało jakieś prawo zachowania sprawiające, że żyje on wiecznie? Odpowiedź na to pytanie pojawiła się w ostatnich latach.

Pamiętajmy, że nowoczesna teoria oddziaływań słabych, elektromagnetycznych i silnych zawiera wiele ograniczeń, tak wiele, że np. w silnych oddziaływaniach nie może być naruszone zachowanie dziwności. Tak się składa, że te silne ograniczenia w teorii nie pozwalają skomplikować jej w stopniu wystarczającym (poza wspomnianym drobnym

efektem odkrytym przez 't Hoofta), by dało się naruszyć zachowanie liczby barionowej, o ile nie wprowadzi się nowych rodzajów cząstek o niezwykłych wartościach ładunku, koloru itp. Takie cząstki musiałyby się różnić jakościowo od cząstek, które znamy obecnie.

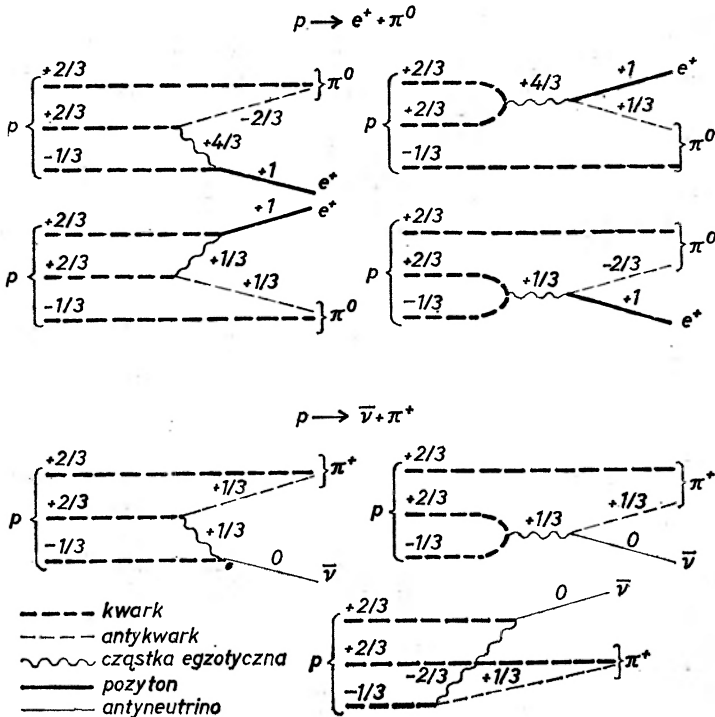
Jeśli dopuścimy istnienie cząstek egzotycznych odpowiedniego rodzaju, wówczas rozpad protonu staje się możliwy. Znane prawa zachowania ładunku, koloru i innych liczb kwantowych wskazują, że potrzebna jest cząstka o ładunku równym $+4/3$, $+1/3$ lub $-2/3$ ładunku protonu; cząstka ta musi mieć ponadto spinowy moment pędu równy 0 lub 1, i kolor identyczny z kolorem antykwarka. Taka cząstka mogłaby np. powstawać, gdy kwark przechodzi w antykwark, a potem ulec pochłonięciu przy przejściu innego kwarka w antylepton (pozyton, antymion lub antyneutrino); w ten sposób trzy kwarki, które składają się na proton, mogłyby rozpaść się na antylepton i mezon utworzony z pozostałego kwarka i antykwarka.

Takie egzotyczne cząstki musiałyby być bardzo ciężkie, w przeciwnym bowiem razie już by je odkryto. Przy wystarczająco dużej masie ich emisja i absorpcja byłyby bardzo utrudnione, co z kolei powodowałoby bardzo małą częstość rozpadu protonu. Można więc teraz wyjaśnić długi czas życia protonu bez zakładania żadnego podstawowego prawa zachowania gwarantującego jego trwałość; otwiera się przed nami możliwość, że proton nie żyje wiecznie.

Jak ciężkie musiałyby być te egzotyczne cząstki, by wyjaśnić długi czas życia protonu? Zakładając, że cząstki egzotyczne oddziałują mniej więcej tak, jak fotony, można z grubsza oszacować, że na to, by czas życia protonu przekraczał 10^{30} lat trzeba, by masa cząstki egzotycznej przekraczała ok. 10^{14} mas protonu. Jest to oszałamiająco wielka masa, tak wielka, że nie można mieć nadziei na wyprodukowanie jej w jakimkolwiek wyobraźnym dziś akceleratorze. Mamy jednak co najmniej dwa powody, by podejrzewać, że tak ogromnie ciężkie cząstki mogą istnieć naprawdę.

Pierwszy powód związany jest ze zjawiskiem grawitacji, którego, jak dotąd, nie uwzględniliśmy w naszych rozważaniach. Ogólna teoria względności Einsteina daje zadowalający opis oddziaływań grawitacyjnych cząstek przy wszystkich doświadczalnie osiągalnych energiach. Jednakże ze względu na fluktuacje kwantowe teoria załamuje się przy bardzo wysokich energiach, odpowiadających ok. 10^{19} mas protonu. Wielkość ta jest znana jako masa Plancka; Planck zauważył w roku 1900, że taka masa pojawi się w sposób naturalny w dowolnej próbie połączenia jego kwantowej teorii z teorią grawitacji. Masa Plancka odpowiada z grubsza energii, przy której siła oddziaływań grawitacyjnych między cząstkami staje się większa, niż siły elektroślabe i silne. Aby uniknąć niekonstystencji między mechaniką kwantową i ogólną teorią względności, pewne nowe cechy muszą pojawić się w fizyce przy energii odpowiadającej 10^{19} mas protonu lub nieco niższej.

Druga przyczyna oczekiwania, że przy superwysokich energiach pojawią się nowe stopnie swobody, związana jest z oddziaływaniami elektroślaby i silnymi. Współczesna teoria tych oddziaływań zawiera trzy parametry, zwane stałymi sprzężenia. Jedna z tych stałych, oznaczana jako g_s , opisuje siłę, z jaką pola gluonowe oddziałują z cząstkami przenoszącymi wielkość zachowującą się, zwaną kolorem; dwie inne stałe sprzężenia, g_1 i g_2 , opisują siłę, z jaką pola elektroslabe oddziałują z cząstkami niosącymi odpowiednio elektroślaby hiperładunek i elektroślaby izospin. Chcielibyśmy wierzyć, że wszystkie

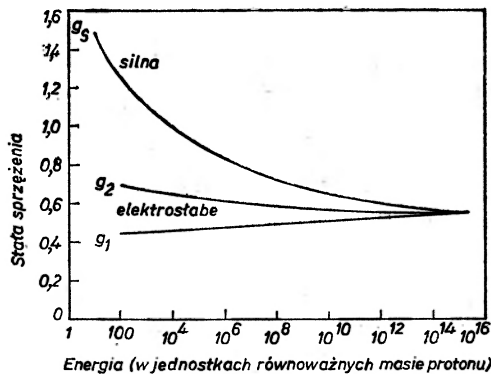


Rys. 3. Rozpad protonu przez emisję i absorpcję ciężkiej cząstki egzotycznej prowadziłyby najprawdopodobniej do powstania pozytonu (e^+) i obojętnego mezonu (π^0) i dodatnio naładowanego mezonu (π^+). Jak sądzimy, proton jest cząstką zbudowaną z trzech składników zwanych kwarkami; mezon zbudowany jest z kwarka i antykwarka. Emisja i absorpcja cząstki egzotycznej powoduje przemianę dwu kwarków w antykwark i pozyton (cztery górne reakcje) lub w antykwark i antyneutrino (trzy dolne reakcje). Kwarki, pozytony, antyneutrino i cząstki egzotyczne są oznaczone przy pomocy ich ładunków elektrycznych. Ładunek jest zachowany w tych siedmiu reakcjach, które w istocie przedstawiają wszystkie sposoby, na które emisja i absorpcja pojedynczej cząstki egzotycznej może dawać rozpad protonu na mezon i pozyton lub mezon i antyneutrino. Do rozpadu protonu może prowadzić kilka rodzajów cząstek egzotycznych. Rozróżnia się je po ładunku elektrycznym (plus lub minus $1/3$, plus lub minus $2/3$ i plus lub minus $4/3$) i po spinie. Spin może być równy 0 (jak dla mezonu π) lub 1 (jak dla fotonu).

te oddziaływania mają jakieś wspólne pochodzenie, w którym to przypadku wszystkie stałe sprzężenia powinny mieć ten sam rząd wielkości. To jednak jest w jawnej sprzeczności z oczywistym faktem, że silne oddziaływania są silne; uzyskana z pomiarów wartość g_s jest znacznie większa, niż wartość g_1 czy g_2 .

Rozwiązanie tego problemu zaproponowaliśmy w 1974 r. na Uniwersytecie Harvarda wraz z Howardem Georgim i Helen R. Quinn. Praca Murraya Gell-Manna z Kalifornijskiego Instytutu Technologicznego i Francisa E. Lowa z Instytutu Technologicznego w Massachusetts wykonana już w 1954 r. pokazała, że stałe sprzężenia zależą nieco od energii procesów fizycznych, w których się je mierzy. W roku 1973 H. David Politzer z Harvardu oraz David Gross i Frank Wilczek z Princeton pokazali w niezależnych rachunkach,

że silna stała sprzężenia g_s maleje powoli ze wzrostem energii. Większa z dwu elektroślabych stałych sprzężenia, g_2 , również maleje, ale wolniej, natomiast mniejsza z elektroślabych stałych sprzężenia, g_1 , rośnie ze wzrostem energii. Georgi, Quinn i ja zapostulowaliśmy, że skala energii, przy której następuje unifikacja oddziaływań silnych i elektroślabych, jest niezwykle wysoka, tak wysoka, że bardzo powolne malenie ze wzrostem energii silnej stałej sprzężenia i jeszcze wolniejsza zmiana z energią dwu elektroślabych stałych sprzężenia sprowadza je wszystkie zasadniczo do tej samej wartości przy tej superwysokiej energii. Mówiąc dokładniej, przy dość ogólnych założeniach stwierdziliśmy, że energia, przy której następuje unifikacja oddziaływań silnych i elektroślabych jest rzędu 10^{15} - 10^{16} mas protonu. Założyliśmy, że oddziaływania silne i elektroślabe są zunifikowane przez



Rys. 4. Siła trzech podstawowych oddziaływań (silnego, elektromagnetycznego i słabego), które rządzą oddziaływaniami cząstek elementarnych, zmienia się wraz z energią procesów, w której te oddziaływania się mierzy. Oddziaływania elektromagnetyczne występują między cząstkami naładowanymi elektrycznie, oddziaływania silne wiążą ze sobą kwarki w protonie i w pewnych innych cząstkach, a oddziaływania słabe odpowiedzialne są za pewne rozpady promieniotwórcze. Oddziaływania elektromagnetyczne i słabe opisano jedną teorią zwaną teorią elektroślaba, która zakłada istnienie dwu rodzajów sił elektroślabych. Siły oddziaływania silnego i oddziaływań elektroślabych dane są przez trzy bezwymiarowe stałe sprzężenia (g_s — oddziaływań silnych, g_1 i g_2 — oddziaływań elektroślabych). Chociaż te wielkości nazywamy stałymi, zmieniają się one powoli z energią. Jeśli oddziaływania mają wspólne pochodzenie, wówczas oczekujemy, że przy pewnej energii stałe sprzężenia będą miały tę samą wartość; innymi słowy, trzy oddziaływania będą jednakowo silne. Przy dość ogólnych założeniach można obliczyć, że energia unifikacji jest równoważna ok. 10^{15} mas protonu.

pewien rodzaj symetrii tworzących grupę prostą, że nie ma etapów pośrednich w unifikacji i że wszystkie cząstki elementarne o spinie połówkowym tworzą układy mniej więcej takie, jak znane układy leptonów i kwarków.

Każda teoria unifikująca oddziaływania silne i elektroślabe i stawiająca na równym poziomie leptony i kwarki, musi dla uzupełnienia obrazu sięgać po nowe rodzaje cząstek, i jak argumentowałem powyżej, nie ma specjalnego powodu przypuszczać, że oddziaływania tych nowych cząstek będą zachowywać liczbę barionową. (Skala energii odpowiadająca 10^{15} - 10^{16} mas protonu, którą obliczyliśmy wraz z Georgim i Quinn jest dostatecznie wysoka, by nie zachowujące liczby barionowej oddziaływania, które mogą

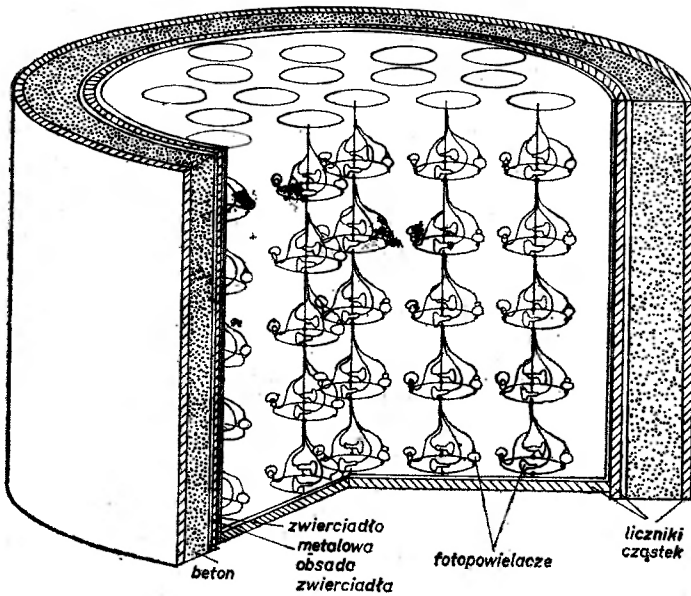
zachodzić z udziałem takich ciężkich egzotycznych cząstek, nie dawały wartości czasu życia protonu sprzecznej z obecną dolną granicą doświadczalną 10^{30} lat. Z naszych grubych oszacowań czasu życia protonu wynika wartość rzędu 10^{32} lat.)

Począwszy od roku 1973 wielu fizyków pracowało nad tego rodzaju teoriami, m. in. Jogesh C. Pati z Uniwersytetu Maryland i Abdus Salam z Międzynarodowego Ośrodka Fizyki Teoretycznej w Trieście, Georgi i Sheldon Lee Glashow z Harvardu, Harald Fritzsch i Peter Minkowski z CalTech-u oraz Feza Gürsey, Pierre Ramond i Pierre Sikivie z Uniwersytetu w Yale. Nazwy odpowiednich modeli pochodzą od nazw matematycznych grup symetrii łączących różne oddziaływania, np. $SU(4)^4$, $SU(5)$, $SO(10)$, E_6 , E_7 i $SU(7)$. Wszystkie modele zawierają cząstki egzotyczne, podczas emisji lub absorpcji których kwark przekształca się w antykwark, lepton lub antylepton; zatem, jak to już pokazali Pati i Salam w pierwszej pracy na temat unifikacji oddziaływań silnych i elektroślabych, mogą one naruszać zachowanie liczby barionowej. Ponadto wszystkie te modele, a przynajmniej ich niektóre wersje, spełniają ogólne założenia, które zrobiliśmy wraz z Georgim i Quinn, więc spodziewana masa cząstek egzotycznych będzie wynosić 10^{15} — 10^{16} mas protonu, a czas życia protonu będzie rzędu naszych grubych oszacowań, 10^{32} lat.

Ostatnio wielu teoretyków przeprowadziło udoskonalone rachunki, wśród nich Andrzej Buras, John Ellis, Mary K. Gaillard i Demetres V. Nanopoulos z CERN-u, Terrence J. Goldman i Douglas A. Ross z CalTech-u, William J. Marciano i Alberto Sirlin z Uniwersytetu Rockefellera i Uniwersytetu Nowojorskiego, Cecilia Jarlskog i Francesco Yndurain z CERN-u oraz Lawrence Hall z Harvardu. Z tych nowych rachunków wynika wartość skali superciężkich mas równa około 10^{15} mas protonu i czas życia protonu równy ok. 10^{31} lat. Niestety obliczenia szybkości rozpadu protonu komplikują się ze względu na obecność silnych oddziaływań jądrowych między kwarkami i antykwarkami w protonie i w produktach jego rozpadu, więc gdyby nawet znano dokładnie właściwości superciężkich cząstek, prawdopodobnie przewidzenie czasu życia z dokładnością przewyższającą rząd wielkości byłoby niemożliwe.

Badania doświadczalne słabych oddziaływań dostarczyły już pewnego potwierdzenia ogólnej analizy przeprowadzonej przez nas z Georgim i Quinn. Gdyby się okazało, że krzywe dla dowolnych dwóch z trzech stałych sprzężenia gdzieś się przecinają, nie byłoby to niespodzianką, ale po to, by wszystkie trzy krzywe przedstawiające zależność stałych sprzężenia od energii przecinały się w tym samym punkcie, konieczne jest nałożenie pewnego warunku na ich punkty początkowe, czyli na wartości stałych sprzężenia przy niskich energiach. W oparciu o ten warunek obliczyliśmy, że przy naszych ogólnych założeniach pewien parametr (związany ze stosunkiem g_1 do g_2), który opisuje unifikację oddziaływań słabych i elektromagnetycznych, ma wartość bliską 0,2. Eksperymenty z fizyki oddziaływań elektronów i neutrin dają obecnie wartość tego parametru leżącą w granicach 0,2—0,23. Wartości teoretyczne i doświadczalne są wystarczająco bliskie, by poważnie potraktować tę analizę, choć wymaga ona ekstrapolacji w niebywałym zakresie: 13 rzędów wielkości w skali energii.

Masa rzędu 10^{15} mas protonu jest tak wielka, że emisja i absorpcja tak ciężkich cząstek jest prawie niemożliwa przy energiach dostępnych doświadczalnie, a zatem mogą one



Rys. 5. Tysiąctonowy detektor konstruowany w kopalni Silver King w pobliżu Park City w stanie Utah. Detektor zawierać będzie 800 fotopowielaczy rozłożonych w całej objętości wody. Fotopowielacze podtrzymywane są przez pętle z drutu, a cała komora otoczona jest dodatkowymi licznikami cząstek i grubą betonową osłoną. Kontrolowana objętość wody zawierać będzie ok. 6×10^{32} protonów i neutronów. Przy budowie detektora pracują specjaliści z Uniwersytetu Harvarda, Uniwersytetu w Purdue i Uniwersytetu Stanu Wisconsin.

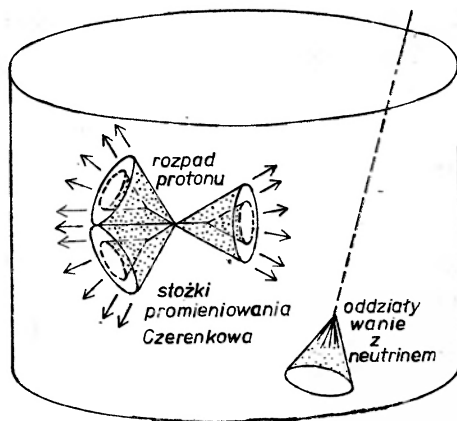
dawać jedynie małe efekty w każdym możliwym do przeprowadzenia eksperymencie. Jedyną nadzieją wykrycia tych drobnych efektów leży w możliwości, że będą one naruszać ściśle poza tym prawa zachowania, a więc umożliwiać zajście procesów, które w przeciwnym razie byłyby ściśle wzbronione. Jednym z tych praw zachowania jest prawo zachowania liczby barionowej, które sprawdzamy szukając rozpadu protonu. Jedynym innym znanym prawem zachowania, które nie jest konieczne dla konsystencji teorii oddziaływań cząstek, a więc może być naruszone przez efekty pochodzące z superwysokich energii, jest zachowanie liczby leptonowej, czyli różnicy między całkowitą liczbą leptonów (neutrin, elektronów, mionów itd.) i liczbą antyleptonów. Niezachowanie liczby leptonowej mogłoby się przejawiać w takich procesach, jak podwójny rozpad beta bez neutrin: rozpad dwu protonów w jądrze na dwa neutrony i dwa pozytony. Liczba barionowa nie zmienia się w tej reakcji, ale liczba leptonowa maleje o 2. (Reakcja ta nie narusza zasady zachowania energii, gdyż neutrony w stanie końcowym nie są swobodne, lecz mają ujemną energię wiązania w jądrze.) Inną oznaką naruszenia zachowania liczby leptonowej byłaby różna od zera wartość masy neutrina.

Obecnie jest w toku kilka nowych prób wyznaczenia czasu życia protonu. Rozpoczęto eksperymenty w kopalni Soudan w stanie Minnesota, w kopalni złota Kolar w południowych Indiach, w tunelu pod Mont Blanc łączącym Francję z Włochami, oraz w dolinie Baksan na Kaukazie. Pod koniec roku rozpocznie się zbieranie danych w kolejnych trzech

eksperymentach: w kopalni soli Morton w Ohio, w kopalni Silver King w Utah i w innym punkcie tunelu pod Mont Blanc. Rozważa się też projekty innych eksperymentów.

Podstawowa technika tych wszystkich eksperymentów polega na kompensowaniu niezmiernej powolności rozpadu protonu przez staranną kontrolę bardzo dużej masy substancji. Im większa jest ta masa, tym większa liczba protonów i związanych neutronów, a więc tym większe prawdopodobieństwo zaobserwowania rozpadu. Spodziewamy się, że w ten sposób można będzie zaobserwować rozpad protonu nawet wtedy, gdyby średni czas życia przekraczał przyjętą obecnie granicę 10^{30} lat. Eksperymenty różnią się głównie rodzajem i ilością obserwowanej substancji, rodzajem i rozmieszczeniem urządzeń służących do detekcji protonu rozpadającego się w tej substancji, i zabezpieczeniami, które tłumią przypadkowe sygnały pochodzące z promieniowania kosmicznego; w tej ostatniej grupie jest głębokość pod powierzchnią ziemi, na której wykonywane są eksperymenty.

Skoro trzeba kontrolować bardzo wielką ilość substancji, w eksperymentach musi być użyty jakiś stosunkowo tani materiał, np. woda, beton lub żelazo. W eksperymentach w kopalni Soudan, w kopalni złota Kolar i w tunelu pod Mont Blanc, gdzie użyto żelaza lub betonu, stosuje się urządzenia rejestrujące typu liczników proporcjonalnych lub strimerowych; mogą one bezpośrednio rejestrować naładowane cząstki o wysokiej energii, które, jak się spodziewamy, powstaną przy rozpadzie protonu. Cząstki naładowane mają krótki zasięg w żelazie lub betonie, więc liczniki muszą być gęsto rozłożone w całej objętości obserwowanej substancji.



Rys. 6. Promieniowanie Czerenkowa sygnalizuje nie tylko możliwy rozpad protonu, ale także oddziaływanie z wysokoenergetycznymi cząstkami promieniowania kosmicznego. W istocie większość błysków światła zarejestrowanych przez fotopowielacze nie będzie pochodzić z produktów rozpadu protonu. Liczba stożków promieniowania Czerenkowa i ich orientacja przestrzenna pomoże odróżnić rozpad protonu od innych przypadków, jak np. zderzenie neutrina wytworzonego w atmosferze ziemskiej przez promieniowanie kosmiczne z protonem lub neutronem w detektorze. Rozpad protonu np. na pozyton i obojętny mezon π mógłby wyprodukować stożki promieniowania Czerenkowa pod pewnymi charakterystycznymi kątami. Pozyton utworzyłby jeden stożek, a rozpad obojętnego mezonu π na dwa fotony, z których każdy dałby początek pękowi elektrycznie naładowanych cząstek, byłby odpowiedzialny za pozostałe dwa stożki promieniowania. Oddziaływanie z neutrinem generuje tylko jedną kaskadę elektrycznie naładowanych cząstek, więc obserwujemy wtedy pojedynczy stożek promieniowania Czerenkowa.

Z drugiej strony, w eksperymentach w kopalni soli Morton, w kopalni Silver King czy kopalni złota Homestake, w których obserwuje się przezroczystą substancję, jaką jest woda, można zastosować inną strategię. Energia wyzwolona podczas rozpadu protonu jest na tyle duża, by powstające w tym procesie elektron, pozyton, mion czy mezon π miały bardzo dużą prędkość, mniejszą oczywiście od prędkości światła w próżni, lecz większą od prędkości światła w wodzie. Gdy naładowana cząstka przechodzi przez przezroczysty ośrodek z prędkością większą od prędkości światła w tym ośrodku, zachodzi wówczas zjawisko zwane zjawiskiem Czerenkowa. Przypomina ono powstanie dźwiękowej fali uderzeniowej wywołanej przez samolot lecący z prędkością większą, niż prędkość dźwięku w powietrzu, lecz zjawisko Czerenkowa jest optyczną falą uderzeniową, i cząstka wysyła stożek nie dźwięku, lecz światła. (Piękną niebieską poświatę promieniowania Czerenkowa zauważono w pierwszych eksperymentach nad promieniotwórczością prowadzonych przez Marię Skłodowską-Curie, ale jego właściwości po raz pierwszy zbadał szczegółowo Paweł A. Czerenkow w latach trzydziestych.) Kąt między promieniami światła Czerenkowa i kierunkiem ruchu naładowanej cząstki zależy od stosunku prędkości tej cząstki do prędkości światła w tym ośrodku. Najwięcej światła wysyłają cząstki poruszające się z prędkością prawie równą prędkości światła w próżni, i w tym wypadku kąt ma charakterystyczną dla wody wartość 42° .

Zaobserwowanie stożka promieniowania Czerenkowa jest sygnałem, że w ośrodku wydarzyło się coś, co wytworzyło szybką cząstkę naładowaną. Ponadto dla danej prędkości początkowej szerokość stożka i ilość emitowanego światła zależą tylko od odległości, jaką przebędzie naładowana cząstka, zanim jej prędkość zmaleje do prędkości światła w danym ośrodku, a to z kolei zależy od jej energii początkowej. Rejestrując położenia, do których światło dociera, oraz jego natężenie, można więc wyznaczyć zarówno energię początkową, jak i kierunek lotu każdej cząstki naładowanej. W pewnych okolicznościach poruszająca się cząstka może sama się rozpadać, emitując inne cząstki, które mogą wywołać wtórny błysk promieniowania Czerenkowa. Mion lub antymion powstały w rozpadzie protonu mógłby rozpaść się dając elektron emitujący promieniowanie Czerenkowa. Naładowany mezon π może rozpaść się na dwa fotony, z których każdy wytworzy ulewę naładowanych cząstek, wraz z towarzyszącym im promieniowaniem Czerenkowa. Wykorzystanie promieniowania Czerenkowa do wykrywania rozpadów protonu stanowi więc alternatywę bezpośredniej obserwacji cząstek naładowanych i daje możliwość rekonstrukcji procesu rozpadu i sprawdzenia, że istotnie widzimy rozpad protonu.

Jedną z przewag wykorzystania promieniowania Czerenkowa nad innymi metodami wykrywania rozpadu protonu jest to, że światło może przebyć w wodzie większą odległość, niż same cząstki naładowane. Dlatego też przy tej samej objętości kontrolowanej substancji potrzeba mniej detektorów, niż w przypadku substancji nieprzezroczystej jak żelazo lub beton. Ponadto woda jest tańsza od żelaza czy betonu. Z drugiej strony jednak wodne liczniki Czerenkowa są czułe tylko na cząstki naładowane poruszające się z prędkością większą od prędkości światła w wodzie. Poza tym stosunkowo mała gęstość wody wymaga wydrążenia pod ziemią większych zbiorników, aby zmieścić tam większą objętość kontrolowanej substancji. Co więcej, trzeba utrzymać wysoką czystość wody, by zachowała ona przezroczystość dla promieni Czerenkowa. Jak już powiedziałem, prace przy eksperymentach z użyciem zarówno wody, jak i gęstszych substancji postępują naprzód.

Tablica 2. Na liście eksperymentów, w których poszukuje się rozpadu protonu, znajduje się pięć urządzeń, które już działają, trzy, które według oczekiwań rozpoczną zbieranie danych w 1981 r. oraz pięć detektorów, których budowę dopiero się rozważa. Eksperymenty różnią się rodzajem i ilością obserwowanej substancji. Ponadto prowadzi się je na różnych głębokościach pod ziemią. Głębokość podana jest jako głębokość równoważnej warstwy wody, która dałaby tę samą ochronę przed promieniowaniem kosmicznym

Lokalizacja	Stan zaawansowania	Głębokość [m] (równoważnik wodny)	Substancja obserwowana	Detektory	Institucje uczestniczące
Kopalnia złota Homestead, stan Pd. Dakota	już działa	4400	150 ton wody (wzrośnie do 900 ton)	144 fotopowielacze w wodzie	Uniwersytet stanu Pensylwania
Kopalnia złota Kolar, Indie	już działa	7600	150 ton żelaza (płyty półcalowe)	gazowe liczniki proporcjonalne między płytami	Instytut Badań Podstawowych Tatyw Bombaju, Uniw. w Osace, Uniw. Tokijski
Dolina Baksan, ZSRR	już działa	850	80 ton ciekłego scyntylatora	1200 fotopowielaczy	Instytut Badań Jądrowych w Moskwie
Kopalnia Soudan, stan Minnesota	już działa	1800	30 ton betonu i żelaza (wzrośnie do 1000 ton)	3456 gazowych liczników proporcjonalnych w betonie	Uniwersytet stanu Minnesota, Narodowe Laboratorium w Argonne
Tunel pod Mont Blanc łączący Francję z Włochami	już działa	4270	30 ton żelaza i ciekłego scyntylatora (wzrośnie do 200 ton)	fotopowielacze i komory strimerowe	Instytut Badań Jądrowych w Moskwie, Uniw. Turyński
Kopalnia soli Morton, stan Ohio	uruchomienie przypuszczalnie w 1981 r*.	1670	10 000 ton wody	2400 fotopowielaczy w wodzie	Uniwersytet Kalifornijski w Irvine, Uniwersytet stanu Michigan, Narodowe Laboratorium w Brookhaven
Kopalnia Silver King, stan Utah	uruchomienie przypuszczalnie w 1981 r*.	1700	1000 ton wody	800 fotopowielaczy w wodzie i zwierciadlane ściany	Uniwersytet Harvarda, Uniwersytet w Purdue, Uniwersytet stanu Wisconsin
Tunel pod Mont Blanc łączący Francję z Włochami	uruchomienie przypuszczalnie w 1981 r*.	5000	początkowo 150 ton żelaza (płyty o grubości 1 cm)	komory strimerowe między płytami	Włoskie Narodowe Laboratorium Synchrononowe we Frascati, Uniwersytet Mediolański, Uniwersytet Turyński

Tunel Gran Sasso, Włochy	w budowie	4000	10 000 ton żelaza (płyty o grubości 3 mm)	komory błyskowe uruchamiane przez komory strimerowe	Włoskie Narodowe Laboratorium Synchrotronowe we Frascati, Uniwersytet Mediolański, Uniwersytet Turyński, Uniwersytet Rzymski
Japonia	rozważany projekt**	2700	3400 ton wody	1056 dwudziestocalowych fotopowielaczy	Uniwersytet Tokijski, Japońskie Laboratorium Narodowe Fizyki Wysokich Energii, Uniwersytet w Tsukubie
Tunel we Fréjus łączący Francję z Włochami	rozważany projekt**	4500	1500 ton żelaza (płyty o grubości 3—4 mm)	liczniki błyskowe i komory strimerowe	Ecole Polytechnique, Uniwersytet Paryski w Orsay, Akademia Górnicza w Saclay
Japonia	rozważany projekt	2700	600 ton żelaza	neonowe liczniki błyskowe	Uniwersytet w Osace, Uniwersytet Tokijski, Japońskie Laboratorium Narodowe Fizyki Wysokich Energii
Kopalnia soli w Artymowsku, ZSRR	rozważany projekt	600	100 ton ciekłego scyntylatora	128 fotopowielaczy	Instytut Badań Jądrowych w Moskwie

* Eksperyment w toku (stan z lipca 1982 r.) (przyp. Red.).

** Urządzenie w budowie (stan z lipca 1982 r.) (przyp. Red.).

Jakie częstości rozpadu protonu można wykryć w tych eksperymentach? Rozważmy jako przykład planowany eksperyment w kopalni soli Morton, w którym obserwowac się będzie największą ilość wody. Z 10 000 ton wody zewnętrzna warstwa — powiedzmy 5000 ton — służyć będzie do usunięcia tła pochodzącego z promieni kosmicznych. Pozostała masa wody, ok. 5000 ton, zawiera 3×10^{33} protonów (i związanych neutronów). Jeśli średni czas życia protonu jest rzędu 10^{31} lat, na co wskazują ulepszone wersje naszych rachunków z Georgim i Quinn, w ciągu roku powinno się rozpaść ok. 300 protonów. Kilka lat obserwacji powinno dać kilka przypadków rozpadu nawet wtedy, gdyby czas życia wynosił aż 10^{33} lat, ale przy tak niskich częstościach rozpadu wyniki eksperymentów byłyby zagrożone przez nieusuwalne tło pozornych przypadków pochodzących od neutrin z promieniowania kosmicznego, i trudno byłoby poprawić sytuację doświadczalną.

Czego się dowiemy, jeśli rozpad protonu zostanie odkryty? Narzuci się wówczas oczywisty wniosek, że liczba barionowa nie jest zachowana, a to podtrzyma rosnące przekonanie, że wszystkie zachowujące się wielkości mają znaczenie dynamiczne podobnie jak ładunek elektryczny. Ponadto, jeśli odkryjemy rozpad protonu w bliskiej przyszłości, jego czas życia będzie leżał w przedziale 10^{30} - 10^{33} lat, a to uwiarygodni zrobione przez nas ogólne założenia o unifikacji oddziaływań silnych i elektroślabyh. Istnieje jednak wiele teorii, które spełniają te ogólne założenia, a wśród nich przynajmniej niektóre wersje modeli opartych na grupach $SU(4)^4$, $SU(5)$, $SO(10)$ i innych, które wymieniłem. Trudno będzie rozstrzygnąć, która z tych teorii (jeśli w ogóle którakolwiek) opisuje fizykę przy bardzo wysokich energiach.

Możemy być pewni jednego. Jeśli odkryjemy rozpad protonu, to na jego badanie przeznaczone zostaną nowe potężne środki, i nie upłynie wiele czasu do nadejścia eksperymentów drugiej generacji, mających odpowiedzieć nie na pytanie, czy bariony się rozpadają, ale — jak się rozpadają, jakie są względne prawdopodobieństwa różnych kanałów rozpadu.

Przygotowując się do tego zadania niektórzy teoretycy badają prawdopodobne kanały rozpadu protonu. (Poniższe uwagi oparte są na niezależnej pracy, którą wykonaliśmy z Wilczkiem i Anthonym Zee). Ciekawe, że można poprowadzić taką analizę dość daleko bez żadnych założeń o unifikacji oddziaływań silnych i elektroślabyh. Potrzebne są jedynie znane prawa zachowania ładunku, koloru, itd., oraz założenie, że cząstki egzotyczne odpowiedzialne za rozpad protonu są bardzo ciężkie, a takie z pewnością być muszą, by wyjaśnić jego długi czas życia. W tym wypadku, chociaż emisja i ponowna absorpcja tych cząstek może dawać wiele różnych kanałów rozpadu protonu, kanały bardziej skomplikowane są silniej tłumione przez dużą masę cząstek egzotycznych, niż prostsze. O ile nie zajdą jakieś szczególne okoliczności, dominować będą raczej te kanały, w których proton lub związany neutron rozpada się na pozyton, antymion lub antyneutrino, oraz pewną liczbę mezonów, niż te, w których powstaje elektron, mion lub neutrino, i pewna liczba mezonów. Można pójść dalej i podać przewidywania dotyczące stosunków rozpadu. Na przykład neutron rozpada się dwukrotnie szybciej niż proton na pozyton i mezon π lub ρ . Proton rozpada się szybciej na pozyton i mezony niż neutron na antyneutrino i mezony. Neutron rozpada się szybciej na pozyton i mezony, niż proton na antyneutrino i mezony.

Nie możemy być pewni, czy eksperyment potwierdzi te przewidywania. Jeśli nie, wówczas muszą istnieć cząstki egzotyczne o masie znacznie mniejszej niż 10^{14} mas protonu, odpowiedzialne za bardziej skomplikowane kanały rozpadu. Na przykład, rozpad protonu lub związanego neutronu na elektron i mezony raczej niż na pozyton i mezony mógłby zachodzić z obserwowalną częstością, gdyby istniały cząstki egzotyczne o masach nie większych niż 10^{10} mas protonu. Rozpad na trzy neutrino lub trzy elektrony (lub jakąś inną kombinację trzech leptonów) byłby obserwowalny, gdyby istniały cząstki egzotyczne o masach nie większych niż 10^4 mas protonu. Takie stosunkowo lekkie cząstki egzotyczne musiałyby jednak mieć szczególne właściwości, by „zwykły” rozpad protonu (na mezon i pozyton lub antyneutrino) nie zachodził z dużym przekrojem czynnym.

Sprawdzenie tych przewidywań, tzn. stwierdzenie, że proton rozpada się na mezony i pozyton lub antyneutrino, i że stosunki rozpadu są takie, jak podano wyżej, potwierdził hipotezę, że rozpad protonu jest wynikiem istnienia cząstek egzotycznych o masach większych niż 10^{10} mas protonu, ale nie wskaże na żadną konkretną teorię. W tym celu należałoby zbadać subtelniejsze szczegóły procesu rozpadu. (Na przykład wyznaczenie kierunku spinu pozytonu lub antymionu pochodzącego z rozpadu protonu może służyć do wyznaczenia spinu superciężkich cząstek egzotycznych, których emisja i ponowna absorpcja spowodowały rozpad.) Jeśli rozpad protonu zostanie odkryty, będzie to tryumf pomysłowości doświadczalnej i niezrównany klucz do fizyki bardzo wysokich energii². Postawi on jednocześnie przed fizykami, zarówno teoretykami, jak i eksperymentatorami, wiele nowych zadań, które należy koniecznie wypełnić, aby można było zrozumieć mechanizm rozpadu protonu.

Tłumaczyła *Magdalena Staszal*

Instytut Fizyki Doświadczalnej
Uniwersytet Warszawski
Warszawa

Literatura uzupełniająca

- [1] M. Goldhaber, Status of conserved quantum numbers, w *Unification of elementary forces and gauge theories*, red. D. B. Cline and F. E. Mills, Harwood Academic Publishers, Londyn 1978.
- [2] H. Georgi, H. R. Quinn, S. Weinberg, Hierarchy of interactions in unified gauge theories, *Phys. Rev. Lett.* **33**, 451 (1974).
- [3] S. Weinberg, Baryon and lepton nonconserving processes, *Phys. Rev. Lett.* **43**, 1566 (1979).
- [4] J. S. Trefil, *From atoms to quarks: an introduction to the strange world of particle physics*, Charles Scribner's Sons 1980.
- [5] S. Weinberg, Varieties of baryon and lepton nonconservation, *Phys. Rev.* **D22**, 1694 (1980).
- [6] S. Weinberg, Conceptual foundations of the unified theory of weak and electromagnetic interactions, *Science* **210**, 1212 (1980); także tłumaczenie polskie w *Postępy Fizyki* **32**, 135 (1981).

² Do połowy 1982 r. zarejestrowano 7 przypadków, które, jak się wydaje, mogą pochodzić z rozpadu protonu. Wyniki te są zachęcające, choć nie rozstrzygające (przyp. tłum.)

Arthur L. Schawlow

Department of Physics
Stanford University
Stanford, California, USA

Spektroskopia w nowym świetle *

Spectroscopy in a New Light

Nobel Lecture, December 8, 1981 Stockholm

1. Wstęp

Spektroskopia naukowa powstała właściwie w Szwecji, w Uppsali, gdzie Anders Ångström w 1853 r. wykazał, że jedne linie w widmie iskry elektrycznej są związane z metalowymi elektrodami a inne z gazem znajdującym się pomiędzy nimi [1]. Chociaż już wcześniej Joseph Fraunhofer skatalogował ciemne linie w widmie Słońca i pomierzył ich długości fali [2], to jednak Ångström pierwszy rozpoznał niektóre z nich jako odpowiadające jasnym liniom należącym do poszczególnych substancji występujących w iskrze. W szczególności zwrócił on uwagę na czerwoną linię wodoru znaną obecnie jako H_{α} . W następnych latach Ångström odkrył dalsze linie wodoru w widzialnej części widma i wyznaczył dokładnie charakteryzujące je długości fali. Kiedy W. Hugginsowi [3] i H. W. Vogelowi [4] udało się w 1880 r. sfotografować widma gwiazd, stwierdzili oni, że linie w obszarze widzialnym stanowiły fragment dłuższej serii ciągnącej się ku nadfioletowi. J. J. Balmer [5] wykazał w 1885 r., że długość fali tych linii daje się obliczyć na podstawie wzoru, który można zapisać w postaci: $1/\lambda = \nu = R/n^2 - R/2^2$. Wartość stałych wyznaczył Balmer na podstawie pomiarów Ångströma.

W pięć lat później Johannes Rydberg [6], nie znając wyników Balmera, zaproponował ogólniejszy wzór przedstawiający widmo atomowe metali alkalicznych takich jak sód: $1/\lambda = \nu = R/(n-d)^2 - \text{const}$. Wzór Rydberga obejmuje formułę Balmera jako przypadek szczególny dla $d = 0$. Stała R jest obecnie powszechnie znana jako stała Rydberga. Wiemy obecnie, że jest ona miarą siły wiązania elektronu przez jądro atomu.

Jest znaną rzeczą, że wzór Balmera podany dla widma wodoru pomógł Nielsowi Bohrowi w sformułowaniu kwantowej teorii atomu. W latach dwudziestych obecnego

* Wykład noblowski, wygłoszony 8 grudnia 1981 r. w Sztokholmie, został przetłumaczony za zgodą Autora i Fundacji Nobla [Translated with permission, Copyright © 1981 by the Nobel Foundation] (przyp. Red.).

stulecia spektroskopia atomowa i molekularna była głównym narzędziem eksperymentalnym prowadzącym do odkrycia praw mechaniki kwantowej stanowiących podstawę naszego zrozumienia współczesnej fizyki i chemii.

W latach czterdziestych, kiedy byłem doktorantem w Uniwersytecie w Toronto fizyka jądrowa zdawała się być najbardziej uprawianą gałęzią fizyki, ale my nie mieliśmy akceleratora. Wspólnie więc z dwoma kolegami, którymi byli Frederick M. Kelly i William M. Gray, pracując pod kierunkiem prof. M. F. Crawforda, wpadliśmy na pomysł wykorzystania spektroskopii optycznej wysokiej zdolności rozdzielczej do pomiaru właściwości jąder poprzez ich wpływ na widma atomowe. Przesunięcia i rozszczępienia linii widmowych spowodowane przez oddziaływanie elektronów z jądrem są tak małe, że znane są jako struktura nadsubtelna. Aby je rozszczępić należało zbudować aparaturę spektroskopową o wysokiej zdolności rozdzielczej. Trzeba było także zmniejszyć szerokość linii widmowych naszych źródeł światła, ponieważ szerokie linie nakładają się, a to może zatrzeć wiele poszukiwanych szczegółów. Jeśli gęstość gazu jest tak mała, że można pominąć zderzenia, to głównym źródłem rozszerzenia linii jest rozszerzenie dopplerowskie wynikające z ruchu cieplnego atomów. Atomy poruszające się ku obserwatorowi wysyłają światło o częstotliwości fali podwyższonej, podczas gdy atomy oddalające się wysyłają światło o niższej częstotliwości aniżeli atomy w spoczynku. Ponieważ występuje tu pewien rozkład prędkości, linia jest rozszerzona, a jej szerokość dopplerowska jest dana wzorem

$$\Delta\nu = \frac{2\nu}{c} \sqrt{2kN_0 \ln 2} \sqrt{\frac{T}{M}}$$

gdzie ν jest częstotliwością fali świetlnej, k jest stałą Boltzmanna, N jest liczbą Avogadro, T mierzy temperaturę bezwzględną, a M jest masą cząsteczkową.

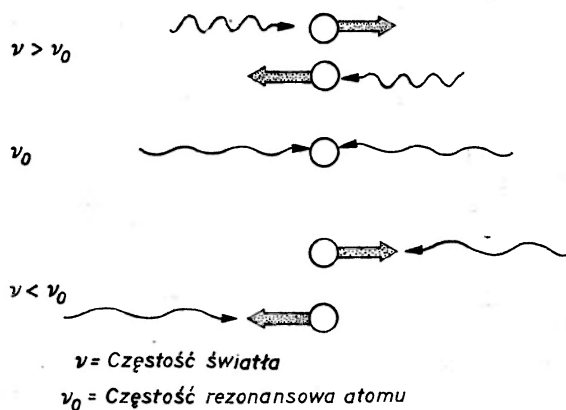
Ta szerokość dopplerowska wyrażona jako ułamek częstotliwości światła jest rzędu \bar{v}/c czyli typowo około 10^{-5} , przy tym \bar{v} jest prędkością cząsteczki, a c jest prędkością światła. Można zredukować tę szerokość o czynnik ok. 10 stosując niewielką kolimację strumienia atomów wzbudzanych elektronami, jak to zrobili wcześniej Meissner i Luft [7] oraz Minkowski i Bruch [8], i obserwując światło wysyłane w kierunku prostopadłym do kierunku strumienia atomowego. Struktura nadsubtelna, której poszukiwaliśmy, mogła być rozszczępią, ale trzeba było naświetlać nasze klisze 4 godziny. Wydawało się, że rzeczywiście powinna istnieć łatwiejsza metoda umożliwiająca uzyskanie jeszcze ostrzejszych linii widmowych, wobec czego znaczna część naszej działalności w spektroskopii laserowej została poświęcona znalezieniu takich metod.

2. Spektroskopia laserowa

W czasie kiedy Charles Townes i ja byliśmy zajęci poszukiwaniem możliwości zbudowania lasera, a były to lata 1957-1958, obydwaj mieliśmy doświadczenie w dziedzinie spektroskopii mikrofalowej. Tak więc bliska nam była idea obserwacji widma bez spektrografu w drodze przestrajania w badanym obszarze widma źródła promieniowania o wąskiej linii. Światło o pewnych długościach fali powinno być absorbowane, a o innych przepuszczane. To było jedno z niewielu zastosowań, jakie wówczas przewidywaliśmy dla

laserów. Jednak każdy z pierwszych laserów charakteryzowała określona długość fali zależna od rodzaju zastosowanego materiału. One mogły być przestrajane tylko w obrębie linii laserowej. Niekiedy można było zakres przestrajania powiększyć stosując zewnętrzne pole magnetyczne lub zmieniając temperaturę materiału w przypadku lasera na ciele stałym. Na przykład laser rubinowy daje długość fali 6943 Å w temperaturze pokojowej, a 6934 Å w temperaturze ciekłego azotu tj. 77 K. William Tiffany, Warren Moos i ja zastosowaliśmy laser rubinowy strojony termicznie do przemierzenia małego wycinka widma absorpcyjnego gazowego bromu i zbadania jak wpływa zmiana długości fali lasera na chemiczną reaktywność bromu [10]. Wybraliśmy brom, ponieważ odznacza się bogatym widmem o wielu liniach absorpcyjnych w obszarze strojenia lasera.

Inni badali widma atomów czynnych w laserze gazowym, a zwłaszcza atomów neonu, wykrywając interesujące zjawiska. Aby je zrozumieć musimy zauważyć, że długość fali promieniowania laserowego jest zdeterminowana tylko w przybliżeniu (z dokładnością do dopplerowskiej szerokości linii) przez ośrodek wzmacniający, a dokładniej przez nastrojenie rezonatora laserowego. Dzięki zmianie odstępów pomiędzy końcowymi zwierciadłami laser może być strojony w przedziale częstości, w którym wzmocnienie jest dostateczne, by przeważało straty. Można by oczekiwać, że w środku linii atomowej, gdzie wzmocnienie jest największe, moc lasera powinna być największa. Jednak Willis E. Lamb Jr. przewidział na podstawie szczegółowej analizy zasady działania lasera, że powinien wystąpić spadek mocy w środku linii [11]. Powinien on wystąpić, ponieważ wiązka światła biegnie w obu kierunkach wewnątrz rezonatora laserowego. W przypadku środka linii, wiązki odpowiadające obu kierunkom oddziałują z tymi samymi atomami wzbudzonymi, mianowicie z tymi, których prędkość wynosi 0, jak to zostało pokazane na rys. 1. W każ-



Rys. 1. Poruszające się cząsteczki oddziałują ze zbliżającą się falą o niższej częstości przesuniętej w wyniku efektu Dopplera ku większym wartościom lub z biegnącą za nimi falą o wyższej częstości przesuniętej ku niższym wartościom

dym innym przypadku fale świetlne oddziałują z tymi atomami, których wartość prędkości warunkuje przesunięcie dopplerowskie potrzebne do zajścia rezonansu w oddziaływaniu światła z tymi właśnie atomami. Wobec tego wystąpią dwie grupy atomów o tej samej wartości prędkości lecz przeciwnych kierunkach, które oddziałując ze światłem dadzą

swój wkład do mocy lasera. Ten „dołek” Lamba w środku linii laserowej został wkrótce zaobserwowany przez Bennetta, MacFarlane’a i Lamba [12]. Został on wykorzystany dla celów spektroskopowych przez Szokego i Javana [13], którzy wykazali także, że wąski rezonans jaki stanowi dołek, wolny od rozszerzenia dopplerowskiego, jest czuły na rozszerzenie zderzeniowe, jeśli ciśnienie gazu nie jest dostatecznie niskie.

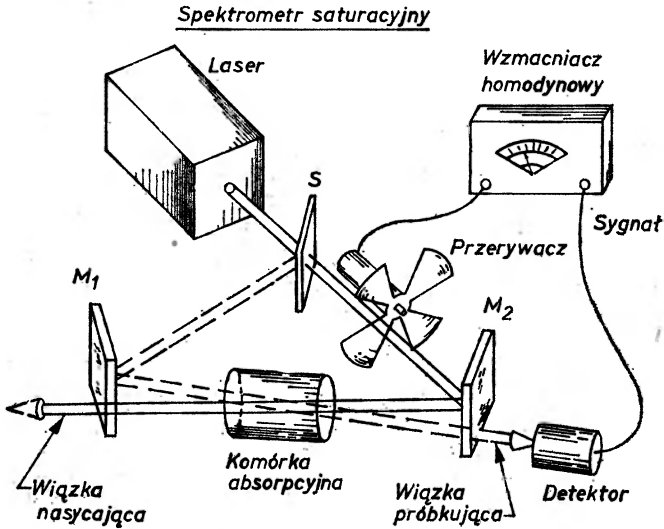
Paul Lee i M. L. Skolnick [14] pokazali także, że jeśli wewnątrz rezonatora laserowego jest obecny jakiś gaz absorbujący, to może wystąpić odwrócony dołek Lamba, kiedy to moc laserowa wykazuje maksimum w środku linii absorpcyjnej, gdzie absorpcja cząsteczek jest nasycona przez wiązki biegnące w obu kierunkach. Wąskie, wolne od rozszerzenia dopplerowskiego rezonanse optyczne ujawniające się jako dołek Lamba i jego odwrócenie zostały wykorzystane dla stabilizacji długości fali laserów.

Tak więc w połowie lat sześćdziesiątych można było zauważyć, że dla celów spektroskopii światło laserowe wykazuje poza monochromatycznością szereg innych zalet. Jego natężenie czyni możliwym przynajmniej częściowe nasycenie absorpcji lub wymuszanie przejść emisyjnych i w ten sposób wypalenie wąskiej dziury absorpcyjnej lub emisyjnej w linii rozszerzonej dopplerowsko. Wysoka kierunkowość pozwala obserwować efekty jednoczesnego działania przeciwnie skierowanych wiązek. Tak więc możemy badać absorpcję ze strony tych atomów lub cząsteczek, które mają akurat zerową składową prędkości w wybranym kierunku i obserwować szczegóły budowy widma bez rozszerzenia dopplerowskiego. Lecz w owym czasie mogliśmy to robić jedynie wewnątrz rezonatorów pewnych laserów i mogliśmy wykorzystywać te długości fali, które odpowiadały liniom laserowym. Później, w tej samej dekadzie, Theodor W. Hänsch i Peter Toschek stworzyli podstawy dalszego postępu wykorzystując wiązkę z drugiego lasera. Wiązka ta wywołując przejście kaskadowe monitoruje rozkład cząsteczek spowodowany przez nasycenie wewnątrz lasera [15].

3. Spektroskopia nasyceniowa

Spektroskopia laserowa stała się bardziej użyteczna, kiedy w roku 1970 Theodor W. Hänsch [16, 17] i Christian Bordé [18] wprowadzili niezależnie metodę wykorzystującą wspomniane właściwości światła laserowego dla uzyskania wolnych od efektu Dopplera widm gazów znajdujących się na zewnątrz lasera. Jak to pokazuje rys. 2 światło pochodzące z lasera jest rozdzielone z pomocą półprzezroczystego zwierciadła na dwie wiązki, które rozchodzą się w próbce w kierunkach w przybliżeniu przeciwnych. Silniejsza wiązka „pompująca” jest przerywana z częstością akustyczną. Gdy nie jest przesłonięta, jest ona dostatecznie silna, by częściowo nasycić absorpcję cząsteczek w obszarze, przez który biegnie. W tych warunkach wiązka próbująca przechodząc przez gaz jest mniej osłabiona i wywołuje silniejszy sygnał w dektektorze. Gdy wiązka pompująca zostaje przerywana (przesłonięta) absorpcja gazu rośnie i mniej światła wiązki próbującej dochodzi do dektektora. W ten sposób wiązka próbująca ulega modulacji w miarę jak wiązka pompująca jest przesłaniana i odsłaniana przez przerywacz. Jednak modulacja ta występuje tylko wtedy, kiedy obie wiązki oddziałują z tymi samymi cząsteczkami, a to ma miejsce jedynie wówczas, kiedy laser jest tak nastrojony, by jego światło oddziaływało z cząsteczkami

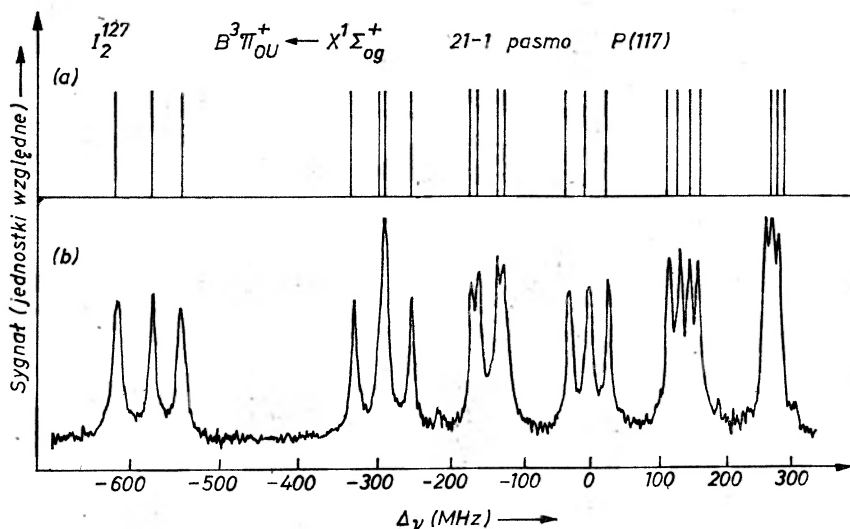
spoczywającymi lub przynajmniej wykazującymi zerową składową prędkości w kierunku wiązki. Wszelkie cząsteczki poruszające się równoległe do wiązek widzą jedną falę jako falę o podwyższonej częstotliwości, a drugą — o obniżonej częstotliwości i wobec tego cząsteczka będąca w ruchu nie może pozostawać w rezonansie równocześnie z obiema wiązkami.



Rys. 2. Układ do spektroskopii bezdopplerowskiej z wykorzystaniem nasycenia absorpcji w komórce zewnętrznej

Hänsch i Marc Levenson zastosowali tę metodę najpierw wykorzystując jednomodowy kryptonowy laser jonowy, który można było przestrajac w obszarze około $1/20 \text{ cm}^{-1}$, tzn. 1500 MHz wokół środków kilku linii w dziedzinie widzialnej. Ten obszar przestrajania, chociaż jeszcze całkiem ograniczony, był wystarczający dla przebadania szczegółów wielu spośród licznych linii w gęstym widzialnym widmie absorpcyjnym cząsteczek jodu J_2 . Rys. 3 pokazuje np. strukturę nadsubtelną pojedynczej linii tego widma powstającą w wyniku oddziaływania pomiędzy cząsteczkowym osiowym polem elektrycznym a momentem kwadrupolowym obu jąder jodu. Chociaż inni badacze osiągnęli później znacznie lepszą zdolność rozdzielczą w drodze bardziej starannej stabilizacji długości fali lasera, to możliwości metody stanowiły spektakularny postęp w stosunku do tego, co można było uzyskać wcześniej. Mianowicie, gdyby rys. 3 rzucić na ekran o szerokości 2 m, to widzialna część widma miałaby w tej samej skali ponad 500 km! Ponadto poszczególne linie w tym widmie, chociaż jeszcze ograniczone przez rozszerzenie ciśnieniowe i wahania (*jitter*) częstotliwości lasera, miały szerokość ok. 6 MHz czyli ok. 1 na 10^8 . Struktury nadsubtelne ujawniły to, co dotychczas było zawsze zamaskowane przez rozszerzenie dopplerowskie wynoszące ok. 600 MHz nawet w przypadku użycia najlepszych spektrografów, a co może być interpretowane podobnie jak w spektroskopii mikrofalowej jako źródło informacji o rozkładzie elektronów w cząsteczce [19].

Jakkolwiek linie te były już wąskie, to jednak były one jeszcze rozszerzone w wyniku zderzeń międzycząsteczkowych zachodzących w warunkach czynnego tu ciśnienia ok. 1 Tr. Łatwo byłoby obniżyć ciśnienie pary chłodząc komórkę z jodem, ale wtedy absorpcja



Rys. 3. Struktura nadsubtelna przejścia P (117) 21-1B ← X w cząsteczkowym jodzie przy 5682 nm
a) teoria, b) eksperyment

wiązki próbującej byłaby niedostrzegalna niezależnie od tego czy wiązka pompująca byłaby czynna czy nie. Jednak C. Freed i Ali Javan [20] wykazali w trakcie pewnych badań spektroskopowych, że, kiedy absorpcja zostaje nasycona, wówczas wszelka fluorescencja wynikająca z absorpcji również wykazuje nasycenie. To oznacza, że natężenie fluorescencji nie jest proporcjonalne do mocy lasera lecz wyrównuje się, kiedy natężenie światła lasera jest dostateczne aby nasycić populację cząsteczek dających przyczynek do fluorescencji. W naszym przypadku metoda Javana-Freda nie dawała się bezpośrednio zastosować, gdyż dwie wiązki skierowane przeciwnie współdziałałyby w nasyceniu jednej ze składowych nadsubtelnych co z kolei powodowałoby bardzo małą zmianę w nierozdzielonej fluorescencji pochodzącej ze wszystkich składowych. Sorem wraz ze mną zaproponował wobec tego metodę modulowanej fluorescencji [21]. Każdą z przeciwbieżnych wiązek przerywaliśmy z różnymi częstościami akustycznymi używając tarczy z dwoma kołowymi układami otworów o różnej gęstości. Detektor fluorescencji był nastrojony na częstość modulacji równą sumie częstości przerywania obu wiązek. Ta modulacja powstawała wówczas, kiedy spoczywające cząsteczki były równocześnie wzbudzone przez obie wiązki laserowe. W ten sposób otrzymywaliśmy dobry sygnał wolny od rozszerzenia dopplerskiego nawet przy tak niskich ciśnieniach jak mTr, czyli 1000 razy niższych aniżeli wymagane w metodzie absorpcji nasyconej.

Było to jeszcze dalekie od czułości, którą można było ostatecznie osiągnąć. Kiedy stały się dostępne lasery o pracy ciągłej przestrajalne w szerokim obszarze, William M. Fairbank Jr i Theodor W. Hänsch nastroili taki laser na długość fali pomarańczowo-żółtej rezonansowej linii sodu. Stosując komórkę z sodem tak sporządzoną, by nie było rozprożeń światła na jej ściankach, mogliśmy zmierzyć natężenie światła pochodzącego z atomów sodu w ilości dochodzącej do ledwie 100 atomów/cm³ [22]. Przy tej gęstości osiągananej w temperaturze komórki -30°C w wiązce znajdowały się w tej samej chwili średnio

jedynie 2 lub 1 atom. Stosując tę metodę mogliśmy mierzyć gęstość pary sodu z czułością milion razy większą aniżeli było to robione dawniej. Było oczywiste, że metody laserowe mogą być w zastosowaniu do detekcji małych ilości odpowiednich substancji bardziej czułe aniżeli inne techniki, takie jak metody wykorzystujące promieniotwórczość. Pojedynczy atom może rozproszyć bardzo wiele fotonów nie ulegając zniszczeniu, a więc powinno być możliwe obserwowanie i badanie pojedynczych atomów lub cząsteczek jakiejś substancji. I rzeczywiście, w sprzyjających przypadkach czułość taka może być osiągnięta w metodzie z zastosowaniem rezonansowego wzbudzenia laserowego a następnie jonizacji [23]. Główną przeszkodę w szerokim stosowaniu takiej metody stanowi brak odpowiednich laserów zapewniających potrzebną długość fali, zwłaszcza w nadfiolecie.

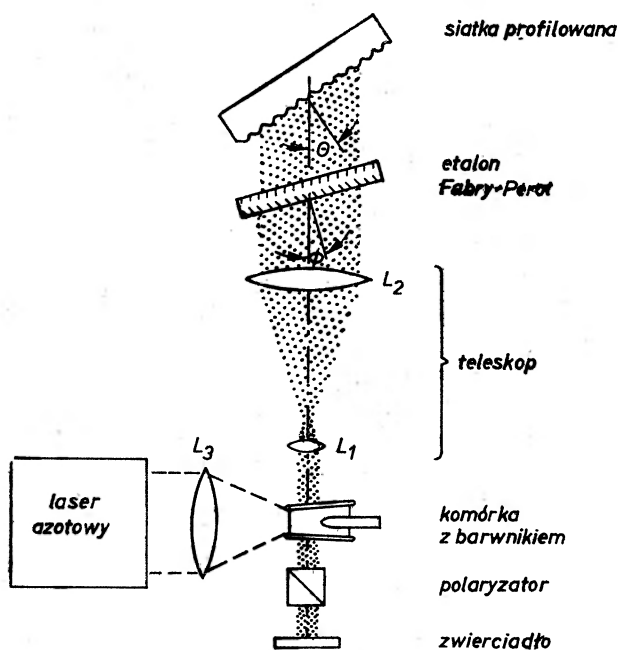
4. Lasery przestrajalne w szerokim zakresie

W latach sześćdziesiątych wystąpiło wzmoczenie odkryć nowych materiałów laserowych i sposobów ich wzbudzania. Dla otrzymania akcji laserowej w drodze optycznego wzbudzenia wykorzystano ciała stałe, ciecze i gazy, a poprzez wyładowanie elektryczne — gazy i półprzewodniki. Trzeba jednak pamiętać, że każdy z laserów pracował na właściwej dla niego charakterystycznej długości fali wyznaczonej przez właściwości materiału i nie było możliwości uzyskania dowolnej długości fali nawet w danym obszarze widmowym. Początkowo nie przewidywano możliwości działania lasera w ciągłym pasmie długości fali, ponieważ wiadano, że wzmocnienie optyczne jest odwrotnie proporcjonalne do szerokości linii lub pasma, w którym zachodzi akcja laserowa. Jednak Peter Sorokin i J. R. Lankard [24] oraz niezależnie Fritz Schäfer [25] potrafili wzbudzić akcję laserową w barwnikach organicznych w przedziale długości fali obejmującym 100 Å i więcej stosując silne lampy błyskowe.

Dalszy postęp osiągnięto, kiedy zrozumiano, że znaczne natężenie światła potrzebne do pompowania laserów szerokopasmowych zapewni najlepiej inny laser. Muszę zauważyć, że początkowo dziwiłem się jak można poprawić efektywność stosując jeden laser do pompowania drugiego. Ale kiedy do pomponowania potrzebne jest światło skupione, użycie odpowiedniego lasera jest właściwym rozwiązaniem. Tak więc J. A. Myer, C. L. Johnson, E. Kierstead, R. D. Sharma i I. Itzkan [26] użyli impulsowego nadfioletowego lasera azotowego do pompowania przestrajalnego lasera barwnikowego. Jak to pokazano na rys. 4 laser barwnikowy może składać się z jednej tylko komórki zawierającej rozpuszczony barwnik, siatki dyfrakcyjnej i wyjściowego zwierciadła. Siatka zastępuje drugie zwierciadło lasera o typowej konstrukcji i działa jako dobre zwierciadło dla jednej określonej długości fali zmienianej poprzez obrót siatki. Obecnie są dostępne barwniki zapewniające akcję laserową w całym obszarze widzialnym łącznie z bliskim nadfioletem i podczerwienią. Laser barwnikowy pompowany azotowym daje zwykle impulsy o czasie trwania rzędu kilku nanosekund. Wzmocnienie jest bardzo znaczne, tak że końcowe zwierciadło i siatka dyfrakcyjna lub inny element strojący nie muszą mieć bardzo znacznej zdolności odbijającej.

Jednakże prosty laser barwnikowy takiego rodzaju daje zwykle promieniowanie o zbyt wielkiej rozciągłości widmowej, żeby mógł być użyteczny w spektroskopii wysokiej zdol-

ności rozszczepiającej. Hänsch potrafił uzyskać promieniowanie o wąskiej linii wprowadzając teleskop pomiędzy komórkę z barwnikiem a siatkę. Wówczas wiązka światła obejmowała więcej rys i była lepiej skolimowana, co poprawiało ostrość strojenia. W celu otrzymania światła o szerokości widmowej mniejszej od dopplerowskiej, a ograniczonej jedynie przez długość impulsu świetlnego czyli około 300 MHz, wprowadził on etalon skośnie przed siatkę (rys. 5) [27]. Można było otrzymać nawet bardziej monochromatyczne promieniowanie i odpowiednio dłuższy impuls filtrując promieniowanie z pomocą pasywnego rezonatora.

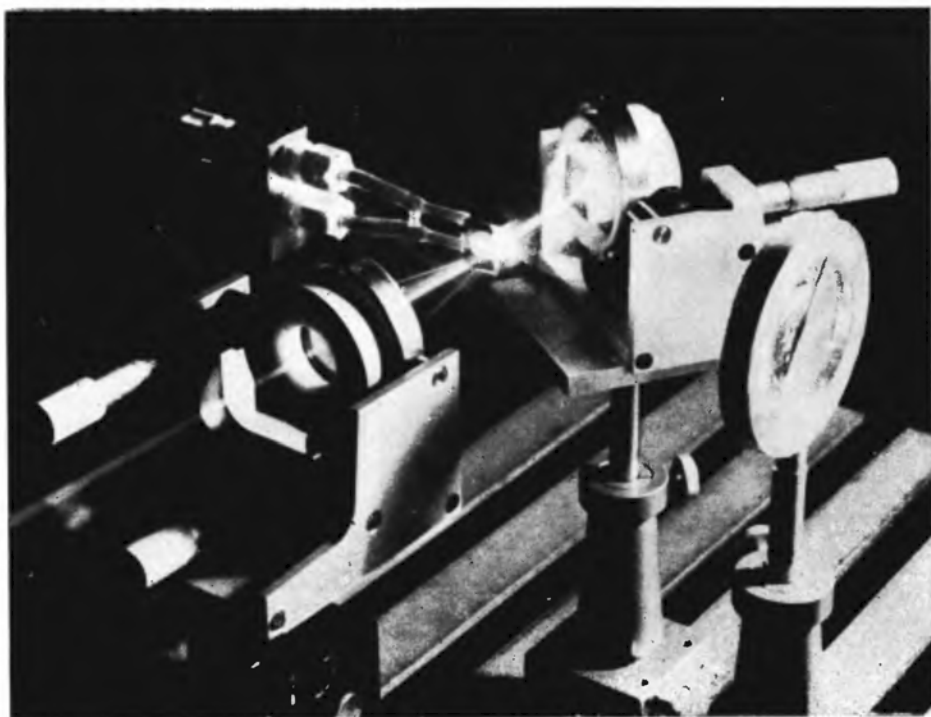


Rys. 5. Schemat ulepszonych lasera barwnikowego z teleskopem i etalonem pomiędzy komórką z barwnikiem a siatką dyfrakcyjną

Peterson, Tuccio i Snively [28] uzyskali w 1970 r. działanie ciągłe lasera barwnikowego stosując do pompowania jonowy laser argonowy. Wiązki lasera pompującego i barwnikowego były współliniowe, tak jak to było zrobione w laserach rubinowych c. w.¹ przez Milтона Birnbauma [29], a inaczej niż to robiono w układach poprzecznych w większości wcześniejszych laserów. Wysubtelnienie promieniowania laserów o pracy ciągłej przedstawiało trudności, gdyż będące do rozporządzenia wzmocnienie było małe, a więc elementy strojące musiały mieć małe straty. Obecnie jednak wykonuje się skrajnie stabilne wąskopasmowe lasery o szerokości linii znacznie mniejszej od 1 MHz.

Mając już wąskopasmowy ale przestrajalny w szerokim pasmie laser dużej mocy, można było raczej adoptować laser do problemu, a nie odwrotnie. Metody spektroskopii nasyceń mogły być zastosowane do badania szczegółów linii spektralnych atomów dosta-

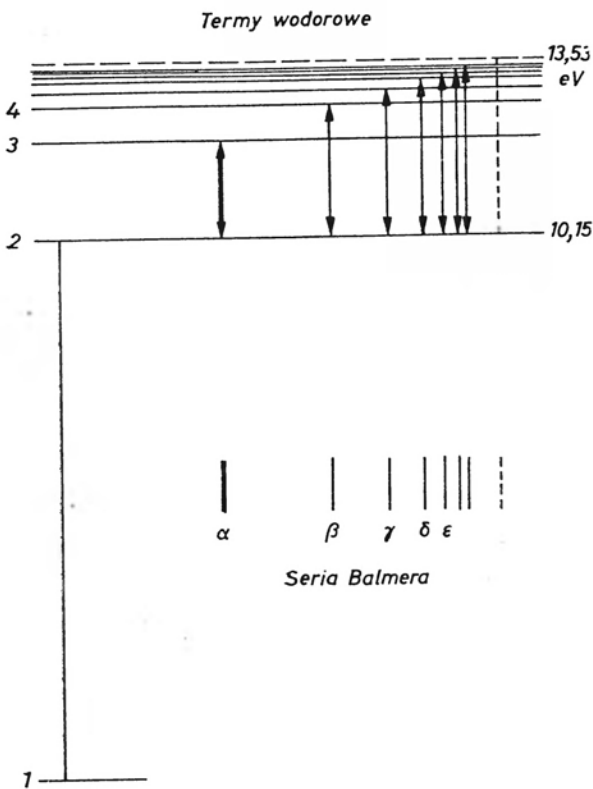
¹ c. w. — *continous wave* — laser ciągłego działania (przyp. tłum).



Rys. 4. Fotografia prostego impulsowego lasera barwnikowego pompowanego wiązką nadfioletu z lasera azotowego i przestrajanego z pomocą siatki dyfrakcyjnej

tecznie prostych, aby mogły być interesujące pod względem teoretycznym. Stosując impulsowy laser barwnikowy Hänisch i Issa S. Shahin otrzymali najpierw widma linii D sodu (5890 \AA , 5896 \AA) wolne od rozszerzenia dopplerowskiego, przy tym struktura nadsubtelna związana ze stanem podstawowym była wyraźnie rozdzielona [30]. Następnie zastosowali ten laser do zbadania struktury subtelnej czerwonej linii H_α atomowego wodoru [31]. W tym celu zbudowali oni rurę wyładowczą zamkniętą okienkami, przez które mogły przechodzić obie wiązki. Jedną z nich była, jak poprzednio, wiązką nasycającą, gdy tymczasem druga, słabsza, była wiązką próbkującą służącą do detekcji absorpcji ze strony atomów o zerowej prędkości w kierunku wiązki.

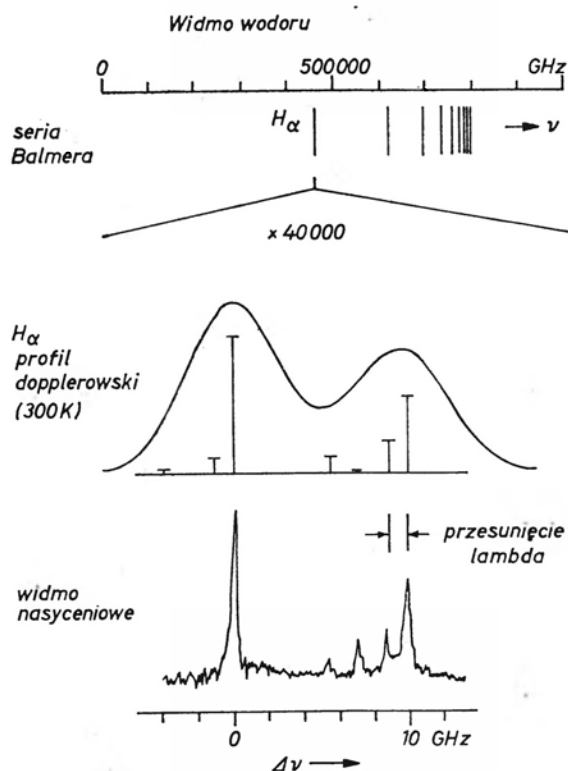
Rys. 6 przedstawia poziomy energetyczne i linie widmowe atomu wodoru wg teorii kwantowej Nielsa Bohra. Przejścia z poziomów wyższych na poziomy o liczbie kwantowej



Rys. 6. Poziomy energetyczne i przejścia w wodrze atomowym

główniej n równej 2 prowadzą do serii Balmera narysowanej u góry rys. 7. Poniżej została pokazana struktura subtelna czerwonej linii w skali powiększonej o czynnik 40000, tak jak byłaby ona ujawniona przez doskonały spektrograf konwencjonalny. O linii tej wiadomo na podstawie teorii i pomiarów radiospektroskopowych, że ma ona wiele pokazanych tu składowych subtelnych, ale są one prawie zamaskowane przez znaczną szerokość

dopplerowską. Na dole rysunku pokazano strukturę subtelną tej linii ujawnioną z pomocą nasyceniowej spektroskopii laserowej. Polepszenie rozdzielczości jest dramatyczne i większość szczegółów struktury subtelnej rysuje się wyraziście. W szczególności przesunięcie Lamba pomiędzy poziomami $2S_{1/2}$ i $2P_{1/2}$ jest wyraźnie widoczne, co nie było dawniej w wodorze możliwe, chociaż Gerhard Herzberg uwidoczniał przesunięcie Lamba w analogicznej linii zjonizowanego helu, gdzie przesunięcie jest 4 razy większe [32].

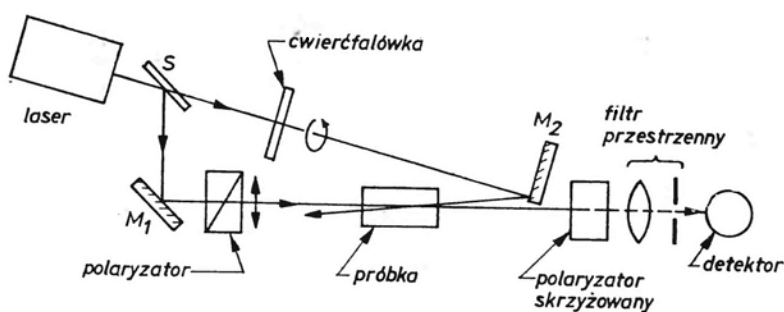


Rys. 7. Seria Balmera w wodorze i subtelna budowa czerwonej linii H_{α} rozszczepiona metodą spektroskopii nasyceniowej

Dokładniejszych danych o tych wszystkich szczegółach dostarczyły pomiary mikrofalowe i nie ma dużych nadziei na poprawienie ich w drodze pomiarów optycznych. To co można było zrobić lepiej, to był dokładny pomiar długości fali jednej ze składowych i uzyskanie w ten sposób dokładniejszej wartości stałej Rydberga. Oczywiście, jeżeli są znane położenia i względne natężenia składowych, to staje się możliwe wyliczenie kształtu linii i dokładne jego porównanie z kształtem i położeniem wyznaczonymi metodami spektroskopii optycznej. Lecz względne natężenia są uwarunkowane przez mechanizmy procesów wzbudzenia i trwania wzbudzenia w wyładowaniu w gazie i właśnie ich nieokreśloność była głównym źródłem błędów we wcześniejszych pomiarach długości fali linii.

Hänsch i jego współpracownicy Issa S. Shahin, Munir Nayfeh, Sin Au Lee, Stephen M. Curry, Carl Wieman, John E. M. Goldsmith i Erhard W. Weber udoskonaliли pomiary długości fali linii, a tym samym stał Rydberga w wyniku szeregu starannych i odkrywczych badań. Powiększyli oni dokładność w stosunku do poprzedniej pracy o czynnik ok. 8, tak że Rydberg stał się obecnie jedną z najdokładniej znanych stałych podstawowych. Otrzymana wartość $R_{\infty} = 109\,737,3148 \pm 0010 \text{ cm}^{-1}$ pozostaje w dobrej zgodności z wartością uzyskaną w nowym pomiarze wykorzystującym wzbudzenie światłem laserowym strumienia atomowego a wykonanym przez S. R. Amina, C. D. Caldwell i W. Lichtenau [34].

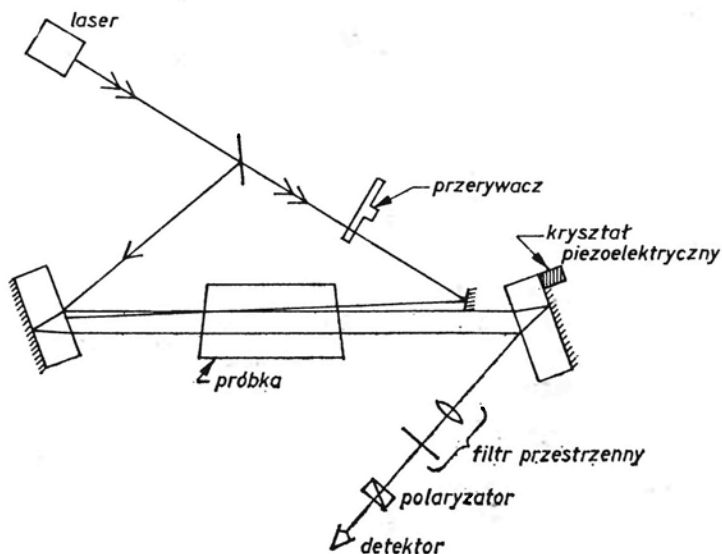
W trakcie tych badań Wieman i Hänsch [35] opracowali nowy sposób zwiększenia czułości metody nasyceniowej zapewniającej ominięcie rozszerzenia dopplerowskiego. Jak widać z rys. 8, zastosowali oni spolaryzowaną wiązkę pompującą. Wiązka ta uprzy-



Rys. 8. Układ do polaryzacyjnej spektroskopii bezdopplerowskiej

wilejowuje we wzbudzeniu cząsteczki o pewnej wyróżnionej orientacji, pozostawiając niewzbudzonymi pozostałe cząsteczki o orientacji dopełniającej. Wiązka próbująca przechodzi przez dwa skrzyżowane polaryzatory, jeden przed, a drugi za obszarem próbki tak, że żadne światło nie dochodzi do detektora wyjąwszy światło o odpowiedniej długości fali, mianowicie to, które ulega depolaryzacji przez zorientowane cząsteczki. Sygnał nasyceniowy polega wówczas na wzroście transmisji, przy tym nie występuje w przybliżeniu żadne szkodliwe tło. W ten sposób szum powodowany przez fluktuacje natężenia lasera próbującego jest prawie wyeliminowany, a widma mogą być obserwowane przy mniejszej gęstości lub przy mniejszym natężeniu światła.

Inny sposób usunięcia tła podali Frank V. Kowalski i W. T. Hill [36] oraz niezależnie R. Schieder [37]. Zastosowali oni układ analogiczny do interferometru Jamina, w którym wiązka próbująca jest podzielona na dwie biegnące przez próbkę równoległe różnymi drogami, jak to widać na rys. 9. Wiązki te po zebraniu ich razem interferują znosząc się wzajemnie. Kiedy wówczas wiązka nasycająca pompująca jest mniej absorbowana wzdłuż jednej drogi, to obie wiązki próbujące przestają się znosić i pojawia się sygnał wolny od rozszerzenia dopplerowskiego. Spektroskopia polaryzacyjna może być rozpatrywana do pewnego stopnia jako szczególny przypadek nasyceniowej spektroskopii interferencyjnej. Fala próbująca spolaryzowana liniowo jest równoważna dwu falom o przeciwnych



Rys. 9. Układ do bezdopplerowskiej spektroskopii interferencyjnej nasyceniowej

polaryzacjach kołowych. Nakładając się tworzą one falę o pierwotnej polaryzacji liniowej, która nie jest przepuszczana przez drugi polaryzator, chyba że jedna ze składowych wiązek spolaryzowanych kołowo ulega zmienionej absorpcji lub przebiega inną efektywną drogę optyczną.

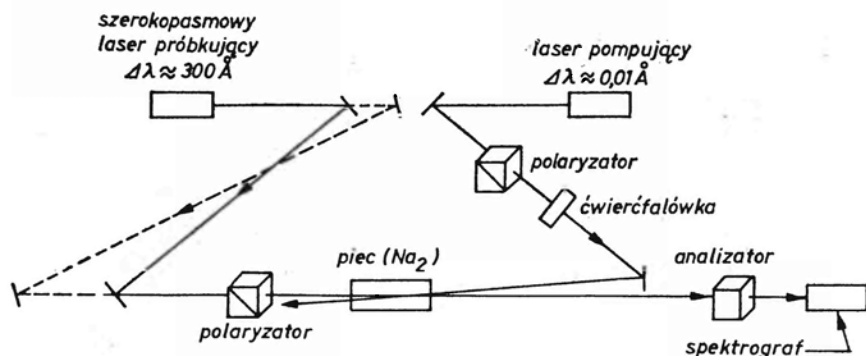
5. Upraszczenie widm przez znaczenie laserem

Widma cząsteczkowe są znacznie bardziej złożone aniżeli atomowe. Nawet cząsteczka taka jak Na_2 ma tuziny poziomów oscylacyjnych i setki rotacyjnych należących do poszczególnych stanów elektronowych. Wobec tego poszukiwaliśmy sposobów wykorzystania laserów w celu takiego uproszczenia widm cząsteczkowych, które umożliwiłoby ich identyfikację. Nawet przed odkryciem lasera dokonano czegoś podobnego w drodze wykorzystania monochromatycznego źródła światła takiego jak lampa rtęciowa z filtrem, w celu wzbudzenia akurat jednego poziomu i obserwacji fluorescencji z niego do poziomów niższych. Rozporządzając monochromatycznymi laserami przestrajalnymi można to zastosować np. do przebadania struktury oscylacyjnej i rotacyjnej podstawowego stanu elektronowego cząsteczki. O górnym stanie można mówić w tym przypadku, że został „naznaczony”, ponieważ jest wyróżniony przez to, że cząsteczki są wzbudzone właśnie do tego stanu, a nie są wzbudzone do innych stanów.

Jeżeli jednak nic nie jest wiadome o cząsteczce, to jest możliwe także wyznaczenie stałych podstawowego stanu elektronowego z pomocą spektroskopii mikrofalowej, podczerwonej i ramanowskiej. Mark E. Kaminsky, R. Thomas Hawkins i Frank V. Kowalski odwrócili przeto wyżej opisane „znaczenie” wykorzystując laser do pompowania cząsteczek z wybranego dolnego poziomu [38]. Wszystkie linie absorpcyjne biorące początek z tego wybranego poziomu były wówczas osłabione. Jeśli światło laserowe pompujące było przerywane, linie absorpcyjne ze znaczonego poziomu były modulowane z częstością

przerywania. W takim razie, jeżeli spektrometr optyczny o wysokiej rozdzielczości był przestrajany w obszarze widma, to linie zaczynające się zeznaczonych poziomów można było rozpoznać dzięki ich modulacji, nawet jeśli w wyniku zaburzeń były przesunięte daleko z ich oczekiwanych położań.

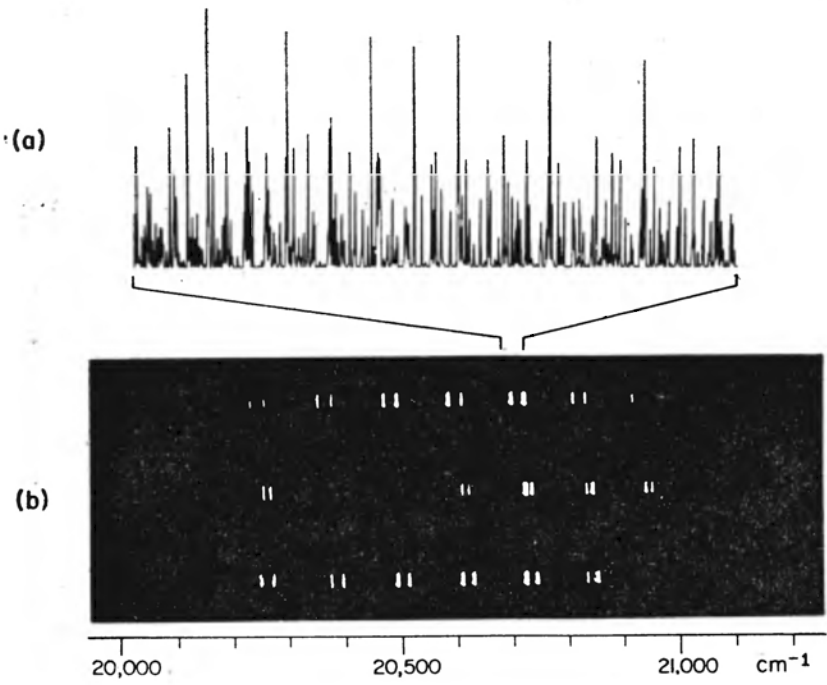
Prawie od razu gdy Hänisch i Wieman wprowadzili metodę spektroskopii polaryzacyjnej stało się dla nas widoczne, że można ją adaptować do poszukiwań i identyfikacji poziomów cząsteczek i złożonych atomów [39]. Aparatura służąca metodzie znaczenia polaryzacyjnego jest pokazana na rys. 10. Spolaryzowana wiązka z lasera barwnikowego



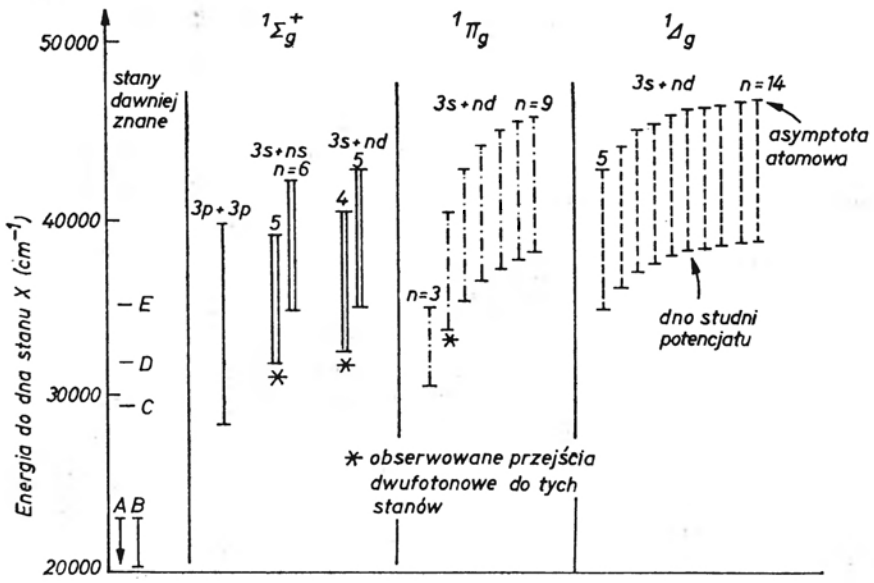
Rys. 10. Układ do widm uproszczonych dzięki znaczeniu polaryzacyjnemu

pracującego z odpowiednią częstotliwością jest użyta do pompowania cząsteczek o określonej orientacji z wybranego dolnego poziomu, przy tym cząsteczki na dolnym poziomie wykazują orientację dopełniającą. Wiązka próbkująca o dużej szerokości widmowej pochodząca z drugiego lasera zostaje skierowana przez dwa skrzyżowane polaryzatory, umieszczone przed i za próbką, a następnie na spektrograf kliszowy. Rys. 11 przedstawia widma obserwowane przez Richarda Teetsa i Richarda Feinberga [39] w przypadku, kiedy pompowano wiele sąsiednich linii Na_2 . Widać, że każdemu znaczonemu poziomowi odpowiadają akurat dwie linie rotacyjne dla każdego poziomu oscylacyjnego ($J' = J'' + 1$ i $J' = J'' - 1$). Dla porównania została pokazana mała część widma uzyskana przez zastosowanie prostej spektroskopii absorpcyjnej. W miarę jak zmienia się powoli nastrojenie lasera pompującego, pojawiają się różne grupy linii. W przypadku każdej z nich liczba kwantowa górnego stanu oscylacyjnego może być prosto wyznaczona, jeżeli zauważymy, że linie odpowiadające najniższej częstotliwości kończą się na poziomie o $v' = 0$ górnego stanu elektronowego.

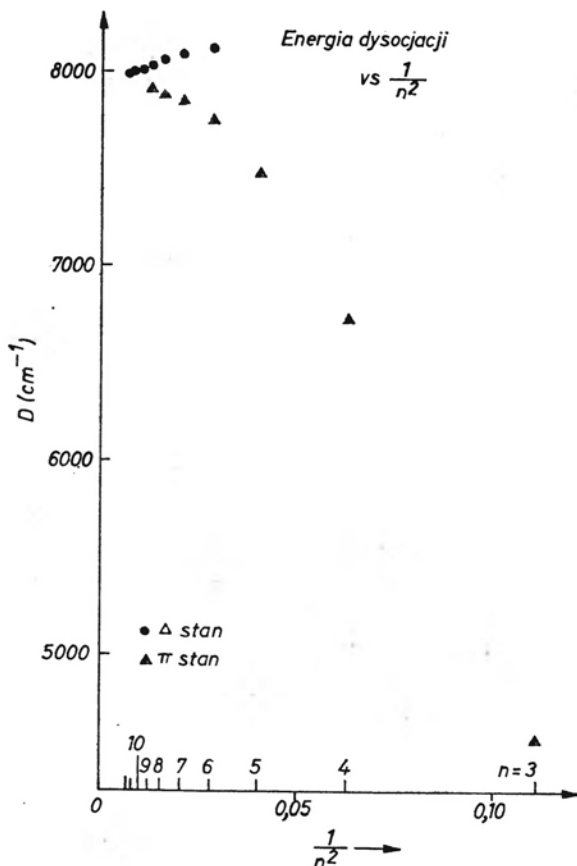
Ponieważ cząsteczki przeniesione na elektronowy poziom wzbudzony przez spolaryzowane światło lasera pompującego są także zorientowane, przeto wiązka próbkująca może wykrywać przejścia do jeszcze wyższych poziomów. Nils W. Carlson, Antoinette J. Taylor i Kevin M. Jones [40, 41, 42] posługując się tą metodą zidentyfikowali 24 elektronowe stany wzbudzone singletowe w Na_2 , podczas gdy we wszystkich poprzedzających pracach dotyczących tej cząsteczki uzyskano informacje jedynie o 6 stanach wzbudzonych. Nowe poziomy należą do stanów Σ , Π i Δ odpowiadających elektronowym konfiguracjom $3sns$ i $3snd$, co pokazano na rys. 12. Większe wartości n oznaczają cząsteczkowe stany rydbergowskie z jednym elektronem znajdującym się daleko poza kadłubem złożonym z dwu jonów Na^+ związanych głównie przez jeden elektron $3s$. W stanach Δ elektron



Rys. 11. Mały wycinek widma Na_2 uzyskanego w spektroskopii konwencjonalnej i metodą znaczenia polaryzacyjnego



Rys. 12. Wzbudzone stany elektronowe Na_2 ujawnione przez dwustopniowe znaczenie polaryzacyjne

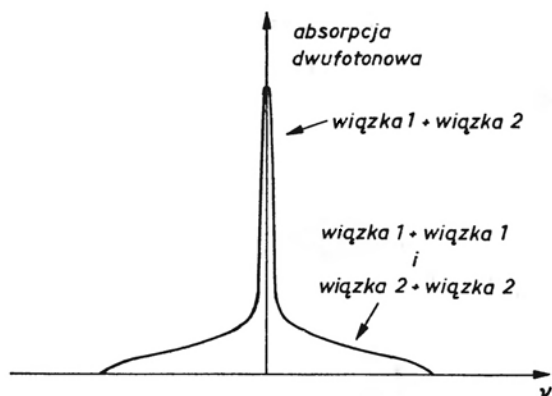
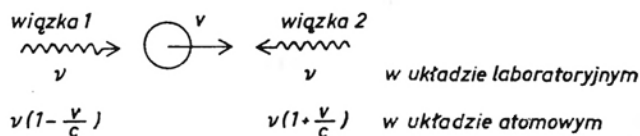


Rys. 13. Energia dysocjacji w przypadku cząsteczkowych stanów rydbergowskich w Na_2 odłożona w funkcji $1/n^2$

zewnątrzny daje nieco wkładu do wiązania tak, że głębokość studni potencjału wzrasta ze zmniejszaniem się n , co oznacza zbliżenie się tego elektronu do jądra jak to widać na rys. 13. W stanach Π elektron zewnętrzny jest antywiązący, a więc osłabia wiązanie cząsteczkowe, kiedy znajduje się blisko jądra. Podobne zachowanie obserwuje się w przypadku innych stałych cząsteczkowych, energii oscylacyjnej i długości wiązania. Dzięki temu można je wszystkie ekstrapolować w celu uzyskania dobrych wartości stałych w stanie podstawowym jonu Na_2^+ [36]. Ta metoda i wiele pokrewnych technik podwójnego rezonansu optyczno-optycznego dają rosnący wkład do analizy złożonych widm atomowych i cząsteczkowych.

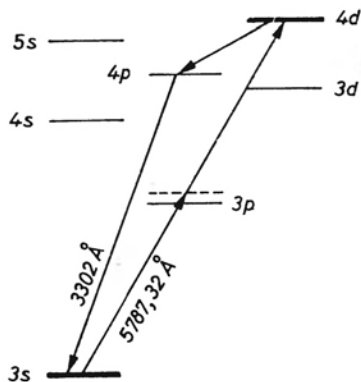
6. Dwufotonowa spektroskopia bezdopplerowska

L. S. Wasilenko, W. P. Czebotajew i A. W. Sziszajew zaproponowali w 1970 r. metodę otrzymywania dwufotonowych linii spektralnych bez rozszerzenia dopplerowskiego [43]. Jak pokazano schematycznie na rys. 14, cząsteczka poruszająca się w kierunku jednej



Rys. 14. Zasada bezdopplerowskiej spektroskopii dwufotonowej

Spektroskopia dwufotonowa
 stanu $4d^2D$ Na

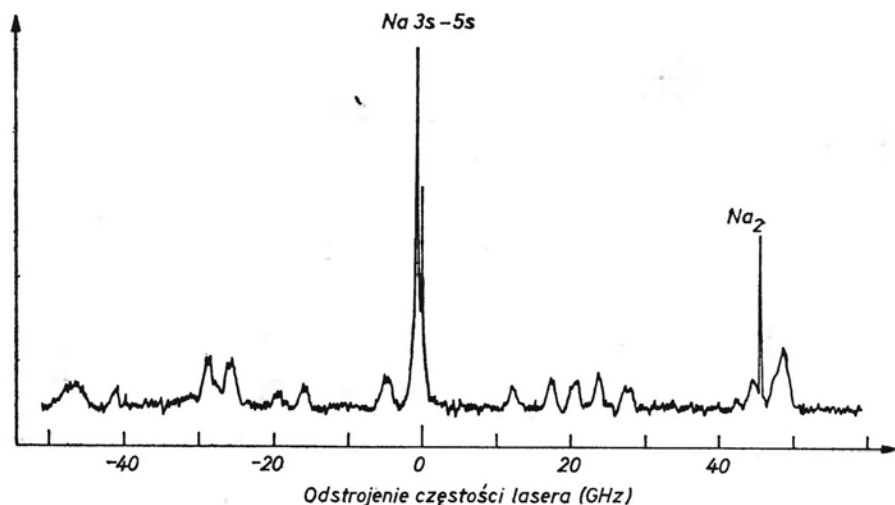


Rys. 15. Poziomy energetyczne i niektóre przejścia dwufotonowe w atomach sodu

z dwu przeciwnie skierowanych wiązek światła pochodzących z tego samego lasera widzi jedną z nich z podwyższoną częstotliwością, a drugą z obniżoną o tę samą wielkość. A więc suma częstotliwości fotonów pozostaje, z dokładnością do pierwszego rzędu, nie zaburzona przez efekt Dopplera. Wszystkie cząsteczki dają wkład do dwufotonowej linii bezdopplerowskiej. Przewidziany efekt został zaobserwowany w atomowej parze sodu przez B. Cagnaca, G. Grynberga i F. Birabena [44], przez M. D. Levensona i N. Bloembergena [45] i przez Häscha, K. C. Harveya i G. Meisela [46]. Badacze ci obserwowali przejścia ze stanu podstawowego 3s do poziomów 4d lub 5s (rys. 15). Linie były nie tylko ostre, lecz

także nadzwyczajnie wyraziste i łatwe do wykrycia z powodu obecności bardzo silnych dozwolonych przejść, dobrze znanych linii D , o długości fali mniejszej o mniej niż 100 \AA od długości fali wymaganej dla przejść dwufotonowych. Przejście dozwolone czyni atom bardziej polaryzowalnym dla światła o zastosowanej częstotliwości. Tak więc zwiększa ono współczynnik absorpcji dwufotonowej o czynnik proporcjonalny do odwrotności kwadratu różnicy częstotliwości światła i częstotliwości dozwolonego przejścia. Następnie R. T. Hawkins, W. T. Hill, F. V. Kowalski i Sune Svanberg [47] potrafili zastosować dwa lasery o różnych częstotliwościach wiązek światła, a w ten sposób wykorzystać różne linie wzmacniające w celu

Spektroskopia dwufotonowa bezdopplerowska pary Na



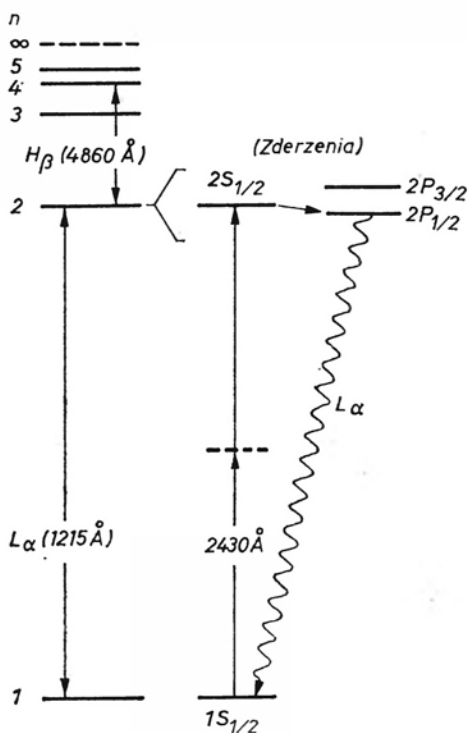
Rys. 16. Atomowe i cząsteczkowe linie dwufotonowe w Na_2

osiągnięcia innych poziomów w atomie sodu i zmierzenia przesunięć Starka spowodowanych przez przyłożone pole elektryczne. Aby uzyskać dalsze zmniejszenie rozszerzenia dopplerowskiego, użyli oni słabo skolimowanego strumienia atomowego oświetlonego poprzecznie przez laser.

Rzeczą raczej zaskakującą we wcześniejszej pracy Kennetha Harveya było wystąpienie w sąsiedztwie spodziewanej linii atomowej dwu innych linii [48]. Ponieważ nie wykazywały one dobrze znanej struktury nadsubtelnej stanu podstawowego sodu, mogły pochodzić jedynie z cząsteczkowego sodu Na_2 (rys. 16). Było to jednak godne uwagi, ponieważ liczba cząsteczek w tej temperaturze była bardzo mała w porównaniu z liczbą atomów, a musiało ich być jeszcze mniej na poszczególnych poziomach. Do tego jeszcze linie cząsteczkowe były tak silne jak atomowe. Zrozumieliśmy, że wytłumaczenie leży w bardziej lub mniej przypadkowej ścisłej koincydencji z jakąś dozwoloną, a więc wzmacniającą, linią cząsteczkową. J. P. Woerdeman [49] również zaobserwował niektóre z tych linii i mógł ustalić rotacyjną liczbę kwantową dzięki pobliskiej wzmacniającej linii Na_2 z pasma $A \leftarrow X$. Ostatnio Gerard P. Morgan, Hui-Rong Xia i Guang-Yao Yan [50, 51] wykryli i zidentyfikowali znaczną liczbę takich silnych linii w Na_2 . Odległości od sąsiednich linii

wzmacniających zostały zmierzone dzięki zastosowaniu jednocześnie jedno- i dwufotonowej spektroskopii bezdopplerowskiej. Okazały się one rzeczywiście małe, w granicach od $0,1 \text{ cm}^{-1}$ do tak niewielkiej jak 38 MHz czyli około $0,001 \text{ cm}^{-1}$. Rozumiemy więc teraz jak to jest możliwe, żeby prawdopodobieństwo absorpcji dwufotonowej czyli dwu stopni wzbudzenia, było prawie tak wielkie jak jednostopniowego.

Z drugiej strony, gdy nie ma nigdzie blisko żadnego stanu wzmacniającego, dwufotonowe linie bezdopplerowskie mogą być obserwowane, jeżeli natężenie lasera jest dostateczne, a detekcja jest wystarczająco czuła. Tak więc Hänsch, Siu Au Lee, Richard Wallenstein i Carl Wieman [52, 53] zaobserwowali dwufotonowe przejście $1s$ - $2s$ w atomowym



Rys. 17. Poziomy energetyczne i przejścia związane z pomiarem przesunięcia Lamba poziomu $1s$ w atomowym wodorze

wodorze wzbudzonym przez drugą harmoniczną (2430 \AA) widzialnego lasera barwnikowego, który równocześnie wzbudza niebieską linię Balmera H_{β} . W ten sposób przeprowadzili oni dokładne porównanie pomiędzy odstępem $1s$ - $2s$ i poczwórnym odstępem $2s$ - $4s$ w wodorze. Zgodnie z teorią Bohra stosunek odstępów tych poziomów powinien wynosić dokładnie 4 do 1. Zaobserwowane odchylenie jest miarą przesunięcia Lamba w stanie podstawowym $1s$, którego nie można zmierzyć inaczej (rys. 17).

Przejście z $1s$ do $2s$ jest szczególnie intrygujące, ponieważ dolny stan jest trwały a górny metatrwały, tak że ma czas życia $1/7 \text{ s}$. Wobec tego szerokość wynikająca z czasu życia nie powinna być większa od 1 Hz czyli jednej części na 10^{15} . Ponieważ środek linii może

być wyznaczony zwykle z dokładnością do 1% szerokości linii, to mogłoby być ewentualnie możliwe zmierzenie położenia tej linii z dokładnością do ok. 1 na 10^{17} . Lecz nikt nie mierzy niczego z dokładnością do 1 na 10^{17} ! Zanim moglibyśmy się spodziewać tego osiągnięcia, należałoby wyeliminować takie efekty jak zjawisko Dopplera drugiego rzędu, rozszerzenie związane z czasem przelotu, odrzut promienisty i rozszerzenie promieniste. Wyzwanie jest wielkie i powinno zająć eksperymentatorów na jakiś czas.

7. Inne metody

Brakuje tu miejsca na dyskusję wszystkich laserowych metod spektroskopowych interesujących naszych kolegów. Serge Haroche i Jeffrey A. Paisner zastosowali krótkie, szerokokasmowe impulsy laserowe do wytwarzania dudnień kwantowych we fluorescencji w drodze wzbudzenia spójnej superpozycji wielu poziomów nadsztylnych [54]. James F. Lawler przeniósł metodę optogalwanicznej detekcji absorpcji laserowej [55] na detekcję bezdopplerowskiej intermodulacji linii dwufotonowych [56]. Z kolei ta metoda została rozszerzona przez Donalda R. Lyonsa i Guang-Yao Yana [57] na detekcję rezonansów bezdopplerowskich w polu częstotliwości radiowej.

Jeszcze mniej możliwe jest choćby rozpoczęcie opisu wielu podniecających odkryć i osiągnięć dokonujących się w innych laboratoriach. Pewne wskazówki na ten temat mogą dać materiały V Konferencji Spektroskopii Laserowej [58]. Konferencje te odbywają się co dwa lata. Tę dziedzinę cechował nieomal wybuchowy rozwój i spektroskopia laserowa w tej czy innej postaci obejmuje obszar od fal submilimetrowych poprzez daleką podczerwień do nadfioletu próżniowego i miękkich promieni X.

Tak więc w potężnym, jednokierunkowym, spójnym i wysoce monochromatycznym nowym świetle laserów nauczyliśmy się uprawiać zupełnie nowe rodzaje spektroskopii. Umiemy rozdzielać subtelne szczegóły dotychczas zamazywane przez termiczne rozszerzenie, umiemy obserwować i badać zbiory bardzo małej liczby atomów i potrafimy upraszczać złożone widma. Potrafimy wykonywać pomiary w przypadku prostych atomów z dokładnością, która pozwala naprawdę współzawodniczyć z najlepszymi obliczeniami teoretycznymi. Nasze eksperymentalne możliwości rozwinęły się w niewielu ostatnich latach tak szybko, że nie było czasu na zastosowanie ich do interesujących podstawowych problemów, do których, jak się wydaje, tak dobrze się nadają. Lecz spektroskopia posługująca się nowym światłem naświetla wiele rzeczy, na których zbadanie dawniej nie mogliśmy mieć nawet nadziei, i z pewnością spotkamy dalsze intrygujące niespodzianki.

Źłumaczył *Kazimierz Rosiński*

Instytut Fizyki PAN
Warszawa

Literatura

- [1] A. J. Ångström, *Sven. Vetensk. Akad. Handl.* 327 (1852); *Poggendorff. Annalen* 94, 141 1855, *Philos. Mag.* 9, 327 (1855).
- [2] J. Fraunhofer, *Gilbert Annalen* 56, 264 (1817).

- [3] W. Huggins, *Philos. Trans. R. Soc. London* **171**, 669 (1880).
- [4] H. W. Vogel, *Monatsber. Konigl. Akad. Wissensch. Berlin* 10 Juli, (1879), zreferowana przez Hugginsa, *op. cit.*
- [5] J. J. Balmer, *Poggendorff. Annalen*, N. F. **25**, 80 (1885).
- [6] J. R. Rydberg, *Konigl. Sven. Vetensk. Akad. Handl.* **32**, 80 (1890); *Philos. Mag.* **29**, 331 (1890).
- [7] K. W. Meissner, K. F. Luft, *Ann. Phys. (Germany)*, **28**, 667 (1937).
- [8] R. Minkowski, H. Bruck, *Z. Phys.* **95**, 284 (1935).
- [9] A. L. Schawlow, C. H. Townes, *Phys. Rev.* **112**, 1940 (1958).
- [10] W. B. Tiffany, H. W. Moos, A. L. Schawlow, *Science* **157**, 40 (1967).
- [11] W. E. Lamb Jr., wystąpienie na: Third International Conference on Quantum Electronics, Paryż, 11–15 luty, 1963; *Phys. Rev.* **134A**, 1429 (1964).
- [12] R. A. Macfarlane, W. R. Bennett Jr, W. E. Lamb Jr., *Appl. Phys. Lett.* **2**, 189 (1963).
- [13] A. Szoke, A. Javan, *Phys. Rev. Lett.* **10**, 521 (1963).
- [14] P. H. Lee, M. L. Skolnick, *Appl. Phys. Lett.* **10**, 303 (1967).
- [15] T. W. Hänsch, P. Toschek, *IEEE J. Quantum Electron.* **4**, 467 (1968).
- [16] P. W. Smith, T. W. Hänsch, *Phys. Rev. Lett.* **26**, 740 (1971).
- [17] T. W. Hänsch, M. D. Levenson, A. L. Schawlow, *Phys. Rev. Lett.* **27**, 707 (1971).
- [18] C. Borde, *C. R. Acad. Sci. Paris* **271**, 371 (1970).
- [19] M. D. Levenson, A. L. Schawlow, *Phys. Rev.* **6A**, 10 (1972).
- [20] C. Freed, A. Javan, *Appl. Phys. Lett.* **17**, 53 (1970).
- [21] M. S. Sorem, A. L. Schawlow, *Opt. Commun.* **5**, 148 (1972).
- [22] W. M. Fairbank Jr., T. W. Hänsch, A. L. Schawlow, *J. Opt. Soc. Am.* **65**, 199 (1975).
- [23] G. S. Hurst, M. G. Payne, S. D. Kramer, J. P. Young, *Rev. Mod. Phys.* **51**, 767 (1979).
- [24] P. P. Sorokin, J. R. Lankard, *IBM J. Res. Dev.* **10**, 306 (1966).
- [25] F. P. Schafer, W. Schmidt, J. Volze, *Appl. Phys. Lett.* **9**, 306 (1966).
- [26] J. A. Myer, C. L. Johnson, E. Kierstead, E. D. Sharma, I. Itzkan, *Appl. Phys. Lett.* **16**, 3 (1970)
- [27] T. W. Hänsch, *Appl. Opt.* **11**, 895 (1972).
- [28] O. G. Peterson, S. A. Tuccio, B. B. Snively, *Appl. Phys. Lett.* **17**, 245 (1970).
- [29] M. Birnbaum, P. H. Wendizowski, C. L. Fincher, *Appl. Phys. Lett.* **16**, 436 (1970).
- [30] T. W. Hänsch, I. S. Shalin, A. L. Schawlow, *Phys. Rev. Lett.* **27**, 707 (1971).
- [31] T. W. Hänsch, I. S. Shahin, A. L. Schawlow, *Nature* **235**, 63 (1972).
- [32] G. Herzberg, *Z. Phys.* **146**, 269 (1956).
- [33] J. E. M. Golsmith, E. W. Weber, T. W. Hänsch, *Phys. Rev. Lett.* **41**, 1525 (1978).
- [34] S. R. Amin, C. D. Caldwell, W. Lichten, *Phys. Rev. Lett.* **47**, 1234 (1981).
- [35] C. Wieman, T. W. Hänsch, *Phys. Rev. Lett.* **36**, 1170 (1976).
- [36] F. V. Kowalski, W. T. Hill, A. L. Schawlow, *Opt. Lett.* **2**, 112 (1978).
- [37] R. Schieder, *Opt. Commun.* **26**, 113 (1978).
- [38] M. E. Kaminsky, R. T. Hawkins, F. V. Kowalski, A. L. Schawlow, *Phys. Rev. Lett.* **36**, 671 (1976).
- [39] R. E. Teets, R. Feiberg, T. W. Hänsch, A. L. Schawlow, *Phys. Rev. Lett.* **37**, 683 (1976).
- [40] N. W. Carlson, F. V. Kowalski, E. R. Teets, A. L. Schawlow, *Opt. Commun.* **39**, 47 (1981).
- [41] N. W. Carlson, A. J. Taylor, K. M. Jones, A. L. Schawlow, *Phys. Rev.* **A24**, 822 (1981).
- [42] A. J. Taylor, K. M. Jones, A. L. Schawlow, *Opt. Commun.* **39**, 47 (1981).
- [43] L. S. Vasilenko, V. P. Chebotayev, A. V. Shishaev, *JEPT Lett.* **12**, 113 (1970); *Zh. Eksp. Teor. Fiz. Pisma* **12**, 161 (1970).
- [44] B. Cagnac, G. Grynberg, F. Biraben, *J. Phys. (France)*, **34**, 845 (1973).
- [45] M. D. Levenson, N. Bloembergen, *Phys. Rev. Lett.* **32**, 645 (1974).
- [46] T. W. Hänsch, K. C. Harvey, G. Meisel, A. L. Schawlow, *Opt. Commun.* **11**, 50 (1974).
- [47] R. T. Hawkins, W. T. Hill, F. V. Kowalski, A. L. Schawlow, S. Svanberg, *Phys. Rev.* **A15**, 967 (1977).
- [48] K. C. Harvey, Thesis, Stanford University, M. L. Report No 2442, 1975.
- [49] J. P. Woerdman, *Chem. Phys. Lett.* **43**, 279 (1976).
- [50] H. R. Xia, G.-Y. Yan, A. L. Schawlow, *Opt. Commun.* **39**, 153 (1981).

- [51] G. P. Morgan, H.-R. Xia, A. L. Schawlow, *J. Opt. Soc. Am.* **72**, 315 (1982).
- [52] S. A. Lee, R. Wallenstein, T. W. Hänsch, *Phys. Rev. Lett.* **35**, 1262 (1975).
- [53] C. Wieman, T. W. Hänsch, *Phys. Rev.* **A22**, 1 (1980).
- [54] S. Haroche, J. A. Paisner, A. L. Schawlow, *Phys. Rev. Lett.* **30**, 948 (1973).
- [55] R. B. Green, R. A. Keller, G. G. Luther, P. K. Schenck, J. C. Travis, *Appl. Phys. Lett.* **29**, 727 (1956).
- [56] J. E. Lawler, A. I. Ferguson, J. E. M. Golsmith, D. J. Jackson, A. L. Schawlow, *Phys. Rev. Lett.* **42**, 1046 (1979).
- [57] D. R. Lyons, A. L. Schawlow, G.-Y. Yan, *Opt. Commun.* **38**, 35 (1981).
- [58] Najnowsze: *Laser Spectroscopy V*, red. A. R. W. McKellar, T. Oka, B. P. Stoicheff, Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg and New York 1981.

RÓŻNE

Zdzisław Wilhelmi

Instytut Fizyki Doświadczalnej
Uniwersytet Warszawski
Warszawa**Sytuacja fizyki jądrowej w Polsce i perspektywy jej rozwoju****The Present State and Future Prospects of Nuclear Physics in Poland****1. Wstęp**

Zadaniem tego referatu jest ułatwić Komitetowi Fizyki ocenę sytuacji na jednym z ważnych odcinków badań fizycznych w Polsce — badań jądrowych. Sądzę, że moment dla dokonania takiej oceny opartej na szerokiej dyskusji w gronie tak kompetentnym i reprezentatywnym jak Komitet Fizyki PAN, jest bardzo odpowiedni, bowiem dokonują się właśnie w łonie fizyki jądrowej w Polsce głębokie zmiany organizacyjne. Przestał niedawno istnieć jako całość największy w naszym kraju instytut badań jądrowych — IBJ, a tworzy się nowy instytut fizyki jądrowej.

Każda wielka zmiana organizacyjna niesie w sobie możliwość istotnej poprawy, ale też stwarza możliwość popełnienia błędów polegających w szczególności na rozbiciu wartościowych struktur. Dlatego zmiany takie powinny być dokonywane przy szerokiej konsultacji specjalistów, a należy się przy tym dobrze wsłuchiwać w głos społeczności, której zmiany te dotyczą.

Komitet Fizyki reprezentuje tę społeczność. Mam więc nadzieję, że mój referat wywoła dyskusję, której wnioski wpłyną korzystnie na kierunek zachodzących zmian i na kształtowanie się polityki naukowej i to nie tylko w dziedzinie fizyki jądrowej, sądzą bowiem, że jest wiele trudności, z jakimi borykamy się, my — „jądrowcy”, które są bardzo podobne do przeszkód zawadzających w pracy naszym kolegom z innych rejonów nauki.

W referacie tym będzie mowa jedynie o badaniach tzw. podstawowych fizyki wysokich i niskich energii, nie będziemy się natomiast zajmować żadnymi działami technicznej fizyki jądrowej, takimi jak np. fizyka reaktorowa czy akceleratorowa. Pozostaną również na boku wszelkie zastosowania metod fizyki jądrowej do badań uprawianych w innych naukach, zwłaszcza w fizyce ciała stałego, oraz do zagadnień technicznych i medycznych. Badania te będą być może omówione kiedyś oddzielnie.

* Tekst referatu wygłoszonego na plenarnym posiedzeniu Komitetu Fizyki Polskiej Akademii Nauk w dniu 26 stycznia 1983 r. Ma być opublikowany także w *Nauce Polskiej*.

W referacie tym będzie się mówić bardzo niewiele o przeszłości — tyle tylko, ile potrzeba do pokazania ogólnej tendencji zmian sytuacji. Uwagę skoncentrujemy na dniu dzisiejszym i na tym, co niosą lata idące.

Niewiele miałem czasu na przygotowanie tego opracowania, zaledwie kilka tygodni. Udało mi się jednak uzyskać potrzebne informacje ze wszystkich najważniejszych ośrodków jądrowych w Polsce, a także dostać wypowiedzi, na tematy poruszane w referacie, kilkunastu profesorów i docentów reprezentujących te ośrodki¹.

Wszystkim moim respondentom pragnę serdecznie podziękować za pomoc. Referat mój był przedstawiony przed tygodniem na posiedzeniu Sekcji Jądrowej Komitetu Fizyki PAN, a szereg uwag, jakie poczyniono w czasie dyskusji, zostało uwzględnionych w jego obecnej redakcji.

Na początek referatu szczypta maleńka historii — historii bez nazwisk osób żyjących.

Fizyka jądrowa ma w Polsce tradycje stare, bo ponad półwieczne. Na parę lat przed II wojną światową Ludwik Wertenstein podjął w Warszawie badania nad promieniotwórczością naturalną i wzbudzoną, a Andrzej Sołtan nad reakcjami jądrowymi.

Zaraz po wojnie zaczęły się w krakowskiej AGH badania promieniowania kosmicznego, a w Politechnice Łódzkiej prowadzono pod kierunkiem Sołtana prace nad projektem cyklotronu i separatora izotopów. W Uniwersytecie Warszawskim na szerszą skalę podjęto badania nad jądrami atomowymi w 1948 r.

W dwa lata później uruchomiono tu akcelerator Cockrofta-Waltona na 1 MV i rozpoczęto badania w dziedzinie fizyki prędkich neutronów. W 1952 w Uniwersytecie Warszawskim zostały zainicjowane badania w Fizyce Jądrowej Wysokich Energii pięknym odkryciem hiperjądra. W tym samym mniej więcej czasie, co i w Warszawie, rozpoczęły się badania jądrowe w Krakowie, gdzie H. Niewodniczański podjął budowę małego cyklotronu.

Wszystkie te prace, warszawskie i krakowskie, były prowadzone bardzo skromnymi środkami.

Radykalną zmianę przyniósł rok 1955, kiedy decyzją Rządu został utworzony Instytut Badań Jądrowych, a w kilka miesięcy później Urząd Pełnomocnika Rządu do Spraw Wykorzystania Energii Jądrowej. Bezpośrednią pobudką do kreowania tych instytucji była radziecka oferta udzielenia pomocy w badaniach jądrowych, Polsce i innym krajom socjalistycznym. Aby tę pomoc, polegającą głównie na dostawie do Polski cyklotronu oraz reaktora badawczego szybko i racjonalnie wykorzystać, trzeba było opracować program badań, przygotować kadrę i zbudować niezbędne laboratoria.

Zadania te podjął właśnie IBJ, który powstał na bazie już istniejących poprzednio trzech placówek PAN, a mianowicie: Zakładu Izotopów Promieniotwórczych (Warszawa), Zakładu Fizyki Jądrowej (Kraków), i wreszcie Zakładu Fizyki Elementarnych Czą-

¹ A oto lista moich uprzejmych respondentów: prof. A. Białas (UJ), prof. G. Białkowski (UW), prof. Z. Bochnacki (IFJ), prof. A. Budzanowski (IFJ), doc. T. Goworek (UMCS), doc. M. Jaskóła (IBJ), doc. A. Jurewicz (IBJ), doc. K. Pomorski (UMCS), doc. M. Przytuła (UŁ), doc. W. Ratyński (IBJ), doc. S. Rohoziński, (UW), prof. K. Rybicki (IFJ), prof. J. Rzewuski (UWr), prof. A. Sobiczewski (IBJ), prof. A. Strzałkowski (UJ), doc. M. Szepetycka (IBJ), doc. W. Tybor (UŁ), prof. J. Wdowczyk (IBJ-Łódź), prof. J. Zakrzewski (UW), doc. W. Zych (PW), prof. J. Żylicz (UW). Korzystałem również z konsultacji prof. R. Sosnowskiego w sprawach fizyki wysokich energii.

stek (Warszawa) utworzonego jeszcze w 1954 r., specjalnie w celu wykonania projektu i zbudowania polskiego reaktora eksperymentalnego.

Zdecydowano wtedy, że zakupiony w ZSRR cyklotron U-120 przejdzie w ręce fizyków krakowskich, reaktor zaś zostanie zbudowany w ośrodku warszawskim. Decyzja ta zaważyła silnie na dalszych losach fizyki jądra atomowego w Warszawie i Krakowie, gdyż stawiała fizyków krakowskich w bardziej korzystnej sytuacji. Wiadomo bowiem, że reaktor jest mniej cennym niż cyklotron narzędziem badań fizyki jądrowej. Fizycy warszawscy musieli od razu przystąpić do budowy własnym wysiłkiem niezbędnych akceleratorów. W roku 1961 uruchomiono w Warszawie 3-megawoltowy generator Van de Graaffa, a w 1970 — akcelerator liniowy protonów.

Po paru latach istnienia IBJ, odłączył się od niego tzw. Zakład II zlokalizowany w Krakowie i rozpoczął swój samodzielny byt jako Instytut Fizyki Jądrowej. Oba instytuty, IBJ i IFJ odegrały bardzo ważną rolę w rozwoju szeroko pojętych badań jądrowych w całym kraju. Wywarły one pewien wpływ na formowanie się nowych ośrodków badań jądrowych w Łodzi, Lublinie i Katowicach. Pod auspicjami IBJ powstawało w Lublinie laboratorium separacji izotopów stworzone przez Wł. Żuka, które wkrótce rozpoczęło również badania w dziedzinie spektroskopii jądrowej.

W Łodzi, w latach czterdziestych rozpoczęły się we współpracy z grupą fizyków z AGH, a później IFJ badania nad promieniowaniem kosmicznym i oddziaływaniem jądrowym najwyższych energii.

Wielką rolę w rozwoju polskiej fizyki jądrowej niskich i wysokich energii, teoretycznej i eksperymentalnej, odegrał Zjednoczony Instytut Badań Jądrowych w Dubnej, zwłaszcza w pierwszych latach kilkunastu po jego powołaniu w roku 1956. Dziś znaczenie „Dubnej” nieco zmalało, ale wciąż jeszcze ZIBJ jest dla nas wszystkich bardzo ważnym ośrodkiem.

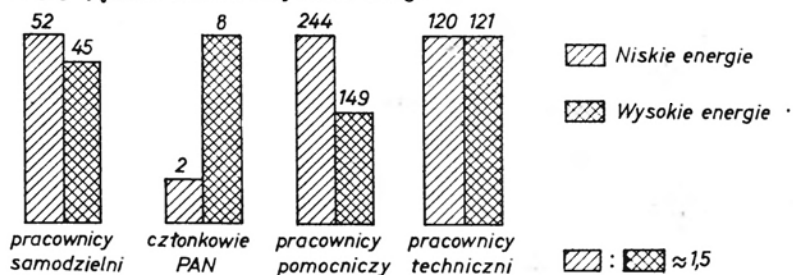
Po tym historycznym mini-wstępie przejdę do właściwego referatu. Na początku przedstawię kadry naukowe w rozkładzie geograficznym i tematycznym, następnie omówię zwięźle tematykę naukową uprawianą w poszczególnych działach fizyki jądrowej *sensu largo*. Dalsze rozdziały poświęcę omówieniu sytuacji aparaturowej, współpracy międzynarodowej i sytuacji finansowej. Następnie potrączę o sprawy organizacji badań jądrowych i kształcenia kadry naukowej. Na koniec popatrzymy w przyszłość. Powiemy o tematyce naukowej, którą chcielibyśmy uprawiać, i o tych warunkach, od których głównie zależy realność naszych planów i prognoz.

Postawiłem sobie w tym referacie liczne, jak widać, zadania. Aby więc zmieścić się w rozsądnym czasie, rezygnuję prawie zupełnie z omawiania dotychczasowych osiągnięć naukowych, mam bowiem przed sobą grono fizyków, którym chyba mogę oszczędzić wysłuchiwanie reklamowego elaboratu, tym bardziej, że prawie wszystkie dotychczasowe przeglądy poświęcone polskiej fizyce to właśnie miały za temat.

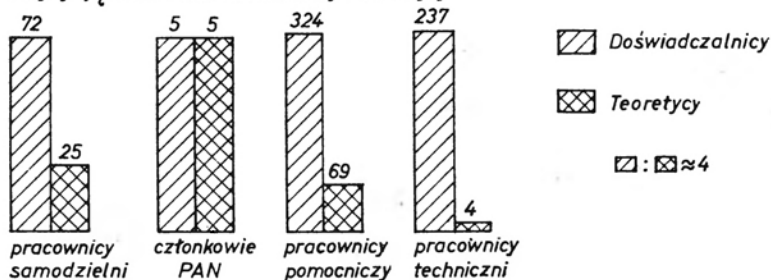
2. Kadra naukowa

Fizykę jądrową możemy podzielić na fizykę niskich energii, tj. fizykę jądra atomowego, oraz na fizykę wysokich energii, tj. fizykę jądrową wysokich energii i cząstek elementarnych. W gruncie rzeczy są to dwa duże, samodzielne, odrębne działy fizyki mające sto-

Fizycy jądrowi niskich i wysokich energii



Fizycy jądrowi: doświadczalnicy i teoretycy



Ryc. 1.

Tablica 1. Struktura i „geografia” zatrudnienia fizyków jądrowych

Grupa pracowników	Ośrodek							Razem
	Warszawa	Kraków	Łódź	Lublin	Wrocław	Katowice	Kielce	
Profesorowie i docenci	43	33	6	5	7	1	2	97
Pomocniczy pracownicy naukowci	144	153	42	23	13	10	8	393
Prac. nauk. razem	187	186	48	28	20	11	10	490
Pracownicy techn.	111	90	23	6	—	6	5	241
Pracownicy razem	298	276	71	34	20	17	15	731
Pracownicy razem w proc.	40	38	10	5	3	2	2	100

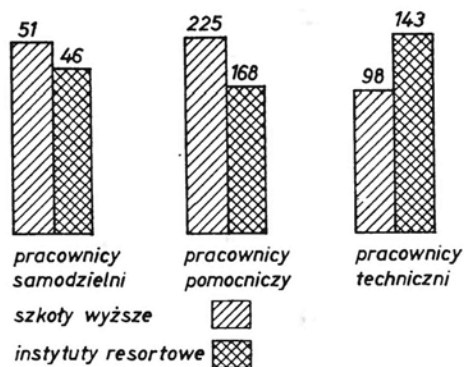
sunkowo niewielkie tereny przekrywania się i, być może, należałoby, omawiając sytuację w tych działach, przygotować dwa oddzielne referaty.

Lecz teraz — do sprawy. Ilu nas jest? Jak wynika z tabl. 1 i rys. 1, pracuje w Polsce w fizyce jądrowej około 100 profesorów i docentów i około 400 pomocniczych pracowników naukowych. Pomaga im bezpośrednio około 240 inżynierów i techników pracujących w zakładach fizyki, nie licząc personelu technicznego w centralnych komórkach technicznych instytutów i uczelni.

Jak wyglądają te liczby w rozbiciu na fizykę jądra atomowego i fizykę wysokich energii i cząstek elementarnych? Jeśli nie będziemy brali pod uwagę personelu technicznego, to stosunek pracowników w obu tych dyscyplinach wynosi ok. 1,5. Dodajmy, że w fizyce jądrowej zarówno niskich jak i wysokich energii teoretyków jest cztery razy mniej niż doświadczalników. I jeszcze jedna ciekawostka: wśród fizyków wysokich energii jest 9 członków PAN, podczas gdy ich koledzy z fizyki niskich energii mogą się poszczycić tylko dwoma członkami Akademii.

Rozbicie na resorty, w których prowadzi się badania jądrowe, podaje rys. 2. Okazuje się, że w szkołach wyższych pracuje o 30% więcej fizyków jądrowych aniżeli w instytutach resortu atomistyki.

Zatrudnienie fizyków jądrowych
w uczelniach i instytutach
resortu atomistyki



Ryc. 2.

O rozładzie geograficznym naszych sił informuje nas tabl. 1. Rzut oka na tę tablicę pozwala stwierdzić, że fizyków jądrowych jest prawie tyle w Warszawie, co w Krakowie (187 i 186). Na trzecim miejscu pod względem liczebności stoi Łódź (48 osób), dalej Lublin (28), a następnie Wrocław, Katowice i Kielce (odpowiednio 20, 11 i 10 osób). Zatem 80% wszystkich „jądrowców” pracuje w Warszawie i Krakowie.

Pokażę również, jak wygląda pod względem liczebności kadr fizyka jądrowa w zestawieniu z innymi działami fizyki (tabl. 2).

Jak widać, fizycy jądrowi są na drugim miejscu po fizykach ciała stałego, a przed fizyką stosowaną, biofizyką i optyką.

Kiedy już wiemy ilu nas jest w Polsce, przejdźmy do sprawy: czym się zajmujemy?

Tablica 2. Struktura specjalizacyjna polskiej fizyki

Specjalność	Udział procentowy
Fizyka ciała stałego	37
Fizyka jądrowa niskich energii	11
Fizyka jądrowa wysokich energii	7
Fizyka stosowana	7
Biofizyka	6
Optyka	6
Akustyka	5
Geofizyka	3
Inne działy fizyki	18
Razem	100%

3. Główna tematyka naukowa

Podzielę tę odpowiedź na dwie części. Najpierw określe tematykę w dorzeczu fizyki jądra atomowego.

Tematyka ta jest dość zwarta i koncentruje się wokół najbardziej aktualnych problemów. W obu głównych ośrodkach kraju, tj. krakowskim i warszawskim, prowadzone są badania nad strukturą jąder atomowych i nad mechanizmem reakcji jądrowych.

Do tradycyjnych zagadnień, w których prace polskich eksperymentatorów i teoretyków w Krakowie i Warszawie, a także na mniejszą skalę w Lublinie, odegrały znaczącą rolę, należy problem struktury jąder, a zwłaszcza jąder przejściowych, wysoko wzbudzonych stanów jądrowych o dużym spinie, problem deformacji jąder atomowych i wzbudzeń kolektywnych (tym ostatnim tematem interesują się także teoretycy wrocławscy).

W ośrodku krakowskim ponadto prowadzi się od dawna badania nad oddziaływaniem cząstek α z jądrami atomowymi i pracuje nad rozwojem modelu optycznego. Do tradycyjnych warszawskich badań należą od 30 lat badania nad reakcjami wywołanymi przez prędkie neutrony i nad modelem statystycznym reakcji jądrowych. Od wielu lat dużo wysiłku poświęca się tu reakcjom wychwytu nukleonów i rezonansom gigantycznym (UW).

Reakcje przekazu jedno- i wielonukleonowego są badane doświadczalnie i teoretycznie w obu wiodących ośrodkach, przy czym pewną specyfikę Warszawy stanowi przekaz podbarierowy (podkulombowski) (UW), a Krakowa — przekaz wielonukleonowy (UJ, IFJ).

Od ponad 20 lat prowadzi się w IBJ, a od niedawna także w PW, doświadczalne badania nad procesem rozszczepienia jąder ciężkich, zaś od kilkunastu lat interesują się tym zagadnieniem także teoretycy Warszawy i Lublina.

Coraz więcej miejsca w programach niemal wszystkich polskich ośrodków jądrowych zajmują problemy fizyki ciężkich jonów. Przedmiotem zainteresowania jest zarówno struktura jąder wytwarzanych w oddziaływaniach z ciężkimi jonami (Kraków, Warszawa, Lublin), zwłaszcza jąder dalekich od stabilności (UW, IBJ), jak i mechanizmy ciężkojonowych reakcji (Warszawa, Kraków, Katowice).

Szczególną wagę przykładają się w Warszawie, a także w Katowicach, do badania procesów pełnej i niepełnej syntezy, a w Krakowie — do reakcji ciężkojonowego przekazu wielonukleonowego z uwzględnieniem procesów dwustopniowych.

Jądrowcy-teoretycy prowadzą ponadto badania materii jądrowej i hiperjądrowej (Warszawa), a także atomów egzotycznych.

We wszystkich wymienionych tu tematach i wielu innych z braku czasu pominiętych uzyskało bardzo ciekawe wyniki naukowe, którym polska fizyka jądrowa niskich energii zawdzięcza dobre miejsce w nauce światowej. A oto kilka tylko przykładów ważniejszych osiągnięć ostatnich lat:

1. Wyjaśnienie anomalnego rozpraszania cząstek α do tyłu na jądrach z obszaru $A = 40$ (UJ),
2. Wykrycie superdeformacji jądrowej, tj. stanów o stosunku osi elipsoidy 2 : 1 (IFJ),
3. Opracowanie nowej metody pomiaru gęstości poziomów jądrowych (UW),
4. Współdziałanie w odkryciu wielu (ok. 40) nowych izotopów, w tym ^{147}Tm — emitera protonów ze stanu podstawowego (UW),
5. Wykrycie biegunowej emisji cząstek naładowanych w procesie rozszczepienia (IBJ),
6. Wyjaśnienie problemu trwałej deformacji oktopolowej jąder z otoczenia radu i toru (IBJ+UMCS+UW),
7. Wykazanie silnego wpływu oddziaływań dwucząstkowych na parametry zderzeń ciężkich jonów (IFJ),
8. Pomiar magnetycznych momentów dipolowych jąder w stanach wzbudzonych (UŁ).

Przejdźmy teraz do tematyki fizyki wysokich energii.

Główne miejsce w badaniach warszawskich „cząstkowców” zajmuje fizyka cząstek dziwnych i oddziaływań hadron-hadron a także lepton-hadron oraz anihilacja pozytonów i elektronów wielkiej energii, a fizycy jądrowi wysokich energii zajmują się badaniem zderzeń hadronów i jąder wielkiej energii z jądrami.

Teoretycy IBJ i UW poświęcają szczególnie dużo uwagi opisowi silnych oddziaływań opartemu na teoriach pola z cechowaniem, a zwłaszcza na chromodynamice kwantowej, zajmując się także teoretyczną fizyką „pośrednich energii”.

W ośrodku krakowskim eksperymentalne badania prowadzi się w IFJ i AGH, a teoretyczne w IFJ i UJ. Tradycyjna tematyka IFJ, to oddziaływania hadron-lepton i jądro-jądro. Bada się eksperymentalnie również oddziaływania $e^+ - e^-$ i prowadzi prace w dziedzinie spektroskopii mezonów zbudowanych tak z lekkich jak i z ciężkich kwarków oraz badania nad oddziaływaniem jądro-jądro w szerokim zakresie energii od kilku do kilkuset GeV/nukleon. Teoretycy UJ interesują się produkcją cząstek w zderzeniach wysokich energii, a także różnymi aspektami oddziaływań silnych.

Starą tradycję mają w Polsce badania promieniowania kosmicznego. Są one prowadzo-

ne dzisiaj w UŁ oraz w łódzkiej pracowni IBJ, a także w Krakowie, w IFJ. W Łodzi główną tematykę badań stanowią od ponad trzydziestu lat wielkie pęki promieniowania kosmicznego ze szczególnym uwzględnieniem aspektów związanych z analizą oddziaływań skrajnie wysokich energii. Te aspekty nabrały ostatnio wielkiego znaczenia w związku z uruchomieniem w CERN-ie „Collidera p-p⁻”. Energie uzyskiwane w tym eksperymencie $1,5 \cdot 10^5$ GeV są już bardzo bliskie zakresu energii wielkopękowych $E > 10^6$ GeV.

Ten wykaz uprawianej w Polsce tematyki uzupełnię informacją, że teoretycy Wrocławia zajmują się teorią supersymetrii i supersymetrycznymi modelami teorii cząstek elementarnych.

Z braku czasu możemy niewiele tylko słów poświęcić wynikom tych badań, choć stanowią one istotny i uznany w całym świecie wkład do postępu nauki. Podam tylko parę przykładów osiągnięć ostatnich kilku lat:

1. Obserwacja produkcji mezonu powabnego w oddziaływaniach proton-proton (IBJ),
2. Uzyskanie charakterystyki oddziaływań dużej krotności zwłaszcza dotyczącej rozkładów krotności (UW),
3. Wyznaczanie parametrów oddziaływania kaonów niskiej energii z protonami (UW),
4. Wyznaczanie parametrów licznych rezonansów mezonowych od ρ (770) do γ' (10020), (IFJ),
5. Opracowanie modelu produkcji cząstek w zderzeniach ciężkich jonów o skrajnie wysokich energiach (UJ),
6. Stwierdzenie stosunkowo szybkiego wzrostu krotności cząstek wtórnych produkowanych w oddziaływaniach hadronów skrajnie wysokich energii (UŁ, IBJ-Łódź).

4. Sytuacja aparaturowa

Chciałbym teraz poświęcić kilka minut warunkom technicznym, w jakich jest uprawiana w Polsce fizyka jądrowa. Można ją ogólnie charakteryzować jako bardzo trudną, zwłaszcza jeśli chodzi o akceleratory i komputery. Nie uskarżamy się, oczywiście, na to, że nie ma w naszym kraju dużych akceleratorów potrzebnych do uprawiania fizyki wysokich energii i cząstek elementarnych, bo przecież mogą je mieć tylko kraje najbogatsze, jednak nadzwyczaj boleśnie odczuwamy brak akceleratorów średniej energii stanowiących niezbędne i niczym niezastąpione narzędzie codziennej pracy olbrzymiej większości fizyków jądra atomowego, a także brak dużych komputerów, których posiadanie jest warunkiem niezbędnym do prowadzenia prac opartych na wykorzystaniu zagranicznych akceleratorów. W takie urządzenia są wyposażone i to znacznie lepiej od nas nawet niewielkie i nienajbogatsze kraje w świecie.

Szczególnie ciężka jest pod tym względem sytuacja warszawskiej fizyki jądra atomowego, której głównym narzędziem jest 3-megawoltowy generator Van de Graaffa zbudowany przed 22 laty rękami fizyków UW i IBJ. Urządzenie to nie jest w stanie sprostać potrzebom ośrodka, a uruchomiony w 1970 roku w IBJ akcelerator liniowy protonów na „sztywną” energię 10 MeV nie stanowi istotnego obciążenia.

W takiej sytuacji olbrzymia część naszych prac eksperymentalnych musi być pro-

wadzona przy użyciu akceleratorów ośrodków zagranicznych. Jest to ogromnie niewygodne i stanowi potężny hamulec rozwoju fizyki jądrowej w Polsce.

Starania o wyposażenie ośrodka warszawskiego w średniej wielkości akcelerator „z prawdziwego zdarzenia” trwają nieprzerwanie od lat dwudziestu. Jak dotąd nie przyniosły one pozytywnego rezultatu. W przeszłości były podejmowane — i uchylane — kolejne decyzje władz: 1) budowy dużego generatora Van de Graaffa, 2) zakupu tandemu radzieckiego EGP 10, 3) zakupu (na wyjątkowo dogodnych warunkach) tandemu amerykańskiego EN i wreszcie 4) decyzja o budowie — w oparciu o częściowy import z ZSRR — cyklotronu izochronicznego ciężkich jonów U-200. Inwestycja została rozpoczęta w 1978 r. i poważnie, mimo różnorodnych przeszkód, zaawansowana (wykonano już około 80% elementów maszyny i wydano ok. 30% zaplanowanych pieniędzy), ale z powodu kryzysu inwestycja została znów wstrzymana.

To trwające prawie od ćwierćwiecza kołatanie fizyków o decyzję władz i jej realizację wpływa bardzo niekorzystnie na nastroje środowiska naukowego, na wydajność pracy, na dopływ nowych adeptów fizyki i na tempo rozwoju badań. Środek ciężkości prac eksperymentalnych poszczególnych zakładów fizyki w UW i IBJ przesuwają się coraz bardziej za granice kraju, do różnych ośrodków Zachodniej Europy i Stanów Zjednoczonych, z którymi współpraca staje się dla nas coraz bardziej niezbędna. To zjawisko powoduje pewną dezintegrację środowiska warszawskiego i być może nadmiernie rozmywa tematykę.

Podobne uwagi można odnieść i do ośrodka krakowskiego. Tu także sytuacja dotycząca akceleratorów jest bardzo trudna. Działają tutaj dwa, oba już przestarzałe cyklotrony klasyczne: jeden z nich, zbudowany „domowym sposobem” mały cyklotron C48 przyspiesza cząstki α do 5 MeV, a drugi U-120 daje cząstki α o energii 29 MeV. Dodajmy nawiasem, że nabyty w 1958 roku akcelerator ten jest jedynym wielkim urządzeniem badawczym (oprócz reaktora EWA), jakie zostało zafundowane polskim fizykom jądrowym w ciągu minionego ćwierćwiecza. Dlatego właśnie w Krakowie buduje się obecnie 2 inne akceleratory, oba „systemem gospodarczym”. Są to: akcelerator Van de Graaffa w UJ i cyklotron izochroniczny AIC 144 w IFJ. Budowa tych urządzeń, podobnie jak i warszawskiego U-200, potyka się o różnorakie przeszkody.

Skutki tych kłopotów z akceleratorami są w ośrodku krakowskim, podobne jak i w Warszawie: olbrzymia część badań eksperymentalnych jest prowadzona za granicą.

Aby obraz sytuacji akceleratorowej był kompletny, powinniśmy dodać, że posiadamy w instytutach jądrowych także kilka generatorów neutronów prędkich. Są to urządzenia, typu Cookrofta-Waltona na napięcie nie większe od 300 keV. Jeden z nich pracuje w UŁ, pozostałe w IBJ i IFJ.

Nieco mniej ponuro przedstawia się sytuacja tzw. „aparatury pomocniczej”, tj. różnego typu spektrometrów i detektorów promieniowania jądrowego oraz separatorów izotopów i komór rozprożeń. Olbrzymia część tej aparatury została zbudowana własnymi siłami fizyków, a wiele spośród przyrządów skonstruowanych w pracowniach fizyki jądrowej odegrało rolę prototypów aparatury jądrowej produkowanej seryjnie przez polski przemysł.

Jednak i tutaj dostrzegamy pewne pogarszanie się sytuacji. Długotrwały brak akceleratorów i przrzucanie badań eksperymentalnych do zagranicznych ośrodków osłabia

motywację do budowy w kraju aparatury pomocniczej, ponieważ jest ona w tych zagranicznych ośrodkach łatwo dostępna.

Sytuacja aparaturowa fizyków wysokich energii jest nieco lepsza. Jak już wspominałem, nie cierpią oni z powodu braku własnych akceleratorów, bowiem opierają swą pracę całkowicie na wielkich akceleratorach zagranicznych. Przywożone z Dubnej, Genewy czy Batawii filmy naświetlone w komorach pęcherzykowych są opracowywane w IFJ, IBJ i UW za pomocą półautomatycznych urządzeń pomiarowych wyposażonych w minikomputery. Od 10 lat w Warszawie i Krakowie istnieją zespoły, które korzystają także z innej techniki, a mianowicie z detektorów elektronicznych, głównie komór wielodrutowych. Komory takie wykonywane w obu tych ośrodkach stanowią istotny wkład Polski do eksperymentów przeprowadzanych we współpracy międzynarodowej.

Ośrodek Łódzki, gdzie prowadzi się badania oddziaływań promieniowania kosmicznego o energii powyżej 10^{15} eV, jest wyposażony w unikalną aparaturę hodoskopową (IBJ) i mikrodensytometr do analizy materiałów z komór emulsyjnych (UŁ).

Pragnę teraz poruszyć sprawę dotkliwych braków, których konsekwencje fizycy wysokich energii odczuwają równie boleśnie jak ich koledzy z fizyki jądra atomowego, a teoretycy — podobnie jak eksperymentatorzy: mówimy o komputerach. Nie można dziś uprawiać fizyki jądrowej ani niskich ani wysokich energii bez stałego, nieskrępowanego dostępu do maszyn cyfrowych. Są one niezbędne przy wykonywaniu eksperymentu (*on line*), przy opracowaniu jego wyników i przeprowadzaniu numerycznych obliczeń teoretycznych i modelowych.

Materiały, zawierające surowe wyniki eksperymentów przeprowadzonych za granicą, w ośrodkach akceleratorowych, jakie polscy fizycy przywożą do kraju w celu dalszego ich opracowania i interpretacji, są obecnie tak skomplikowane, że bez dużych komputerów nie można ich analizować. A właśnie ta analiza stanowi przecież główny wkład polskich fizyków jądrowych do międzynarodowych eksperymentów.

W obecnej chwili sytuacja w Warszawie jest pod tym względem niedobra. Służąca wszystkim jądrowym zakładom naukowym UW i IBJ maszyna CDC 72 w Świerku, jaka pracuje w systemie abonenckim Cyfronet, jest przeciążona i ulega częstym awariom. Wymaga ona pilnie modernizacji i rozbudowy. Uruchomienie uniwersyteckiego komputera RIAD 60 jest ustawicznie odwlekane. Nieco lepiej jest z minikomputerami do akwizycji danych, gdyż IBJ i UW dysponują maszynami PDP 11 i SM 4.

Sytuacja Krakowa jest również zła. Oprócz dostępu do maszyny CDC 72 w Ośrodku Cyfronet — Kraków, fizycy krakowscy korzystają tylko z Uniwersyteckiego Centrum Obliczeniowego z komputerami RIAD i ODRA 1304. Ponadto fizycy niskich energii w IFJ mają 3 minikomputery SM 4 i jeden PDP 11/10, a fizycy wysokich energii — minikomputery PDP 15 i PDP 9. Jednakże ten park komputerowy już nie wystarcza i w IFJ prowadzi się prace nad uruchomieniem komputera IBM 370/155.

Również niedobra jest sytuacja fizyków lubelskich i łódzkich. Ci pierwsi mają wprawdzie dostęp do uniwersyteckiego RIAD-a 32, lecz brak im własnych terminali. Fizycy Łodzi korzystają tylko z ODRY 1305 i minikomputera „Mera 400”.

5. Współpraca międzynarodowa

Jeśli polska fizyka jądrowa, zarówno niskich jak i wysokich energii, zajmuje, pomimo niedostatku środków technicznych, dobrą pozycję w nauce światowej, zawdzięczamy to w dużej mierze naszym mocnym, rozgałęzionym kontaktem międzynarodowym i ich umiejętnemu wykorzystaniu.

Nie powstały te kontakty z dnia na dzień, ale były żmudnie rozbudowywane przez długie lata. Znaczącą rolę w tym procesie nawiązywania i utrwalania współpracy z zagranicą odegrały także tradycyjne „letnie szkoły”, organizowane przez warszawskich fizyków jądra atomowego co roku co kilkunastu już lat na Mazurach i szkoły zimowe i wiosenne urządzone przez fizyków krakowskich w Zakopanem, a także międzynarodowe sympozja fizyków wysokich energii odbywane w Kazimierzu. Imprezy te zdobyły sobie świetną renomę w świecie i pozyskały nam wielu przyjaciół i partnerów korzystnej dla nas współpracy.

Znaczenie szerokiej kooperacji międzynarodowej w naszej trudnej aktualnej sytuacji aparaturowej nie sposób przecenić. Tylko dzięki niej możemy dziś uprawiać tematykę leżącą na pierwszej linii frontu naukowego.

Z braku czasu nie będę przytaczać tu sążnistego wykazu ośrodków zagranicznych, z którymi współpracują nasze instytuty, podam jedynie parę liczb charakteryzujących rozległość tej współpracy. Otóż łącznie polscy fizycy jądrowi kooperują ze stu kilkudziesięciami zespołami naukowymi w 17 krajach świata. Najliczniejsze mamy kontakty z instytutami RFN (31) i Francji (25). Dalej idą ośrodki amerykańskie (17), ZIBJ w Dubnej (16), instytucje radzieckie (12) itd.

Ta wielka liczba ośrodków, z którymi współpracujemy, budzi jednak pewien niepokój. Bo czy nie świadczy ona o rozdrobnieniu naszej tematyki — już istniejącym lub grożącym w przyszłości? Niepokój nasz jest tym większy, że wiemy, jakie są przyczyny tego zjawiska, i wiemy, że przyczyn tych nie można szybko usunąć. O jednej z nich już mówiliśmy — to brak akceleratorów i komputerów. Przyczyna druga — to bardzo niskie, wręcz niewystarczające uposażenia pracowników naukowych, dla których wyjazd zagraniczny jest pociągającą okazją do poprawy osobistej sytuacji materialnej.

Przejdźmy teraz do innego ważnego a trudnego problemu.

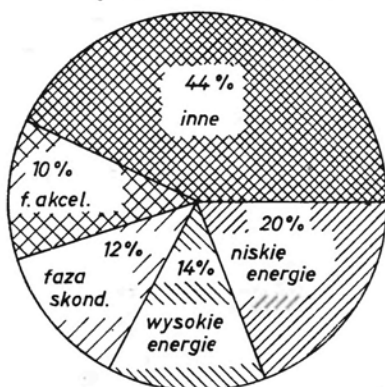
6. Sytuacja finansowa badań

Obecny system finansowania nauki istnieje w zasadzie już od jedenastu lat, to jest od roku 1971. Wprowadzono wtedy nowy system planowania i koordynowania prac badawczych i rozwojowych, dotyczący całej nauki. W jego ramach utworzono kompleksowy system problemów węzłowych, międzyresortowych i resortowo-branżowych. Wysoki priorytet mają problemy węzłowe formułowane przez MNSzWiT a zatwierdzane przez Biuro Polityczne i Prezydium Rządu. Jest ich ok. 60, ale fizyka wchodzi jedynie do kilku z nich.

Wielka część tematyki z dziedziny fizyki jądrowej mieści się w problemie 0.43 „Badania procesów jądrowych i wykorzystanie technik jądrowych w społeczno-gospodarczym rozwoju kraju”. Był on dotychczas koordynowany przez IBJ.

W roku 1981 na cały ten problem wydano ok. 400 milionów złotych (Mzł) (rys. 3) z czego na fizykę jądrową niskich i wysokich energii przypadło około 137 Mzł, tj. 34,2%. Stanowiło to 2/3 łącznych nakładów na badania podstawowe w fizyce jądrowej. W tej kwocie zawiera się ok. 81 Mzł, tj. 20,2% na badania jądra atomowego i ok. 55 Mzł, tj. 14% na fizykę wysokich energii.

*Rozdział dotacji
problemu węzłowego 0,43
„badanie procesów jądrowych,
wykorzystanie technik jądrowych”
w 1981 roku
(łącznie 400 milionów zł)*



Ryc. 3.

Dla porównania podamy paru innych finansobiorców tego jądrowego problemu węzłowego:

badania fazy skondensowanej metodami jądrowymi	12 %
fizyka i technika akceleracji	10,2%
detektory gazowe i półprzewodnikowe	4,5%
fizyka plazmy gorącej	3,7%

Duża część tematyki fizycznej o charakterze podstawowym jest uprawiana w ramach problemów międzyresortowych. Problemów takich jest w całej nauce polskiej 58, ale tylko 6 z nich — to problemy fizyczne. Największym z tej szóstki jest problem MRI.5 „Procesy oddziaływania promieniowania z materią”. Jego koordynatorem jest IFD UW. Problem ten finansuje także badania jądrowe, ale tylko tematy mające związek z fizyką ciężkich jonów.

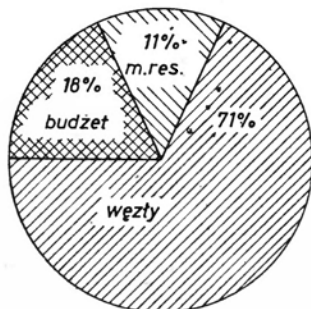
Fizycy jądrowi czerpią również z problemu MRI.7.

Siedem wybranych problemów o szczególnym znaczeniu dla rozwoju kraju zostało podniesionych do rangi tzw. problemów rządowych. Fizyka jądrowa czerpie tylko z dwóch: z PR6 i PR8.

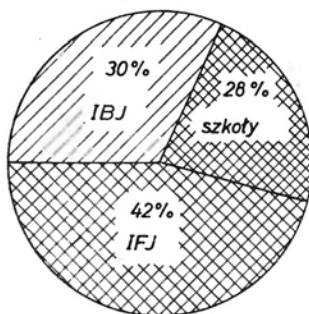
Ogólny obraz nakładów na badania podaje rys. 4. Przystępując do omówienia zawartych tu danych trzeba wyjaśnić, że dla instytutów resortowych, tj. dla IFJ i IBJ „problemy” są niemal wyłącznym źródłem finansowania, gdyż nawet uposażenia są opłacane z tego

źródła, jak również i ogólne koszty administracji i służb pomocniczych. Inaczej fizyka jądrowa uprawiana w szkołach wyższych: ta finansowana jest także i z budżetu uczelni. Z tego właśnie źródła wydano na fizykę jądrową w 1981 roku ok. 38 Mzł nie licząc uposażeń pracowników, które nie są uwidocznione na rys. 4.

*Finansowanie badań podstawowych
w fizyce jądrowej
w roku 1981*



*Źródła finansowania
(łącznie 214 milionów zł)*



Rozdział dotacji (214 milionów zł)

Ryc. 4.

Jak wynika z zestawienia, w całej Polsce wydano na badania w dziedzinie fizyki jądrowej w 1981 r. ok. 214 Mzł, z czego 71% pokryto z problemów węzłowych i rządowych, 18% z budżetu, a resztę, tj. 11% z problemów międzyresortowych.

Jak pieniądze te rozdzielono pomiędzy poszczególne instytucje? Największymi konsumentami były w 1981 r. instytuty zarządzane przez resort atomistyki, tj. IFJ zużywający 42% wszystkich nakładów na badania podstawowe w dziedzinie fizyki jądrowej oraz IBJ spożytkowujący 30%. Dalej idzie UW — 14%, UJ — 6%, UŁ — 5% itd. Tak więc okazuje się, że IFJ i IBJ wydają na fizykę jądrową 72% a uniwersytety 28%. Trzeba jednak zaznaczyć, że nie wlicza się tu poborów pracowników uniwersyteckich. Jeśli uwzględnimy,

że w UW na jednego pracownika naukowego przypadało w 1981 r. ok. 128 000 zł na uposażenia i koszty ogólne i jeśli przyjmiemy, że wydatki te były średnio takie same w innych uniwersytetach, to otrzymamy, że 1 fizyk jądrowy w resorcie szkolnictwa wyższego kosztował średnio 430 000 zł, a w tym samym czasie na 1 fizyka w IBJ i IFJ wydawano ok. 700 000 zł.

Ale dosyć mówienia o pieniądzach. Przechodzę do następnego tematu.

7. Sprawy organizacyjne

Jak już wielokrotnie wspominałem, badania w dziedzinie fizyki jądrowej są prowadzone w dwóch resortach: MNSzWiT i PAA (Państwowa Agencja Atomistyki), przy czym liczebność kadry naukowej zaangażowanej w te badania jest niemal identyczna w obu resortach.

Warunki pracy są jednak różne. Przywilej, a zarazem obowiązek fizyków uniwersyteckich stanowią zajęcia dydaktyczne. Zabierają one wprawdzie część czasu i energii, ale za to zapewniają cenny, codzienny kontakt z młodzieżą i stały dopływ do własnych laboratoriów utalentowanych adeptów fizyki. Dzięki temu obserwuje się w uniwersytetach powolniejszy niż w instytutach resortowych proces starzenia się kadry naukowej. Inna różnica — ale na niekorzyść uczelni — to bardziej kapryśne finansowanie prac badawczych w resorcie szkolnictwa wyższego. Jak wspominałem 2/3 sum wydawanych na te prace pochodzi z problemu 0.43, koordynowanego przez IBJ i IFJ. Gdy tylko pojawiały się trudności finansowe u koordynatorów, natychmiast wpływały one drastycznie na wysokość dotacji dla uniwersytetów. W latach 1979—81 zmieniały się te dotacje z roku na rok w takim oto szeregu: 22—41—10 milionów zł. Taka „huśtawka” nie sprzyja dobrej atmosferze pracy i fatalnie wpływa na wydajność badań. Dlatego powinna być w przyszłości wyeliminowana z praktyki.

Jeśli już mowa o różnicach pomiędzy warunkami panującymi na obu scenach polskiej fizyki jądrowej, powiedzmy także słowo o ich podobieństwach.

Otóż w obu porównywanych resortach panuje to samo ubóstwo środków technicznych i równie paraliżująco działa tu i tam brak podstawowych narzędzi pracy — akceleratorów średniej energii i dużych komputerów. Co gorsza — brak także długofalowych, konkretnych, niechby skromnych, ale realistycznych planów poprawy tej sytuacji — to jest planów inwestycyjnych, które by były realizowane konsekwentnie, mimo znanej sytuacji ekonomicznej kraju.

Lecz nie tylko w tej fundamentalnej sprawie potrzebna jest lepsza niż dotychczas koordynacja działań obu zainteresowanych resortów, a właściwie koordynacja ogólnopństwowa sprawami fizyki jądrowej. Do takich spraw „międzyresortowych” wymagających jednolitej, długofalowej polityki opartej, oczywiście, na szerokiej konsultacji ze środowiskiem naukowym fizyków — zaliczyłbym przede wszystkim następujące sprawy:

1. Program dużych inwestycji dla fizyki jądrowej,
2. Współpraca międzynarodowa — lepsze niż dotychczas wykorzystanie istniejących umów bilateralnych i multilateralnych, a także lepsze wykorzystanie przynależności

Polski do organizacji takich jak ZIBJ, UNESCO, Międzynarodowa Agencja Energii Atomowej i inne,

3. Długofalowy program kształcenia kadr naukowych i technicznych dla przyszłego rozwoju energetyki jądrowej,

4. Bieżące finansowanie badań. Można by tutaj pomyśleć o obowiązkowych spotkaniach konsultacyjnych koordynatorów „problemów” i pełnomocników Ministra i Prezesa PAA.

Jeśli byśmy się zgodzili z tym, że potrzebne jest lepsze niż obecnie zharmonizowanie spraw fizyki jądrowej w skali całego kraju, to powinniśmy odpowiedzieć sobie na pytanie, jaki miałby być organ tej koordynacji czy harmonizacji. Ja osobiście uważam, że powinno się stworzyć ciało kolegialne o charakterze konsultacyjno-informacyjnym. Mogłoby ono składać się z następujących członków:

1. Wysokiego szczebla przedstawicieli obu zainteresowanych resortów (np. wiceministra NSzWiT i wiceprezesa PAA),

2. Przewodniczących Rad Naukowych IFJ i IBJ oraz przedstawicieli fizyki jądrowej uniwersytetów: UJ, UW, UMCS i UŁ,

3. Przedstawiciela Sekcji Jądrowej Komitetu Fizyki PAN.

Dla tego ostatniego członka widziałbym rolę wyróżnioną, rolę sekretarza naukowego tego ciała, ponieważ byłby to jedyny członek tego kolegium bezstronny, gdyż reprezentujący całe środowisko fizyków jądrowych w Polsce.

Celem realizowanym poprzez posiedzenia takiego ciała (nazwijmy je Zespołem Konsultacyjnym) byłoby m. in.:

1. Wzajemne informowanie się instytucji członkowskich o ważniejszych zamierzeniach organizacyjnych, jakie mogłyby interferować ze sprawami innych członków,

2. Konsultowanie się w sprawach dużych inwestycji zamierzanych i realizowanych,

3. Informowanie się o podejmowaniu nowych kierunków badań.

Przykładem spraw, jakie na pewno powinny podlegać konsultacji międzyresortowej i konsultacji ze środowiskiem fizyków, są ostatnie zmiany organizacyjne w największym z polskich instytutów jądrowych, IBJ. Rzutują one na sytuację w całej Polsce i wpływają na cały szereg żywotnych interesów innych instytucji współpracujących z byłym IBJ. Przypomnę, że IBJ był np. dla UW głównym zleceniobiorcą prac projektowych i wykonawczych środowiskowego cyklotronu U-200, a Cyfronet — głównym dostawcą usług obliczeniowych. Nie jest także sprawą dla fizyków polskich obojętną los ich kolegów teoretyków dawnego IBJ, nad których Zakładem (Zakład VII), jak wiemy, wisi niebezpieczeństwo parcelacji lub eksmisji do innego resortu. Niepokoi nas również los fizyków Zakładu II. Fizycy jądrowi całej Polski są żywo zainteresowani przyszłym profilem naukowym i strukturą nowo powstającego Instytutu Problemów Jądrowych (IPJ), będącego przecież spadkobiercą fizyki jądrowej dawnego IBJ, który był połączony licznymi i silnymi więzami współpracy z laboratoriami fizyki jądrowej resortu szkolnictwa wyższego. Trzeba również pamiętać i o istniejących więzach materialnych, jak np. wspólnie wykorzystywana duża aparatura naukowa.

Chciałbym jeszcze chwilę poświęcić Sekcji Fizyki Jądrowej Komitetu Fizyki PAN. Widzę dla niej jeszcze inną rolę: mogłaby ona powoływać różne permanentnie działające lub doraźne komisje czy grupy robocze dla rozpoznania rozmaitych problemów lub

załatwienia określonych spraw ważnych dla całej fizyki jądrowej w Polsce, np. rozpoznanie sytuacji w dziedzinie komputerów dla potrzeb fizyki czy też sprawa programów kształcenia fizyków jądrowych. Wnioski tych komisji byłyby dyskutowane na posiedzeniach Sekcji, a następnie szłyby do Zespołu Konsultacyjnego, aby prostą drogą trafić stąd do kierownictwa zainteresowanych resortów z komentarzem i sugestią dotyczącą odpowiednich działań.

Chciałbym dodać, że wspomniane komisje i grupy robocze mogłyby być tworzone także w porozumieniu z PTF, przez co uzyskiwałyby większy rezonans społeczny.

I jeszcze jedna możliwa funkcja Sekcji Fizyki Jądrowej. Sekretariat tej Sekcji mógłby być „mini-biurem” informacji o fizyce jądrowej w Polsce. Obecnie nie ma w kraju instytucji, w której można by otrzymać globalną informację o całej fizyce jądrowej w Polsce. Przekonałem się o tym, przygotowując różne opracowania przeglądowe, łącznie z tym, które obecnie przedstawiam.

Przechodzę teraz do innej bardzo ważnej sprawy.

8. Kształcenie fizyków

Problem ten zasługuje, moim zdaniem, na osobną, szeroką dyskusję, może na jednym z posiedzeń Sekcji Fizyki Jądrowej. Dziś poruszę tylko kwestię kształcenia kadry naukowej, nie dotykając zupełnie studiów na poziomie magisterskim.

Z braku czasu nie będę szeroko charakteryzować obecnej sytuacji, bowiem jest ona bardzo zbliżona do tej, jaka panuje w innych działach fizyki i jest dobrze moim słuchaczom znana. Wymienię tylko główne „bólączki”:

1. Słaba motywacja do pracy badawczej w zawodzie fizyka jądrowego z powodu braku perspektyw stabilizacji badań jądrowych w naszym kraju oraz bardzo niskich uposażeń naukowców.

Jaka jest na to rada? Opracować ogólnopolski plan odnowy bazy materialnej badań jądrowych i jak najszybciej dokonać regulacji uposażeń.

2. Inna bólączka, to trudności z dopływem absolwentów do instytutów resortowych (ale nie tylko). Postulujemy: a) wprowadzić zasadę przyjmowania absolwentów nie na „etat”, lecz najpierw na długi, np. 3-letni, staż asystencki; b) utrzymać studia doktoranckie w uniwersytetach i w instytutach resortowych. Przedłużyć je o 1 rok (wstępny, „próbny”), tzn. do 4 lat.

3. Trudności z niedostatecznie szybkim rozwojem młodych naukowców, występujące w małych ośrodkach; trudności te polegają przede wszystkim na braku żywych kontaktów z ośrodkami większymi. W związku z tym doradzamy: zintensyfikować staże krajowe, szerzej korzystać z delegacji do czołowych ośrodków na studia doktoranckie z nałożeniem na kandydata obowiązku powrotu do instytucji macierzystej. A może należałoby zróżnicować obowiązujące terminy „rotacji”, dopasowując je do charakteru dyscypliny naukowej (np. dawać termin dłuższy osobom wykonującym prace doświadczalne w ośrodkach mniejszych i słabiej wyposażonych)?

4. Największą trudnością w kształceniu kadry naukowej jest pogłębiające się ubóstwo warunków technicznych. Aby kadrę kształcić sprawnie, trzeba ją angażować w pracę

badawczą prowadzoną intensywnie we własnym laboratorium, a nie tylko w laboratoriach zagranicznych na „sesjach wyjazdowych” do ośrodka akceleratorowego. Tylko wtedy młodzi ludzie mogą zdobyć szerokie doświadczenie laboratoryjne i techniczne, a zarazem przyczynić się do wzrostu potencjału swej macierzystej pracowni.

Jedyna rada na tę bolączkę — to dać jak najszybciej naszym instytucjom to co im się należy, to co jest niezbędne do ich normalnego rozwoju.

9. Perspektywy

Zbliżając się do końca mego referatu chciałbym popatrzeć w przyszłość. Jakie są nasze perspektywy?

Trudno dziś wybiegać daleko w przyszłość, dlatego zwracając się do moich kolegów z ankietą, która miała mi pomóc w przygotowaniu tego referatu, ustaliłem niezbyt odległą granicę czasową: rok 1990. Z odpowiedzi wyłania się taki oto obraz tematyki naukowej, jaka będzie uprawiana w Polsce.

Zacznijmy znowu od fizyki jądra atomowego. W ośrodku krakowskim, zarówno w UJ jak i IFJ, będzie dominować tematyka ciężkojonowa uprawiana w obszarze coraz to większych energii w oparciu bądź to o polskie akceleratory, jeśli już będą, bądź to o zagraniczne. Fizycy UJ zamierzają badać także efekty polaryzacyjne w reakcjach jądrowych i uprawiać spektroskopię jądrową, zwłaszcza w obszarze aktywności.

W ośrodku warszawskim, w Uniwersytecie, będzie również silnie zaakcentowana tematyka z obszaru fizyki ciężkich jonów, w szczególności dotycząca mechanizmu reakcji ciężkojonowych, a także jąder dalekich od stabilności β . Będą tu również kontynuowane badania nad rezonansem gigantycznym oraz teoretyczne i doświadczalne prace dotyczące struktury stanów jąder przejściowych. W oparciu o współpracę zagraniczną będzie badany mechanizm reakcji wywołanych przez cząstki spolaryzowane.

W Instytucie Problemów Jądrowych (IPJ), będącym spadkobiercą Instytutu Badań Jądrowych, fizycy niskich energii zamierzają pracować nadal nad tematyką reakcji jądrowych wywołanych przez prędkie neutrony, ale także i przez cząstki naładowane; będą również kontynuowane pomiary i ewaluacja stałych jądrowych i rozwijane eksperymentalne metody pomiarów jądrowych. Planuje się także badania zjawisk polaryzacyjnych. Teoretycy planują dalsze rozwijanie badań nad ruchami kolektywnymi, materią jądrową i atomami egzotycznymi.

Ośrodek lubelski będzie w dalszym ciągu związany bazą aparaturową z ZIBJ, gdzie zamierza prowadzić badania (*on line*) struktury nuklidów krótkożyjących. Teoretycy lubelscy nie poniechają swych zainteresowań teorią ruchów kolektywnych.

Również i w UŁ planuje się podtrzymanie dotychczasowej tematyki uprawianej we współpracy z Dubną a dotyczącej badania charakterystyk rezonansowych stanów wzbudzonych. Będzie się kontynuować także badanie mechanizmu reakcji z neutronami prędkimi.

Uogólniając, fizycy niskich energii nie planują gwałtownych zmian tematyki i nadal na pierwszym planie uwagi będą utrzymywać reakcje z ciężkimi jonami (UJ, IFJ, UW) i prędkimi neutronami (IPJ, UŁ) oraz badania struktury jąder, zwłaszcza przejściowych

i jąder dalekich od stabilności β (UW). Ożywią się zainteresowania efektami polaryzacyjnymi (UJ, UW, IFJ).

W dziedzinie fizyki wysokich energii ośrodek krakowski również nie przewiduje dużych zmian w planach na kilka najbliższych lat, ale prawdopodobnie dominującą rolę będą tutaj grały badania oddziaływań $e^+ - e^-$, nowe kwarki, strumienie kwarkowe i gluonowe. Wiąże się to z planowanym udziałem w eksperymencie DELPHI, który rozpocznie się w 1986 roku. Tematyka dotycząca oddziaływania hadronów, a także tradycyjne w Krakowie badania zderzeń hadron-jądro będą kontynuowane w IFJ.

Teoretycy UJ będą nadal badać różne aspekty oddziaływań silnych, ale chcą się zajmować również fenomenologią oddziaływań słabych.

Także i w Warszawie dotychczasowa tematyka będzie w zasadzie kontynuowana, z tym że główna uwaga będzie zapewne zogniskowana na anihilacji elektronów i pozytonów oraz na oddziaływaniach leptonowych, co wiąże się z uruchomieniem w CERN-ie pierścienia wiązek przeciwbieżnych $e^+ - e^-$, tzw. Lep-u.

Teoretycy warszawscy także nie zmieniają radykalnie swych zainteresowań, ale położą akcent na chromodynamice kwantowej, a także na teoretycznej fizyce pośrednich energii, co uzasadnia się rosnącą liczbą danych eksperymentalnych pochodzących z „fabryk mezonów”.

W dziedzinie badań promieniowania kosmicznego prowadzonych w Łodzi planuje się prace zmierzające do szczegółowego poznania rozwoju wielkich pęków poprzez wszechstronne badanie ich struktury, a w szczególności struktury czasowej.

Teoretycy UŁ będą pracować nad unifikacją oddziaływań.

I jeszcze słowo o teoretykach Wrocławia. Oni także będą uprawiać dotychczasową tematykę dotyczącą geometrycznej struktury cząstek elementarnych i supersymetrycznych modeli cząstek.

Wszystkie podane tu przewidywania opierają się na założeniu, że sytuacja fizyki jądrowej w ciągu najbliższych lat nie zmieni się na gorsze w porównaniu do okresu sprzed roku 1982. Szczególnie krytycznym i ważnym warunkiem realności tych planów na idące dziesięciolecie jest utrzymanie na przynajmniej dotychczasowym poziomie naszych kontaktów z ośrodkami zagranicznymi, a przede wszystkim naszych możliwości względnie nieskrępowanych wyjazdów naukowych. Duże znaczenie ma także kontynuacja naszych międzynarodowych szkół letnich i zimowych oraz sympozjów.

Warunkiem, który musi być spełniony, jeśli chcemy zapobiec stagnacji w fizyce niskich energii, jest szybkie zakończenie budowy cyklotronu U-200 w Warszawie i AIC 144 w Krakowie. Warunkiem o podobnym ogromnym znaczeniu dla fizyki wysokich i niskich energii jest radykalna poprawa sytuacji w dziedzinie dużych komputerów. Konieczne jest również finansowanie bieżącej działalności naukowej na poziomie wyższym od obecnego (przy uwzględnieniu inflacji). Choćby skromny, ale stały przydział dewiz jest również niezbędny. Być może pomogłyby tu bardziej elastyczne przepisy w sprawie dysponowania przez instytuty naukowe funduszami płynącymi z opodatkowania ich pracowników podejmujących prace kontraktowe za granicą. Rytmiczność finansowania badań, dziś bardzo zła, powinna ulec znacznej poprawie. Byłoby pożądanym utworzyć „Fundusz Inicjatyw Badawczych” służący do udzielania szybkiej pomocy finansowej dla specjalnie interesujących pozaplanowanych eksperymentów i prac teoretycznych proponowanych przez zespoły

badawcze, a pozytywnie zaopiniowanych przez specjalną komisję powołaną, np. przez Sekcję Fizyki Jądrowej. Fundusz taki mógłby być zarządzany przez powstającą obecnie Radę Atomistyki. Uważamy także za warunek konieczny pomyślnego rozwoju fizyki jądrowej w Polsce zapewnienie kompetentnemu ciału przedstawicielskiemu fizyków jądrowych istotnej roli w przygotowywaniu wszelkich ważnych decyzji władz państwowych dotyczących organizacji badań jądrowych i ich materialnego zabezpieczenia. Rolę takiego ciała mogłaby pełnić Sekcja Fizyki Jądrowej Komitetu Fizyki PAN i „Zespół Konsultacyjny”.

Zakończenie

Taki oto jest obraz obecnej sytuacji fizyki jądrowej w Polsce. Malowany w tonacji raczej ciemnej (bo przecież nie miał być jubileuszową laurką) pozwala jednak na pewien optymizm. Dowodzi on bowiem, że w ciągu ubiegłych lat trzydziestu ośmiu dzielących nas od końca wojny, która pozostawiła tylko ruiny polskiej nauki, został w Polsce zbudowany od samych fundamentów wielki, nowy dział fizyki, uprawiany dziś przez dużą grupę ludzi — stu profesorów i docentów i ponad pół tysiąca ich współpracowników. Przyniósł on nadzwyczaj obfite plony naukowe, a wśród nich szereg znakomitych odkryć. Plony te stawiają polską fizykę jądrową, zarówno wysokich jak i niskich energii, na bardzo dobrej pozycji w nauce światowej.

Wiemy też, choć nie mówiliśmy o tym w referacie, że w polskich laboratoriach fizyki jądrowej, prowadzących podstawowe badania w tej dziedzinie nauki, rozwinięto i udoskonalono liczne techniki eksperymentalne, zbudowano różnego rodzaju oryginalną aparaturę naukową, jaka znajduje zastosowanie nie tylko w pracy badawczej, ale i w przemyśle, i w medycynie. W laboratoriach tych zrodziły się nowe w Polsce działy fizyki technicznej: fizyka reaktorowa, fizyka plazmy gorącej, fizyka akceleratorów, geofizyka jądrowa. W laboratoriach naszych rozwinęły się i są szeroko stosowane w różnych naukach i technice rozmaite metody jądrowe — neutronowa, aktywacyjna, mössbauerowska. Zostało też wyszkolonych setki specjalistów — fizyków jądrowych, którzy dziś zasilają instytuty naukowe i różne działy gospodarki narodowej.

I właśnie ten wielki dorobek naukowy i techniczny fizyków jądrowych uzyskany ich ciężką pracą w trudnych warunkach niedoinwestowanych laboratoriów świadczy pochlebnie zarówno o ich talencie jak i charakterze i pozwala wierzyć, że polska fizyka jądrowa wyjdzie obronną ręką z trudnych lat kryzysu, który przeżywamy.

WSPOMNIENIA—ROCZNICE

*Zygmunt Zawislawski*Instytut Fizyki
Politechnika Warszawska
Warszawa**Czesław Wachtl**
(1913—1982)

W dniu 21 grudnia 1982 r. zmarł dr Czesław Wachtl, fizyk — akustyk, wybitny pedagog i dydaktyk, docent w Instytucie Fizyki Politechniki Warszawskiej.

Urodził się 24 stycznia 1913 roku w Nieznanowie (okolice Lwowa) w rodzinie nauczycielskiej. Po ukończeniu gimnazjum w roku 1931 został przyjęty na Wydział Matematyczno-Przyrodniczy Uniwersytetu Jana Kazimierza. Aby zapewnić sobie utrzymanie, w czasie studiów udzielał prywatnych lekcji, a ponadto pracował w charakterze wychowawcy w bursie dla młodzieży szkół średnich.

W roku 1939 uzyskał absolutorium i został młodszym asystentem przy Katedrze Fizyki Politechniki Lwowskiej, u prof. Tadeusza Malarskiego. W roku 1940 uzyskał dyplom magistra filozofii w zakresie fizyki. W tym czasie prowadził uzupełniający wykład z fizyki w języku rosyjskim dla studentów radzieckich nie znających języka polskiego.

Od lipca 1941 do 1944 r., tzn. w okresie okupacji niemieckiej, ze względu na szykany ze strony okupanta, pracował jako urzędnik biurowy. Od lipca 1944, po oswoobodzeniu Lwowa przez wojska radzieckie, powrócił do pracy na Politechnice Lwowskiej.

W marcu 1945 przyjechał do Krakowa, gdzie w uruchomionej po wojnie Politechnice Krakowskiej został mianowany adiunktem w Katedrze Fizyki u prof. Wolfkego. Razem z nim też przeniósł się do Warszawy, gdzie rozpoczął pracę w Politechnice Warszawskiej.

Po wyjeździe prof. Wolfkego za granicę, Czesław Wachtl wziął na siebie liczne obowiązki organizacyjne przy tworzeniu Katedry Fizyki „A”. Prowadząc wykłady z fizyki dla studentów wielu wydziałów zajął się organizacją studenckiego laboratorium fizycznego sprowadzając zrabowane przez okupanta przyrządy i urządzenia z Ziemi Zachodnich. Zorganizował Kółko Fizyczne spośród studentów Wydziału Mechanicznego, którzy obok wygłaszania referatów zajmowali się razem z nim naprawą uszkodzonych przyrządów znalezionych w gruzach budynku fizyki.

W latach 1965—1970 obok normalnych zajęć na Politechnice Warszawskiej wykładał fizykę w Wyższej Szkole Oficerskiej Wojsk Łączności w Zegrzu, gdzie pełnił jednocześnie funkcję kierownika Zespołu Fizyków. W latach 1975—1979 kierował Zespołem Fizyków filii Politechniki Warszawskiej w Płocku.

W ciągu wielu lat brał udział w pracach organizacyjnych komisji ds. rekrutacji na studia techniczne. Między innymi prowadził wykłady i konsultacje dla młodzieży przy wyborze kierunku studiów, za co otrzymał szereg nagród i dyplomów uznania. Brał aktywny udział w wielu konferencjach roboczych przy opracowywaniu programu nauczania fizyki i elektrotechniki dla studentów studiów zaocznych.

Do ostatniej chwili był czynnym nauczycielem akademickim, ostatnio na stanowisku docenta, które otrzymał w 1972 roku. Przez 40 lat pracy w Politechnice Warszawskiej wychował liczne roczniki inżynierów pracujących dzisiaj na wielu odpowiedzialnych stanowiskach w gospodarce narodowej.

Duże doświadczenie i wycucie pedagogiczne, głębokie zaangażowanie w zakresie nauczania fizyki, humanitarna postawa oraz serdeczny stosunek do studentów zaskarbiły mu szacunek i uznanie wychowanków Uczelni i kolegów. Jego wychowawczy autorytet miał duży wpływ na moralną i ideową postawę młodzieży. Studenci mieli do niego zaufanie zgłaszając się nie tylko na konsultacje w sprawach naukowych, lecz także w swoich, często bardzo trudnych sprawach życiowych. Wymagał od młodzieży rzetelnej i systematycznej pracy będąc przy tym bardzo sumiennym i sprawiedliwym.

Jego działalność naukowa związana była przede wszystkim z akustyką, w szczególności z zastosowaniem ultradźwięków w medycynie i różnych działach gospodarki narodowej. Zbudował w kraju pierwszy generator ultradźwiękowy, przy pomocy którego prowadził prace naukowe, szczególnie o charakterze aplikacyjnym.

Stopień naukowy doktora nauk fizycznych nadał mu Uniwersytet Adama Mickiewicza w Poznaniu w roku 1963 za obronę tez rozprawy doktorskiej pt. „Dyfrakcja fal ultradźwiękowych na szczelinach o skończonych rozmiarach”. Praca ta została pozytywnie przyjęta przez promotora prof. Marka Kwieka, światowy autorytet w tej dziedzinie.

Cały jego dorobek naukowy obejmuje wiele prac i referatów wygłaszanych na konferencjach krajowych i zagranicznych. Prace naukowe były prowadzone w Pracowni Akustyki Instytutu Fizyki Politechniki Warszawskiej, której był organizatorem i kierownikiem. Był współorganizatorem pierwszego po wojnie Zjazdu Fizyków Polskich w Warszawie w roku 1947. W latach 1961 i 1962 był organizatorem z ramienia Katedry Akustyki Uniwersytetu Poznańskiego dwóch Otwartych Seminariów z Akustyki w Szczecinie. Był konsultantem ds. Akustyki w Kombinacie Budownictwa Miejskiego Warszawa-Wschód w roku 1975.

Poza działalnością naukową zajmuje się popularyzacją akustyki oraz problemami walki z hałasem, czemu daje wyraz w wielu pracach popularno-naukowych z przeznaczeniem głównie dla młodzieży szkół średnich. Jest ponadto tłumaczem dwóch pozycji wydawniczych i autorem kilku skryptów akademickich.

Doc. dr Czesław Wachtl prowadził szeroko zakrojoną działalność społeczną. Między innymi pełnił przez cztery lata funkcję skarbnika w Oddziale Warszawskim PTF, był wiceprzewodniczącym Zarządu Oddziału Warszawskiego Polskiego Towarzystwa Akustycznego, brał udział w pracach Komisji Szkoleniowej Oddziału Wojewódzkiego



Czesław Wachtl

NOT. Przez kilka lat pracował w Zarządzie Oddziałowym ZNP przy Politechnice Warszawskiej. Od 1965 roku był członkiem Stronnictwa Demokratycznego, gdzie ostatnio pełnił funkcję członka Prezydium Komitetu Dzielnicowego w Warszawie.

Władze uczelni oceniały bardzo pozytywnie jego pracę naukową, dydaktyczną, wychowawczą i organizacyjną dając temu wyraz w wielokrotnym przyznawaniu mu nagród rektorskich i dwukrotnie Nagrody Ministra Nauki, Szkolnictwa Wyższego i Techniki. Za swą działalność i zasługi odznaczony był Medalem 10-lecia Polski Ludowej, Brązowym Medalem za Zasługi dla Obronności Kraju, Medalem Komisji Edukacji Narodowej, Złotym Krzyżem Zasługi, Odznaką „Zasłużony dla Politechniki Warszawskiej”, Krzyżem Kawalerskim Orderu Odrodzenia Polski.

W pracy wykazywał rzadko spotykaną sumienność, a bezpośredniość i skromność cechowały jego sposób bycia. Na zawsze zostanie w naszej pamięci.

ZAGADNIENIA DYDAKTYKI FIZYKI W SZKOŁACH WYŻSZYCH

Henryk Szydłowski

Institut Fizyki
Uniwersytet Adama Mickiewicza
Poznań

Kształcenie nauczycieli fizyki w świetle konferencji międzynarodowej w Trieście

Education for Physics Teaching as a Subject of the International Conference in Trieste

Abstract: The following subjects of the International Conference on Education for Physics Teaching in Trieste, Italy, are discussed: imperfection of physics teaching in school, the training for professional competence, physics education as a research problem. An attempt of improved education for physics teaching at the Mickiewicz University is presented.

1. Wstęp

Kształcenie nauczycieli fizyki jest nie tylko naszym problemem, stało się bowiem ono przedmiotem zainteresowania wielu fizyków na całym świecie. Znajduje to wyraz w powoływaniu różnych międzynarodowych organizacji, np. Międzynarodowej Komisji Nauczania Fizyki (International Commission of Physics Education — ICPE) oraz Międzynarodowej Grupy do Badania Nauczania Fizyki (Groupe International de Recherche sur l'Enseignement de la Physique — GIREP). Jednym z celów działalności tych organizacji jest stworzenie międzynarodowego forum do wymiany informacji i doświadczeń w zakresie badań nad nauczaniem fizyki w szkole np. przez organizowanie międzynarodowych konferencji.

W roku 1980 ICPE zorganizowała dwie konferencje: jedną w Pradze na temat studiów podyplomowych, a drugą w Trieście na temat kształcenia nauczycieli fizyki. Szczególnie interesująca była ta ostatnia. W skład komitetu organizacyjnego obydwu konferencji wchodził m. in.: G. Marx (Węgry), A. Loria (Włochy), M. Czernohorski (Czechosłowacja) i P. J. Kennedy (Wielka Brytania). Do udziału w konferencji w Trieście dopuszczono 176 osób reprezentujących 62 kraje (spośród zgłoszonych 343). Uczestnikom z krajów rozwijających się zapewniono zwrot kosztów podróży z funduszy UNESCO. Materiały konferencji wydano w formie książkowej [1] i obszernych omówień [2].

Na konferencję w Trieście składało się 5 sesji plenarnych, prowadzonych z reguły przez dwie osoby, poświęconych następującym zagadnieniom: współoddziaływanie w nauczaniu (P. Black, R. Schofield), pomysły dobre i złe (R. Sexl, G. Delacôte, z udziałem A. Aronsa i P. Guidoniego), ocena i sprawdzanie (U. Haber-Schaim, B. P. Vittorelli i R. Nasuhoglu), kształcenie do nauczania fizyki (S. L. de Suoza-Barros, V. M. Talisayon z udziałem A. M. de Carvalho, B. Daviesa, S. Li, A. Lorii, J. Ogborna, N. Tomasini, B. Vacheka i B. Woolnougha).

Zorganizowano również 17 seminariów, których celem było zaprezentowanie pewnych osiągnięć dydaktycznych (np. nowych przyrządów), umiejętności praktycznych (przygotowanie pytań testowych), bądź osiągnięć organizacyjnych (tworzenie programów nauczania).

Przedstawię tu nie tyle systematyczne omówienie całości Konferencji, co raczej wybiórczo materiały dotyczące istotnych problemów kształcenia nauczycieli, które i w naszych warunkach są aktualne i oczekują na rozwiązanie.

2. Dlaczego nauczanie fizyki stało się problemem

W oparciu o materiały Konferencji, na postawione w tytule pytanie najogólniej można by odpowiedzieć: „ponieważ fizyka jako przedmiot nauczania jest bardzo mało popularna”. Na Konferencji padło stwierdzenie, że tylko język grecki i łacina są mniej popularne od fizyki. Popularność fizyki ciągle maleje, mimo że ta właśnie gałąź wiedzy wykazuje najszybszy rozwój i dostarcza fascynujących materiałów dla literatury popularnonaukowej i środków masowego przekazu. Uznano, że stan taki jest spowodowany przede wszystkim złym nauczaniem fizyki. Kolejni referenci dostarczali argumentów potwierdzających tę tezę. Niektóre z tych argumentów warto przytoczyć. Wymieniano w pierwszym rzędzie słabe przygotowanie merytoryczne nauczycieli, którzy nie kończyli wyższych studiów fizycznych. Często nauczyciele tacy wcale fizyki nie uczą; szczególnie wtedy, gdy nie stanowi ona oddzielnego przedmiotu, lecz wchodzi do programu przedmiotu „science”. Inną przyczyną są niewłaściwe programy, często przypominające ciągle fizykę XVIII—XIX-wieczną, w którą nawet nie da się wkomponować osiągnięć współczesnej fizyki. Programy są przeładowane, co zmusza nauczycieli do ciągłego pośpiechu. Fakt ten znalazł wyraz w najlepszej anegdocie Konferencji podanej przez Aronsa: „Wielu nauczycieli wierzy w lorentzowskie skrócenie wiedzy: wiedza skraca się, jeśli podawać ją z wystarczająco dużą prędkością”.

Niestety fizycy z wykształceniem uniwersyteckim również źle uczą fizyki, a jak stwierdzono na konferencji w Pradze [3], fizycy sprawdzają się najgorzej w zawodzie nauczycielskim. Przyczyn tego dopatrywano się zarówno w niewłaściwym przygotowaniu nauczycieli (o czym powiemy w paragrafie 3), jak i w braku lub niezadowolającym rozwoju metodyki nauczania fizyki, niewystarczającym przygotowaniu metodycznym fizyków oraz w działaniu mechanizmów utrwalających nurt tradycyjny w nauczaniu. Zauważono, że istnieje tendencja do naśladowania, a nawet przejmowania pewnych cech własnego nauczyciela, która utrwała ten właśnie nurt. Tendencja ta jest szczególnie niebezpieczna w sytuacji, gdy nauczyciele akademicy nie mogą przekazać wzoru osobowego w zakresie nauczania

ze względu na styl pracy na uniwersytecie i zbyt krótki okres oddziaływania (zmieniający się wykładowcy). Młody nauczyciel podświadomie wzoruje się na własnych nauczycielach szkolnych. Oczywiście potęguje to dodatkowo tendencję tradycyjną.

Rozważania na temat stanu nauczania fizyki znalazły pewne podsumowanie w wykładzie wprowadzającym Marxa, który stwierdził, że obecny zastój w nauczaniu fizyki może doprowadzić do katastrofy. Konieczny jest gwałtowny postęp, a raczej wyścig między nauczaniem a katastrofą; tymczasem: „Nauczanie nawet się zaczęło. Nie ma wyścigu. Jest powolny spacer wiodący do katastrofy”.

3. Przygotowanie metodyczne nauczycieli

Potrzeby kształcenia metodycznego dobrze scharakteryzował E. J. Wenhan porównując nauczanie do wspinania się na skałę, a studia do wytwarzania liny taternickiej, która ma umożliwić przeżycie w przypadku, gdy zawiodą wszystkie chwytty. Lina ta składa się z trzech splotów: wiedzy fizycznej, zrozumienia dzieci czyli przygotowania pedagogicznego, oraz przygotowania metodycznego lub zawodowego. Wiedza fizyczna jest przekazywana systematycznie i na ogół nie budzi zastrzeżeń. Natomiast pozostałe sploty nie spełniają oczekiwań. Przygotowanie psychologiczno-metodyczne jest raczej teoretyczne; prowadzone zazwyczaj przez ludzi oderwanych od praktyki szkolnej nie dostarcza młodemu nauczycielowi informacji niezbędnych do zrozumienia zachowania uczniów oraz umiejętności i nawyków prawidłowej reakcji.

Celem przygotowania metodyczno-zawodowego jest dostarczenie umiejętności skutecznego uczenia fizyki. Niezbędnym warunkiem skuteczności nauczania jest dostosowanie sposobu prezentacji wiedzy do możliwości percepcyjnych uczniów. Wykładana fizyka powinna być zrozumiała i interesująca. Najmniej przydatny w nauczaniu jest sformalizowany wykład akademicki przesycony matematyką i zmuszający słuchaczy do uzupełniania luk i miejsc niezrozumiałych. Najbardziej przydatny jest poziom fenomenologiczny bardzo rzadko stosowany na studiach. Dydaktyka fizyki jako oddzielny przedmiot nauczania z reguły nie jest w stanie uzupełnić powstałych luk.

Tak więc z wymienionych trzech splotów liny dwa są niezadowolające. Skutkiem jest „szok rzeczywistości”, jakiego doznają absolwenci po przyjeździe do szkoły. W najlepszym wypadku muszą oni od podstaw odkrywać umiejętności praktycznego stosowania „teoretycznej” wiedzy nie tylko z zakresu fizyki, lecz również pedagogiki i dydaktyki. Istniejącą sytuację najlepiej scharakteryzował Kennedy stwierdzając: „Wybraliśmy naszych nauczycieli biorąc pod uwagę wyłącznie ich uzdolnienia do fizyki, poświęciliśmy bardzo dużo czasu ucząc ich zawodowej pracy fizyka, po czym żądamy, by uzyskali zastrasząco dużo innych umiejętności, sprawności i zdolności. Żądamy wykonywania zadań innych, a może nawet niespójnych z większą częścią ich przygotowania”.

Braki wykształcenia metodycznego absolwentów w pewnej części można by naprawić, a raczej nie dopuścić do ich powstania przez polepszenie przygotowania metodycznego nauczycieli akademickich. Wtedy młodzi nauczyciele mogliby choć w części wykorzystać wzorce wyniesione ze studiów. Z tego powodu Kennedy proponował organizowanie do kształcenia nauczycieli akademickich. Jest to szczególnie ważne wtedy, gdy nie mają oni

żadnego przygotowania metodycznego. Idea taka jest w świecie realizowana, co znajduje wyraz chociażby we wskazówkach dla młodych nauczycieli akademickich instytutu MIT, [4, 5]. Podkreślano jednak zgodnie, że doksztalcanie takie musi się odbywać na zasadzie absolutnej dobrowolności, a słuchaczy przyciągać należy interesującą tematyką i atrakcyjnością wykładów.

4. Uwagi o metodyce nauczania fizyki

W niektórych referatach autorzy wysuwali pewne sugestie dotyczące rozwoju dydaktyki fizyki jako dyscypliny naukowej, bądź też podkreślali specyficzne zadania przygotowania metodycznego nauczycieli. I tak Arons stwierdził, że nauczyciel musi znać przedmiot i mieć rozeznanie, co pozostaje w głowach uczniów. Spełnienie tego drugiego zadania to nie tyle umiejętność klasyfikowania (stawiania stopni), do czego każdy nauczyciel jest zobowiązany administracyjnie, co raczej oceny stopnia opanowania wiedzy celem ustalenia dalszego planu pracy. Przedyskutowano różne sposoby kontroli wyników nauczania, jak obserwację, odpytywanie i testy z punktu widzenia możliwości doskonalenia nauczania, a szczególnie wpływu kontroli na doskonalenie sposobów uczenia się. Zwracano również uwagę na konieczność eliminacji metod kontroli preferujących mechaniczne zapamiętywanie. J. Ogborn i E. Rogers na swym seminarium przedstawili sposób przygotowania pytań testowych preferujących zrozumienie.

Na Konferencji wyszczególniono wiele wad szkolenia przyszłych nauczycieli fizyki i czynników sprzyjających obniżaniu poziomu nauczania fizyki. Są to m. in. niski status zawodu, duża liczba słabych absolwentów dopuszczonych do nauczania, izolacja fizyki i nauczyciela od spraw społeczeństwa, brak bodźców do podnoszenia kwalifikacji, niedostępność doskonalenia zawodowego, nikła pomoc dla słabych nauczycieli, małe wykorzystanie historii wiedzy i filozofii itp. Podawano różne propozycje naprawienia istniejącej sytuacji oraz przykłady może mało efektywnej lecz skutecznej pracy nad doskonaleniem nauczycieli. Szczególnie interesująca była propozycja wprowadzenia pewnego „sprzężenia zwrotnego” nauczycieli szkolnych i akademickich, które może najskuteczniej wpływać na usunięcie braków wykształcenia, wspomagać nauczycieli, a tym samym łagodzić „szok rzeczywistości”.

Cele, które należy osiągnąć przez unowocześnienie przygotowania nauczycieli streściła bardzo krótko pani V. M. Talisayon: „Musimy uczyć dla kompetencji, potwierdzenia oczekiwań i zaangażowania w innowacje. Musimy zarazić nauczyciela entuzjazmem”. Oczywiście natychmiast nasuwa się pytanie, w jaki sposób te cele osiągnąć. Dała ona również pewną wskazówkę stwierdzając, że zadania można przedstawić w sposób zależny od podejścia wykonawcy i władz. Można traktować je jako naciski, które zniechęcają do pracy i tłumią inicjatywę nauczyciela. Lepszą sytuację mamy wtedy, gdy stanowią one tylko „warunki graniczne” ograniczające nieznacznie swobodę działania wykonawcy, lecz nie tłumiące inicjatyw. Najlepsza sytuacja występuje wtedy, gdy wykonawca chce i może traktować zadania jako problemy, które chce rozwiązać samodzielnie. Oczywiście jest to możliwe tylko w przypadku, gdy zadanie jest sformułowane wystarczająco ogólnie, a wykonawca ma zapewnioną wystarczającą swobodę wyboru treści nauczania i metod

działania. Chodzi o to, by przygotować przyszłego nauczyciela do podejmowania czekających go zadań jako problemów, które nie tylko musi, ale i chce rozwiązać, oraz, by władze oświatowe umożliwiły mu realizację każdego rozsądnego rozwiązania.

Zwrócono również uwagę na to, że mimo bardzo intensywnego rozwoju fizyki, podstawy teoretyczne, na których opiera się nauczanie tego przedmiotu nie zmieniają się od wielu lat. Istnieje więc pilna potrzeba wymyślenia czegoś nowego, nowej teorii nauczania. Propozycji takiej teorii wprawdzie nie przedstawiono, lecz podano kilka propozycji sposobu prowadzenia zajęć innymi metodami. Zaprezentowano z taśm magnetowidowych różne style nauczania, usiłowano określić związek między stylem nauczania a osiągnięciami uczniów. R. Schofield zaprezentował w praktyce „oddziaływanie nauczające” na „klasie” złożonej z uczestników Konferencji. Wśród różnych stylów wyróżniono: rozwiązywanie problemów, podawanie informacji oraz badanie. Stwierdzono, że w praktyce bardzo trudno zmienić styl pracy nauczyciela. Nawet w kursie nuffieldowskim aż 70% czasu jest zdominowane przez nauczyciela, mimo że jest to kurs preferujący bezwzględnie styl nauczania zwany badaniem. W związku z tym stawiano pewne pytania, np. czy nauczyciel może zmienić styl pracy, czy różne osobowości wymagają różnych stylów, jaki jest związek stylu nauczania z kulturą danego narodu itp. Uczestnicy Konferencji nie oczekiwali gotowych odpowiedzi na stawiane pytania uważając za postęp sam fakt ich sformułowania. Zdawali sobie również sprawę z niedoskonałości rozwiązań proponowanych przez różne krajowe i międzynarodowe organizacje, co znalazło wyraz w następującej anegdocie: „Tylko Bóg jest doskonały, lecz nie jest On tworem komisji”.

5. Próba ulepszenia kształcenia nauczycieli

W ostatnich latach, podobnie jak w innych uczelniach, w Instytucie Fizyki UAM opracowano nowe plany studiów fizyki [6]. Zaniechano dzielenia studentów od początku studiów na nauczycieli i nienauczycieli oraz przyjęto zasadę, że wszyscy absolwenci powinni otrzymać niezbędne minimum wykształcenia pedagogicznego i metodycznego. Jest to w pewnym sensie nawrót do starych tradycji, gdy uniwersytety kształciły nauczycieli szkół średnich. Oczywiście do tego systemu kształcenia nauczycieli odnoszą się zastrzeżenia przedstawione w poprzednich częściach artykułu.

Niezależnie od tego „masowego” kształcenia nauczycieli powołano specjalizację „dydaktyka fizyki” działającą na podobnych zasadach jak pozostałe specjalizacje (doświadczalna, teoretyczna, akustyka i astrometria). Podział na specjalizacje powinien następować po drugim roku studiów, a do końca trzeciego roku przewidywano całkowite zakończenie wszystkich przedmiotów matematycznych, fizyki doświadczalnej, pracowni fizycznych i fizyki teoretycznej. W planie dalszych lat specjalizacji „dydaktyka fizyki” nie przewidywano przedmiotów specjalistycznych z fizyki, lecz następujące przedmioty z zakresu pedagogiki i metodyki nauczania: statystykę (wnioskowanie statystyczne), metody badań pedagogicznych, wykłady specjalistyczne i monograficzne z zakresu dydaktyki fizyki, pedagogiki lub psychologii, seminaria, pracownie — specjalistyczną i magisterską oraz dydaktykę astronomii. Poza tym studenci słuchają wykładów z psychologii i dydaktyki razem ze studentami pozostałych specjalizacji. Wykonuje się wyłącznie prace magisterskie

z dydaktyki fizyki i z reguły zawierają one element badań. Wykonuje się je głównie na terenie szkoły. Dopuszcza się możliwość powierzenia opieki nad pracą nauczycielowi szkolnemu.

Przedstawiony tu i już częściowo realizowany na czwartym i piątym roku plan specjalizacji „dydaktyka fizyki” ma charakter eksperymentalny i na pewno będzie wzbudzał kontrowersje. W opinii twórców powinien przynajmniej złagodzić niektóre dotkliwie wady dotychczasowego systemu kształcenia nauczycieli fizyki. Starano się umożliwić przekazywanie wzorca osobowego promotora i opiekuna przez wprowadzenie dwuletnich prac magisterskich pod opieką jednego nauczyciela akademickiego lub szkolnego. Z reguły promotor lub opiekun prowadzi również jakiś wykład lub seminarium. Fakt wprowadzania i badania skuteczności pewnych niewielkich innowacji do programu szkolnego powinien wpłynąć na bardziej krytyczne ustosunkowanie się do planów, programów i podręczników i zachęcić przyszłych nauczycieli do szukania własnych, skuteczniejszych metod kształcenia.

Zastrzeżenia mogą wzbudzić dość krótkie, bo tylko sześciotygodniowe praktyki pedagogiczne. Jest to zastrzeżenie tylko formalnie słuszne, bowiem studenci specjalizacji „dydaktyka fizyki” będą wykonywali pracę magisterską na terenie szkoły, czyli będą musieli utrzymywać kontakt ze szkołą na codzień. Tam będą przygotowywali pokazy i doświadczenia, opracowywali lekcje z materiału dotyczącego ich pracy magisterskiej, brali udział w pracach kół zainteresowań itp. Mamy nadzieję, że te dość silne kontakty ze szkołą pozwolą zmniejszyć do minimum „szok rzeczywistości” po przystąpieniu do pracy. Kontakty nauczycieli akademickich ze szkołą poprzez prace magisterskie i włączanie wyróżniających się nauczycieli w proces kształcenia studentów powinny wprowadzić pewne sprzężenie zwrotne między szkołą a uniwersytetem. Z faktu włączania tylko wyróżniających się nauczycieli wynika, że nie będą w tym procesie przekazywane, może mniej budujące lecz bardziej kształcące, doświadczenia nauczycieli, którzy napotykają więcej trudności w swej pracy.

Pojedyncze doświadczalne prace z dydaktyki fizyki były już od kilku lat wykonywane w naszym ośrodku, co pozwoliło wstępnie określić ich walory. Uważamy, że jest to właściwy kierunek poszukiwań najlepszych metod kształcenia nauczycieli fizyki. Chcielibyśmy nadal utrzymać i rozwijać specjalizację. Jednak odgórne zarządzenia dotyczące przedmiotów pedagogicznych stają się naciskami, bardzo utrudniającymi rozwinięcie jakiegokolwiek samodzielnej inicjatywy.

Literatura

- [1] *Education for Physics Teaching*, red. A. Loria i P. J. Kennedy, Modena 1981.
- [2] *International Newsletter on Physics Education*, No. 9, 1981.
- [3] *Proc. Int. Conf. on Postgraduate Education of Physicists*, Prague, August 1980, red. P. J. Kennedy i K. Vachek, Edinburgh 1981.
- [4] *You and your students*, red. R. D. Evans, American Society for Engineering Education, Washington 1975.
- [5] J. Tymowski, Ty i twoi studenci — wskazówki dla młodych nauczycieli akademickich, *Dydaktyka Szkoły Wyższej* 1 (57), 159 (1982).
- [6] H. Szydłowski, *Materiały XXVII Zjazdu Fizyków Polskich*, Lublin 1981, str. 247.

NOWE URZĄDZENIA I TECHNIKI EKSPERYMENTALNE

*Wojciech Duliński*Instytut Fizyki
Uniwersytet Jagielloński
Kraków*Jacek Turnau*Instytut Fizyki Jądrowej
Kraków**LEP: kolejny krok w kierunku poznania najgłębszych struktur materii****LEP: the Next Step in Our Knowledge of Deepest Structure of Matter**

Abstract: We present the project of the new electron — positron storage ring and its experimental program. After short presentation of questions to be answered with help of the new machine we describe its construction and two of the planned experiments.

1. Wstęp

Dnia 30 października 1981 na specjalnym posiedzeniu Rady Europejskiej Organizacji Badań Jądrowych (CERN) dwanaście krajów zachodnioeuropejskich, członków Organizacji¹, jednogłośnie przyjęło decyzję o budowie nowego akceleratora zderzających się wiązek elektronów i pozytonów nazwanego LEP (Large Electron — Positron Collider). Urządzenie, którego uruchomienie projektowane jest w roku 1987, powstanie w ośrodku badawczym CERN w Genewie. Przewidziane parametry takie jak energia, w pierwszej fazie 2×50 GeV, a później 2×115 GeV, oraz świetlność, znacznie przewyższają osiągnięcia działających w chwili obecnej urządzeń tego typu. Realizacja tego żywo interesującego całą europejską (i nie tylko) wspólnotę fizyków wysokich energii przedsięwzięcia pozwoli na przeprowadzenie decydujących testów teorii Weinberga - Salama, unifikującej oddziaływania elektromagnetyczne i słabe. Stanie się również możliwe pełniejsze i bardziej wiarygodne potwierdzenie najmodniejszej obecnie teorii oddziaływań silnych — chromodynamiki kwantowej. Pośród wyników mniej spodziewanych ma się nadzieję ujrzenia

¹ Organizacja CERN zrzesza obecnie trzynaście państw, po przyłączeniu się Hiszpanii w marcu 1982.

pierwszych faktów doświadczalnych dotyczących tzw. teorii wielkiej unifikacji i supersymetrii, próbujących syntezy trzech lub nawet czterech (łącznie z grawitacją) oddziaływań elementarnych.

2. Przesłanki teoretyczne

Budowa LEP-u, przedsięwzięcie na niespotykaną dotychczas skalę, stanowi naturalną konsekwencję dramatycznej zmiany, jakiej uległa nasza wiedza o strukturze materii w ciągu ostatnich dziesięciu lat. Teoria zaczęła wyraźnie wyprzedzać eksperyment, przewidywać istnienie nowych cząstek i zadawać pytania o wielkim znaczeniu naukowym. Fizycy są dziś głęboko przekonani, że elementarne składniki materii to kwarki i leptony, zaś siły pomiędzy nimi przenoszone są przez pola cechowania [1]. Obecne zadania eksperymentu można w najogólniejszym zarysie sformułować następująco:

— stwierdzić czy istotnie oddziaływania materii można opisać teorią pola z lokalnym cechowaniem;

— znaleźć bozony cechowania, tj. cząstki przenoszące oddziaływania;

— zmierzyć pewne ściśle określone przez teorię własności oddziaływań, co w efekcie doprowadziłoby do znalezienia tzw. grupy cechowania.

Chociaż trudno dziś przesądzić ostateczny kształt teorii oddziaływań materii, projekt akceleratora i eksperymentów na nim jest oparty o pewne, bardzo zresztą wiarygodne, przesłanki teoretyczne — rodzaj scenariusza.

Scenariusz podstawowy to teoria oddziaływania elektroslabego Glashowa, Weinberga i Salama (GWS). Jej szczegółowe omówienie wykracza poza ramy tego artykułu i nie zorientowanego czytelnika odsyłamy w tym miejscu do licznych artykułów przeglądowych [1—3]. Tu omówimy te elementy teorii GWS, które istotnie rzutują na rodzaj i sposób eksperymentowania. Teoria GWS, znana też pod nazwą modelu standardowego, przewiduje istnienie trzech bozonów cechowania Z^0 , W^+ , W^- o masach

$$\begin{aligned} M_{Z^0} &= \frac{37.4}{\sin \theta_W \cos \theta_W} \text{ [GeV]} \simeq 90 \text{ [GeV]} \\ M_{W^\pm} &= M_{Z^0} \cos \theta_W \simeq 80 \text{ [GeV]}, \end{aligned} \quad (1)$$

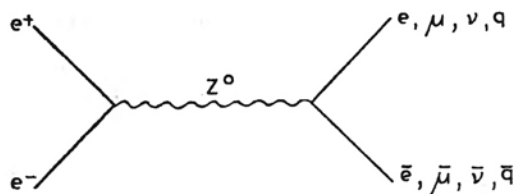
gdzie θ_W jest kątem Weinberga. Wartość $\sin^2 \theta_W$ wyznaczona w oparciu o dotychczas przeprowadzone eksperymenty wynosi 0.225. Neutralny bozon wektorowy, sprzężony do kwarków i leptonów (rys. 1) może zostać zaobserwowany w pierwszym okresie działania akceleratora, bezpośrednio po jego uruchomieniu. Wymaga to zmierzenia zależności energetycznej całkowitego przekroju czynnego e^+e^- na produkcję hadronów bądź pary leptonów w stanie końcowym

$$e^+e^- \rightarrow Z^0 \rightarrow \text{hadrony}, \quad e^+e^- \rightarrow Z^0 \rightarrow e^+e^-, \quad e^+e^- \rightarrow Z^0 \rightarrow \mu^+\mu^-.$$

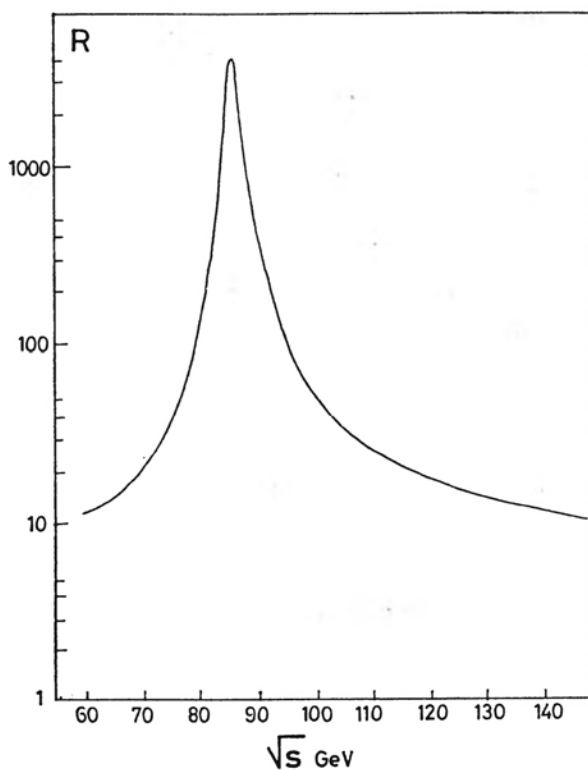
Rys. 2 przedstawia wyliczoną w teorii GWS zależność energetyczną współczynnika R :

$$R = \frac{\sigma(e^+e^- \rightarrow \text{hadrony})}{\sigma_{\text{em}}},$$

gdzie wielkość $\sigma_{em} = \frac{4\pi\alpha^2}{3E^2}$ jest przekrojem czynnym dla reakcji $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ otrzymywanym w klasycznej elektrodynamice kwantowej (z wymianą kwantu γ). W obszarze Z^0 następuje wzrost hadronowego przekroju czynnego o 3 rzędy wielkości. Fakt ten



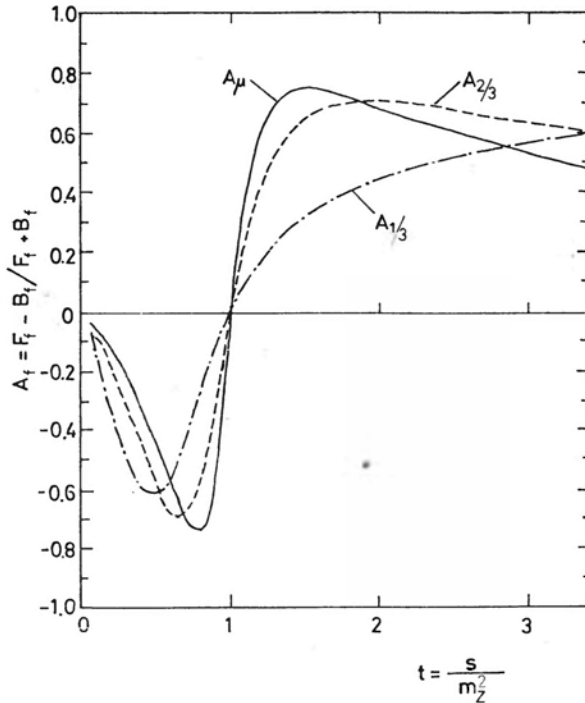
Rys. 1. Podstawowy graf anihilacji e^+e^- w biegunie Z^0



Rys. 2. Zależność energetyczna współczynnika $R = \frac{\sigma(e^+e^- \rightarrow \text{hadrony})}{\sigma_{em}(e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-)}$

(jeśli oczywiście okaże się rzeczywistością) ma zasadnicze znaczenie dla badania silnych oddziaływań. W odróżnieniu bowiem od sytuacji jaką mamy przy obecnie pracujących akceleratorach (PETRA, PEP), gdzie uzyskuje się ok. 10^2 hadronowych przypadków dziennie, LEP powinien dostarczyć ok. 10^5 takich przypadków. Istnienie bozonu Z^0 zostanie prawdopodobnie stwierdzone przed zakończeniem konstrukcji LEP-u bądź

w zderzeniach proton-antypoton na SPS (Super Proton Synchrotron) w CERN-ie bądź w zderzeniach e^+e^- na SLC (Stanford Linear Collider). Jednakże, poza niezbyt dokładnym pomiarem masy, akceleratory te nie będą w stanie dostarczyć bardziej szczegółowych danych o jego własnościach. Jak widać z wzoru (1) precyzyjne pomiary masy i kąta Weinberga θ_W (np. w oparciu o asymetrię rozkładu kąтового mionów w pobliżu bieguna Z^0) dostarczą krytycznego testu teorii GWS. Sama asymetria rozkładów kątowych par fermionów produkowanych w zderzeniach e^+e^- przy wysokich energiach stanowi jedno



Rys. 3. Asymetria rozkładu kąowego fermionów w okolicy bieguna Z^0 . Jeśli liczbę fermionów określonego znaku lecących do przodu (względem wiązki e^-) oznaczymy przez F , a liczbę do tyłu przez B , to asymetrię

$$\text{definiujemy jako: } A = \frac{F-B}{F+B}$$

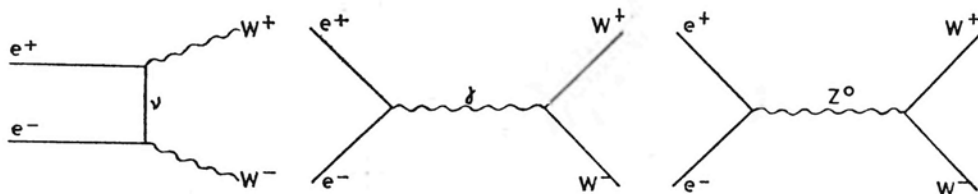
z najbardziej spektakularnych przewidywań tej teorii — źródłem jej jest interferencja słabego prądu neutralnego nie zachowującego parzystości z prądem elektromagnetycznym (rys. 3). Tak więc już stosunkowo proste eksperymenty, nastawione na pomiar i identyfikację leptonów, mają charakter fundamentalny. Do trudniejszych testów teorii GWS należałoby zaliczyć pomiar sprzężeń Z^0 z kwarkami u, d, s, c, b, t . Wynika to z faktu, że kwarki nie występują jako swobodne cząstki w stanie końcowym. Jednakże szczegółowa analiza dżetów hadronowych może w zasadzie ujawnić, jaki kwark był ich źródłem. Ten rodzaj eksperymentu wymaga jednak identyfikacji wszystkich cząstek wtórnych. Jeszcze trudniejszym zadaniem będzie pomiar słabych kątów mieszania (uogólnionych kątów Cabibbo) określających siłę słabych przejść pomiędzy kwarkami, np. $t \rightarrow b, t \rightarrow c,$

$t \rightarrow s$. W tym celu musimy badać kaskadowe rozpady ciężkich kwarków i porównywać częstość poszczególnych stopni zmiany zapachu, np.

$$t \rightarrow \bar{\nu} b \rightarrow \bar{\nu} c \rightarrow \bar{\nu} s \rightarrow \bar{\nu} u, \quad t \rightarrow \bar{\nu} c, \quad t \rightarrow \bar{\nu} s.$$

Wymaga to precyzyjnej identyfikacji hadronów i leptonów wewnątrz dżetów zawierających nieraz kilkadziesiąt silnie skolimowanych cząstek — czyli techniki o doskonałej granulacji.

Kiedy akcelerator osiągnie energię rzędu podwójnej masy W^\pm , możliwe będzie zaobserwowanie procesu $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$. Zależność energetyczna przekroju czynnego na ten proces ma dla teorii podstawowe znaczenie. Testuje bowiem „cechawalność”



Rys. 4. Podstawowe grafy produkcji par bozonów W^+W^- w zderzeniach e^+e^-

oddziaływań elementarnych. Tylko w teorii z lokalną grupą cechowania nastąpi znoszenie się dużych przyczynków od diagramów przedstawionych na rys. 4, bez czego przekrój czynny byłby znacznie większy. Ograniczając się do leptonowych rozpadów W^+ uzyskujemy czystą i nie wymagającą skomplikowanej aparatury sygnaturę

$$e^+e^- \rightarrow W^+W^- \rightarrow e^+\mu^- \nu \bar{\nu}.$$

Oczywiście pomiar masy naładowanego bozonu cechowania będzie wymagał uniwersalnego detektora mierzącego pędy naładowanych i neutralnych cząstek w dżetach.

Dotychczas nie udało się skonstruować teorii pola z lokalną grupą symetrii i bozonami cechowania z niezerową masą bez wprowadzenia nie zaobserwowanych dotychczas skalarnych cząstek zwanych bozonami Higgsa. Standardowa teoria GWS przewiduje jedną taką cząstkę (neutralną). Inne modele wymagają większej liczby higgsonów zarówno neutralnych jak i naładowanych. Ponieważ bozony Higgsa stanowią specyficzne przewidywanie teorii z lokalną symetrią cechowania, ich poszukiwanie jest jednym z najistotniejszych zadań eksperymentu. Niestety, teoria nie stawia silnych ograniczeń na masę obiektu, chociaż panuje dość powszechne przekonanie, że jest ona nie mniejsza niż 10 GeV. Przy poszukiwaniu bozonów Higgsa eksperyment oprze się na fakcie, że „lubią się” one sprzęgać do ciężkich cząstek. Stała sprzężenia jest bowiem proporcjonalna do masy (w przypadku fermionów) lub kwadratu masy (w przypadku bozonów wektorowych). Proces

$$e^+e^- \rightarrow Z^* \rightarrow Z^0 H^0$$

wyduje się szczególnie atrakcyjny zarówno ze względu na znaczny przekrój czynny jak i prostą sygnaturę. Bozon Z^0 może być zidentyfikowany przez rozpad na parę leptonów, a bozon Higgsa można zaobserwować w widmie masy odrzutu. Jeśli posłużymy się aparatu-

turą nastawioną przede wszystkim na bardzo dobrą detekcję i pomiar pędów leptonów, zwiększamy szansę zaobserwowania maksimum w masie brakującej. Jednakże jego identyfikacja jako bozonu Higgsa w widmie masy odrzutu wymagać będzie dodatkowych testów (np. identyfikacji ciężkich kwarków wśród produktów rozpadu) przy użyciu aparatury uniwersalnej. Przykład ten wskazuje, że wymienione wyżej dwa typy detektorów mogą mieć charakter komplementarny.

Dotychczas rozważaliśmy oddziaływania elektroslabe i związane z nimi testy eksperymentalne. Drugi ważny program badań dla LEP-u, to oddziaływania silne. Omówienie oddziaływań silnych w zderzeniach e^+e^- znajdzie Czytelnik w artykule [4]. My ograniczymy się do kilku uwag dotyczących postępu, jaki może przynieść LEP w tego rodzaju badaniach. Trudno spodziewać się rewelacyjnych odkryć w dziedzinie analizy dżetów hadronowych po wielu latach pracy akceleratorów PETRA i PEP, choć oczywiście rozszerzenie obecnie prowadzonych testów na wyższe energie jest bardzo interesujące, zwłaszcza że umożliwi obserwację przypadków czterodżetowych, bardzo ciekawych ze względu na występujące tam sprzężenie trzech gluonów. Duże statystyki uzyskiwane w biegunie Z^0 pozwolą też na zwiększenie precyzji pomiarów. Jednak od LEP-u oczekujemy przede wszystkim odkrycia kwarka t stanowiącego wraz z kwarkiem b dublet słabego izospinu. „Toponium” — wektorowy mezon złożony z t i \bar{t} (analog $J/\psi : c\bar{c} : \Upsilon : b\bar{b}$) — gdyby został odkryty, mógłby dostarczyć niezwykle czystych testów chromodynamiki kwantowej, z uwagi na bardzo dużą masę tego kwarku (ponad 19 GeV). Oddziaływanie wchodzi bowiem w obszar asymptotycznej swobody, gdzie przewidywania teorii są bardzo precyzyjne.

Pozostaje wreszcie fundamentalne pytanie, czy kwarki są uwięzione w hadronach, czy też mogą występować jako cząstki swobodne. Poszukiwanie swobodnych kwarków jest ważnym zadaniem dla każdego nowego akceleratora, jednak zderzenia e^+e^- są tu szczególnie uprzywilejowane. Prąd elektroslaby sprzęga się bowiem z kwarkami w taki sposób, że w każdym zderzeniu uzyskujemy parę $q\bar{q}$ o energii zderzających się e^+e^- . Jeżeli więc w ogóle możliwe jest wyzwolenie kwarków, powinno się to stać przede wszystkim w wysokoenergetycznych zderzeniach elektronów i pozytonów. Sygnatura swobodnego kwarku nie jest jednak oczywista. Jeżeli zachowuje się on tak jak związany, należałoby poszukiwać cząstek z ładunkiem $2/3$ lub $1/3$, co zresztą czyniono przy użyciu większości detektorów na PETRZE i PEP-ie. Jednak istnieją sugestie (oparte na chromodynamice kwantowej), że swobodny kwark może zachowywać się zupełnie inaczej. W szczególności może mieć niezwykle krótki zasięg i z tego względu uniknąć rejestracji w standardowym detektorze. Każdy eksperyment na LEP-ie umieści zapewne w swym programie poszukiwanie cząstek egzotycznych, tj. cząstek przewidzianych przez teorie, które nie osiągnęły jeszcze statusu teorii GWS czy chromodynamiki kwantowej. Chodzi tu zwłaszcza o cząstki supersymetryczne — występujące w teorii unifikującej wszystkie oddziaływania z grawitacją łącznie.

To, co przedstawiliśmy powyżej, trudno nazwać nawet pobieżnym przeglądem zagadnień, które będzie można studiować przy użyciu akceleratora LEP. Naszym celem było jedynie wskazanie na fundamentalny charakter stawianych problemów oraz wymagane możliwości detektorów. Spróbujmy je podsumować. LEP będzie unikalnym narzędziem w badaniu własności materii przy oddziaływaniach na bardzo małych odległościach rzędu $(100)^{-1}\text{GeV}$ czyli 10^{-16} cm. W roku 1987, kiedy LEP rozpocznie pracę, Z^0 będzie już

prawdopodobnie odkryty. Niemniej jednak LEP będzie niezbędny do szczegółowego zbadania jego własności. Biegun Z^0 powinien być prawdziwą fabryką nowych kwarków, leptonów, bozonów Higgsa i swobodnych kwarków (oczywiście jeżeli wszystkie te obiekty istnieją!). Miliony przypadków $q\bar{q}$ uzyskane dzięki ogromnemu przekrojowi czynnemu w biegunie Z^0 pozwolą na szczegółowe badanie dynamiki hadronów. Po przejściu do wyższych energii, LEP pozwoli na badanie własności bozonów W^\pm i sprawdzenie czy teoria posiada lokalne cechowanie. Wreszcie LEP winien umożliwić odkrycie bozonów Higgsa lub innego mechanizmu łamania symetrii. Na wiele pytań o fundamentalnym znaczeniu można będzie znaleźć odpowiedź przy użyciu detektorów nastawionych przede wszystkim na rejestrację leptonów i fotonów. Inna grupa zagadnień wymaga detektorów uniwersalnych, rejestrujących nie tylko fotony i leptony, ale i precyzyjnie mierzących pędy i identyfikujących cząstki w dżetach hadronowych, niosących nieraz kilkadziesiąt silnie skolimowanych cząstek. W tak skomplikowanej aparaturze musi dojść do kompromisów, skutkiem czego będzie ona, być może, mniej dogodna do badania pewnych procesów aniżeli specjalna aparatura nastawiona na detekcję leptonów i fotonów. Powstaną też zapewne detektory przeznaczone do badania jednego określonego procesu (ale za to dokładnie!), np. poszukujące swobodnych kwarków lub badające procesy dwufotonowe. Będą to jednak eksperymenty drugiej generacji, które zajmą miejsce zakończonych eksperymentów o charakterze podstawowym.

3. Konstrukcja akceleratora

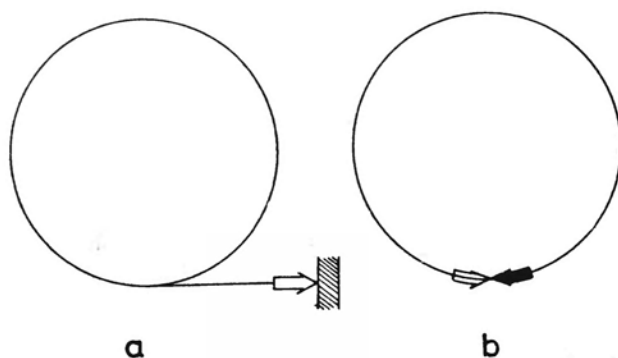
3.1. Pierścienie akumulujące e^+e^-

Już od wielu lat akceleratory zderzających się wiązek (pierścienie akumulujące) e^+e^- cieszą się opinią wyjątkowo wygodnego i przynoszącego znakomite rezultaty narzędzia do badania cząstek elementarnych. Początkowo testowano na nich elektrodynamikę kwantową przy coraz wyższych energiach, ale wkrótce pojawiły się interesujące wyniki również w dziedzinie oddziaływań silnych. Tablica 1 przedstawia krótki przegląd histo-

Tablica 1

Rok	Pierścień	Główne rezultaty w dziedzinie
1966	Stanford, ADA	Elektrodynamika kwantowa
1967	ACO, VEPP	Mezony wektorowe ρ, ω, φ
1970	ADONE	$R \sim 2$ przy 2 GeV
1973	CEA	$R \sim 4$ przy 4 GeV
1974	SPEAR (ADONE, DORIS)	Rezonanse $c\bar{c}$: $J/\psi, \psi'$
1975	SPEAR	Lepton τ
1975	DORIS, SPEAR	Stany $c\bar{c}$: P_c, χ
1976	SPEAR	Reakcje 2-dżetowe
1976	SPEAR, DORIS	Cząstki powabne
1978	DORIS	Rezonanse $b\bar{b}$: Υ, Υ'
1979	PETRA	Reakcje 3-dżetowe
1980	CESR	Rezonanse $b\bar{b}$: Υ'', Υ'''

ryczny rozwoju pierścieni e^+e^- wraz z głównymi osiągnięciami eksperymentalnymi, dokonanymi na tych urządzeniach. Zasada działania pierścieni jest niezwykle prosta (rys. 5): elektrony i pozytony przyspieszone do wysokiej energii i pogrupowane w „pęczki”



Rys. 5. Zasada działania akceleratora ze stałą tarczą (a) i akceleratora zderzających się wiązek (b)

(zwykle 2+2 lub 4+4) krążą w przeciwnych kierunkach po zamkniętej orbicie kołowej, zderzając się ze sobą w punktach zwanych przecięciami. Każdy punkt zderzeń otoczony jest detektorami, pozwalającymi śledzić zachodzące procesy. Dwoma podstawowymi parametrami pierścieni akumulujących są energia wiązki E oraz świetlność L . Energia wiązki w prosty sposób wiąże się z całkowitą energią dostępną w zderzeniu, czyli energią w układzie środka masy E_{CM}

$$E_{CM} = \sqrt{s} = 2E.$$

Świetlność jest parametrem akceleratora, określającym częstość zachodzenia reakcji zderzeń e^+e^- . Jeśli przekrój czynny danej reakcji wynosi σ , to zderzenia takie zachodzą z częstością

$$N = L\sigma [s^{-1}].$$

Z małą energią wiązki w danym akceleratorze ściśle związane są jej wymiary. Cząstki naładowane krążąc po zamkniętej orbicie tracą swą energię emitując fotony promieniowania hamowania, zwanego też promieniowaniem synchrotronowym. Średnia strata energii przy jednym okrążeniu orbity wynosi

$$\Delta E = \frac{4\pi e^2}{\rho} \left(\frac{E}{mc^2} \right)^4,$$

gdzie ρ jest promieniem krzywizny a m masą krążącej cząstki. Wyrażenie to przyjmuje szczególnie dużą wartość dla lekkich cząstek (np. elektronów). Aby straty nie przekroczyły poziomu umożliwiającego pokrycie przez dostarczanie energii z zewnątrz, promień pierścienia akumulującego powinien rosnąć w przybliżeniu z kwadratem maksymalnie dostępnej energii wiązek

$$\rho \simeq 0.2 E_{\max}^2,$$

gdzie ρ jest w metrach, a E_{\max} w GeV.

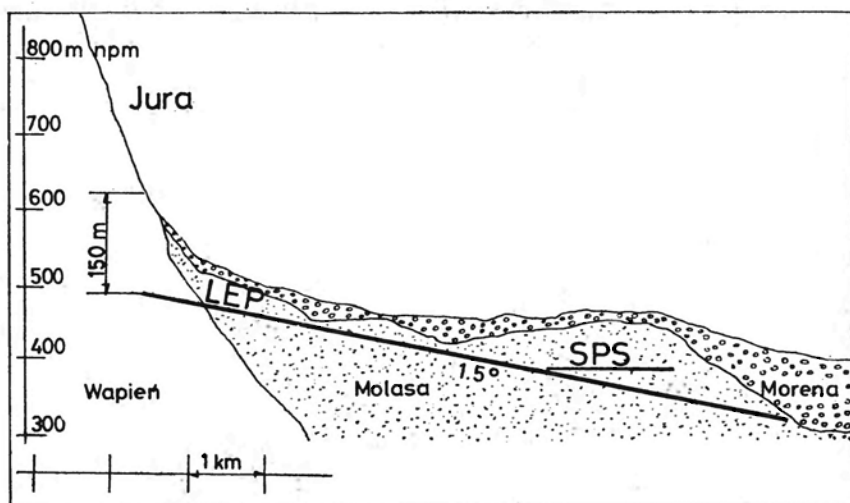
W przypadku LEP-u z założoną maksymalną energią wiązki $E_{\max} = 100$ GeV wymaga to pierścienia o średnicy ok. 10 km. Krążące elektrony i pozytony są pogrupowane w „pęczki” o długości kilku centymetrów. Jeśli w każdym pęczku o przekroju poprzecznym F znajduje się n^{\pm} cząstek, a częstość obrotów wynosi f , to świetlność wynosi:

$$L = \frac{n^+ n^- f k}{F},$$

gdzie k jest liczbą pęczków w każdej wiązce (zwykle 2 lub 4). Typowe wartości pozostałych wielkości wynoszą: $n^{\pm} = 3.5 \times 10^{11}$, $F = 4\pi \times 0.1 \times 0.01 \text{ cm}^2$ i $f = 10^5 \text{ s}^{-1}$, co prowadzi do $L \sim 10^{30} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$. Założenia konstrukcyjne LEP przewidują osiągnięcie $L = 0.5 \times 10^{32} \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$, co oznacza możliwość produkcji ok. 10^5 przypadków Z^0 dziennie. Należy jednak zaznaczyć, że w żadnym z dotychczas wybudowanych akceleratorów nie osiągnięto planowanej wartości L , a wartości zmierzone były nawet o rząd wielkości mniejsze.

3.2. Usytuowanie LEP-u

Akcelerator przyśpieszająco-akumulujący e^+e^- LEP zostanie wybudowany w bezpośrednim sąsiedztwie ośrodka badawczego CERN w Genewie. Na taki wybór miejsca wpłynęło kilka faktów. Po pierwsze planuje się w fazie późniejszej możliwość realizacji zderzeń elektronów krążących w LEP-ie z protonami magazynowanymi w pierścieniu akceleratora SPS. Po drugie do wstępnego przyśpieszenia elektronów i pozytonów użyty zostanie istniejący zespół akceleratorów protonowych PS-SPS, co zmniejszy koszty. Po trzecie wreszcie, prężnie działający ośrodek CERN posiada duże doświadczenie w budowie urządzeń tego typu i dysponuje odpowiednimi możliwościami technicznymi. Pierścień LEP znajdować się będzie w podziemnym tunelu długości 27 km, położonym pod terytorium Szwajcarii i Francji. Część tunelu przebiegnie głęboko pod masywem pobliskich



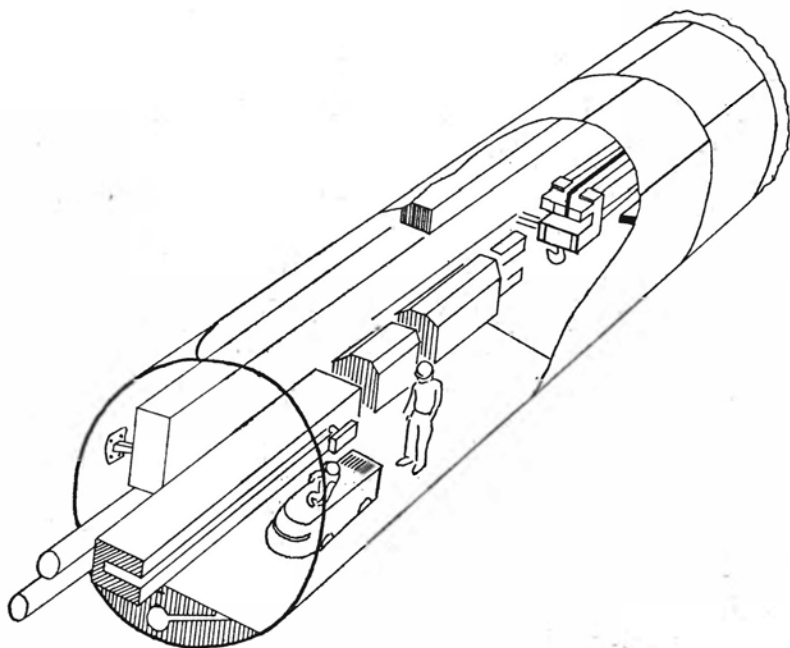
Rys. 7. Przekrój geologiczny pokazujący usytuowanie tunelu LEP-u

górze Jury (rys. 6). Aby zmniejszyć tę głębokość, a także skrócić odcinek położony w trudnej do prowadzenia prac górniczych skale wnętrza Jury, zdecydowano się na niekonwencjonalne rozwiązanie polegające na nachyleniu płaszczyzny pierścienia o około $1,5^\circ$ w stosunku do poziomu (rys. 7). W tym przypadku maksymalna głębokość wyniesie 140 m, co ułatwi dostęp do podziemnych hal eksperymentalnych.

3.3. Elementy składowe LEP-u

3.3.1. Tunel

Tunel o przekroju ok. 4 m zostanie wywiercony w skale za pomocą maszyn używanych przy budowie metra. Obwód akceleratora podzielony jest na osiem symetrycznych, powtarzających się fragmentów. W skład każdego wchodzi odcinek łuku o długości 2800 m i promieniu krzywizny 3104 m oraz następująca po nim sekcja prosta, długości 500 m, w środku której przewidziano punkt przecięcia się wiązek. W miejscu tym znajdzie się podziemna hala eksperymentalna, a nad nią zespół budynków powierzchniowych. Ze względu na ochronę środowiska dostęp do wnętrza akceleratora będzie możliwy wyłącznie w ośmiu

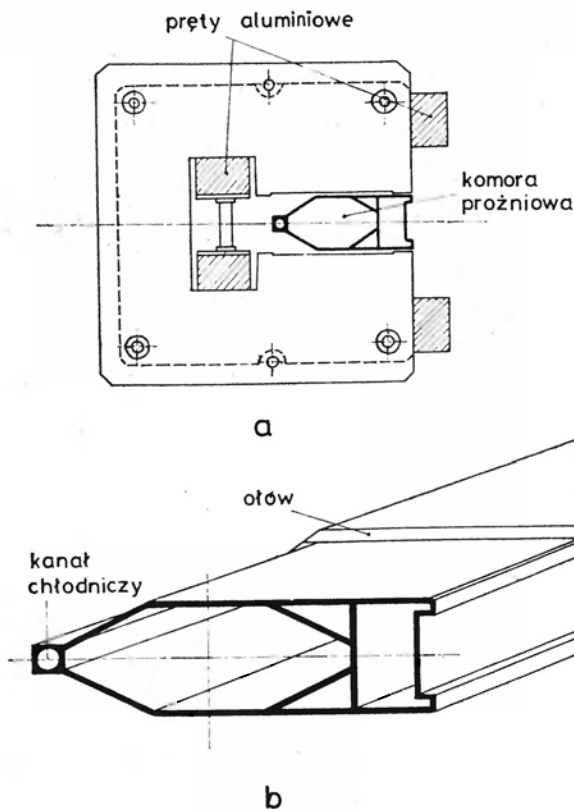


Rys. 8. Tunel LEP-u w rejonie łuku. Widoczny jest magnes dipolowy (na pierwszym planie), kanały do prowadzenia instalacji elektrycznych i chłodniczych oraz jednoszynowy dźwig suwnicowy. Pokazano też pojazd elektryczny do poruszania się we wnętrzu

punktach na obwodzie poprzez system szybów łączących budynki powierzchniowe z halami eksperymentalnymi. Powoduje to konieczność prowadzenia instalacji elektrycznych i chłodniczych wzdłuż tunelu (rys. 8).

3.3.2. Łuki

Podstawowym zadaniem aparatury umieszczonej na łukach jest zakrzywienie orbity krążących w rurze próżniowej cząstek. Służą do tego zespoły magnesów, z których każdy składa się z trzech par dipoli odchyłających, jednego kwadrupola i jednego sekstupola. Te ostatnie ogniskują wiązkę i korygują jej położenie. Na każdym łuku staną 72 takie zespoły magnetyczne. Do zamknięcia całego obwodu pierścienia użyje się 1700 par dipoli, 760 kwadrupoli i 512 sekstupoli. Prawie 12-metrowej długości dipole wykonane zostaną nową opracowaną w CERN-ie technologią, polegającą na laminowaniu żelaznych płytek w kształcie litery C z betonu jako wypełniaczem (rys. 9a). Do wzbudzenia pola



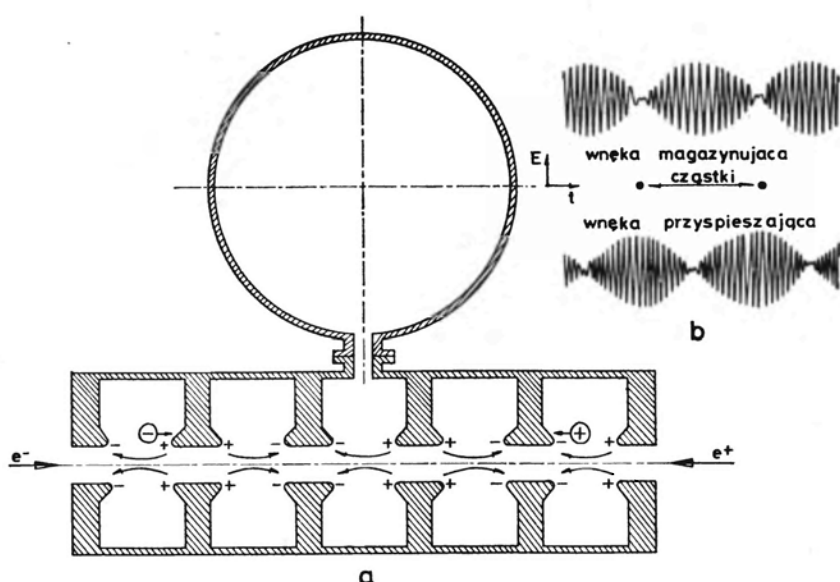
Rys. 9. Przekrój przez magnes dipolowy (a) i przez rurę próżniową akceleratora (b)

posłużą zwykle pręty aluminiowe, zamiast powszechnie stosowanych cewek o wielu zwojach. Te techniczne innowacje, znacznie obniżające koszty budowy, są możliwe ponieważ wymagane pole magnetyczne jest stosunkowo niskie, ok. 0.1 T przy 100 GeV. Aby zapobiec stratom liczby krążących cząstek oraz zmniejszyć tło pochodzące od oddziaływań wiązka-gaz, w komorze próżniowej musi panować ciśnienie rzędu 10^{-9} torra. W tym celu prócz normalnych pomp przewiduje się instalację nowego, oryginalnego systemu pomp liniowych, usuwających resztki gazów wydzielanych ze ścian komory przez promieniowanie synchrotronowe. „Pompa” to po prostu taśma metalowa pokryta sproszkowaną

mieszanią aluminium i cyrkonu. Mieszanka taka ma dużą zdolność absorpcji gazów na drodze procesów fizycznych i chemicznych. Aby zapobiec saturacji powierzchni wystarczy ją co pewien czas ogrzać. W czasie pracy rura próżniowa jest chłodzona wodą prowadzoną w specjalnym kanale. Z zewnątrz rurę otacza płaszcz ołowiany chroniący magnesy i wnętrze tunelu przed promieniowaniem (rys. 9b).

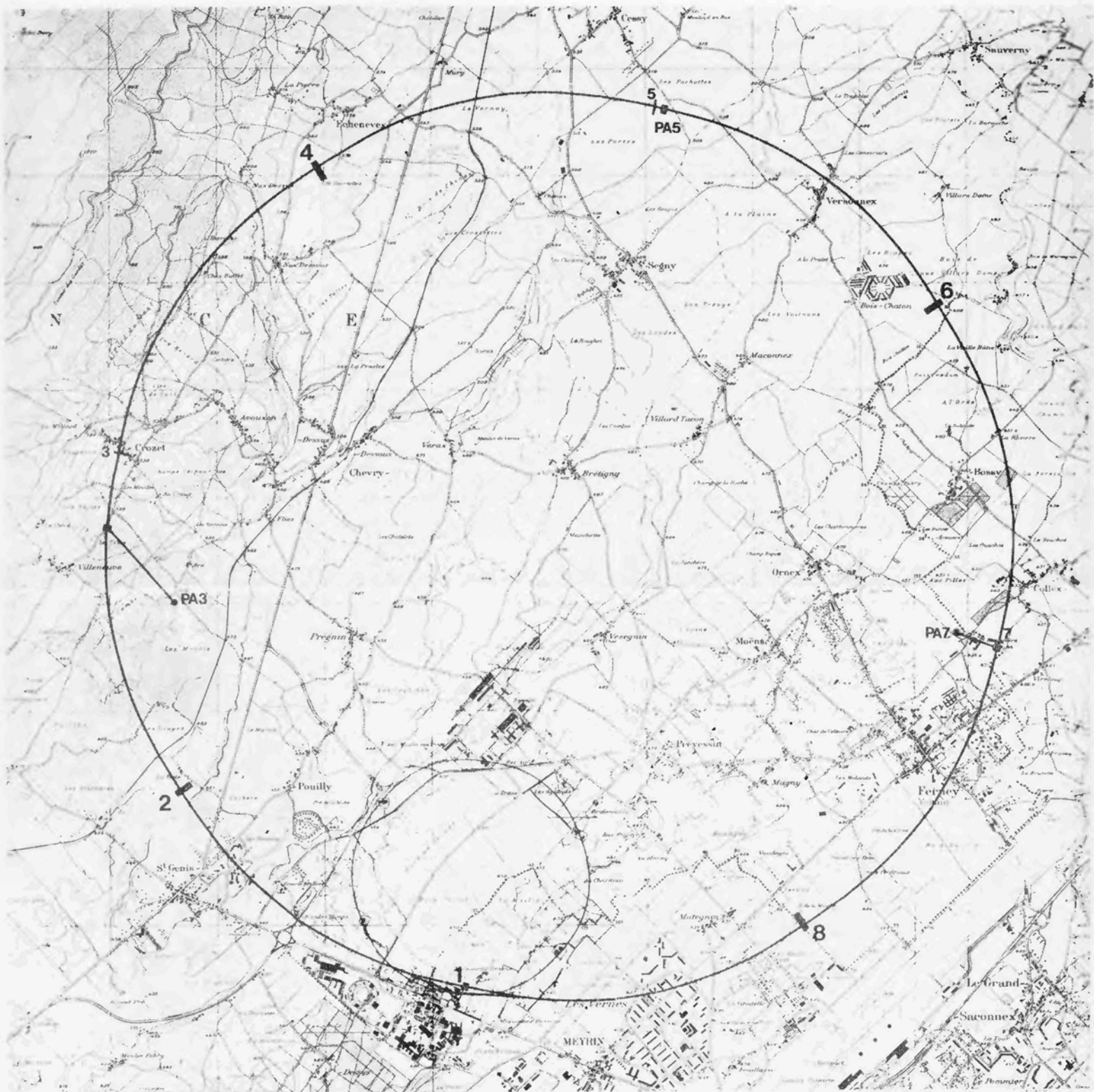
3.3.3. Sekcje proste

Odcinki proste pierścienia akceleratora przewidziane są do zainstalowania wnek przyspieszających. Ich zadanie polega na przyspieszeniu cząstek do przewidzianej energii, a potem wyrównywanie energii traconej poprzez mechanizm promieniowania synchrotronowego. Energia dostarczana jest falą elektromagnetyczną wysokiej częstotliwości (częstotliwość radiowa: RF) wytworzoną w odpowiednich wnekach rezonansowych. Podstawowa komórka instalacji przyspieszającej pokazana jest na rysunku 10a. Składa się z wnek

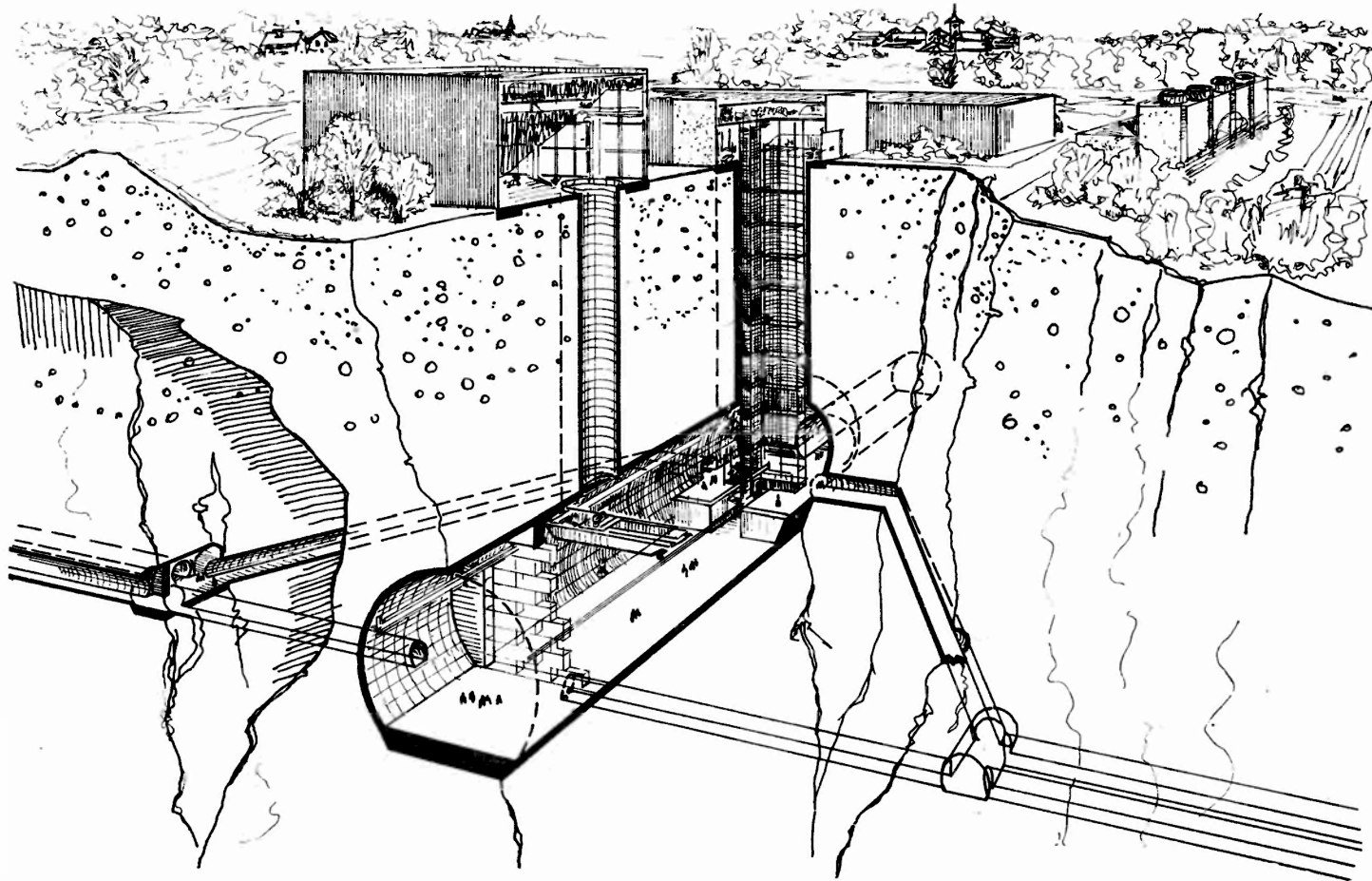


Rys. 10. Wnęka przyspieszająca i rezonator akumulujący. W momencie pokazanym na rysunku, pęczki cząstek znajdują się w skrajnych celach. W czasie ich przechodzenia przez odcinek między celami polaryzacja pola E ulega odwróceniu tak, że w kolejnej celi znowu będą przyspieszane. Rys. 10b przedstawia przepływ energii pola elektromagnetycznego między wneką przyspieszającą a rezonatorem

ki przyspieszającej o pięciu celach i z kulistego rezonatora magazynującego o specjalnie niskim współczynniku strat. Całość będzie wzbudzona w taki sposób, aby energia pola elektromagnetycznego oscylowała między wneką przyspieszającą a rezonatorem, spędzając w tym ostatnim czas pomiędzy kolejnymi przejściami pęczków cząstek przez sekcję prostą (rys. 10b). Osiem sąsiadujących wnek rezonansowych przyłączonych będzie wspólnym falowodem do jednego klistronu stanowiącego źródło mocy (1 MW). Wybrana częstotliwość pracy 350 MHz wynikała z optymalizacji strat mocy, wzrastających wraz z częstotliwością, i kosztów mechaniki wnek i rezonatorów, wykazujących odwrotną tendencję. Klistrony umieszczone zostaną w specjalnym odcinku tunelu położonym równoległe do



Rys. 6. Usytuowanie pierścienia LEP-u. Widać też położenie ośrodka CERN oraz akcelerator protonowy SPS



Rys. 11. Widok hali podziemnej i budynków powierzchniowych. Miejsce na umieszczenie detektora znajduje się na początku hali (od strony patrzącego) i oddzielone jest murem chroniącym przed promieniowaniem. Na lewo i na prawo widać odcinki tunelu równoległego, w którym staną klistrony

pierścienia głównego (rys. 11). System przyspieszający chłodzony będzie wodą użytą później do ogrzewania budynków. W pierwszej fazie realizacji LEP-u (energia wiązki 50 GeV) wyposażone będą jedynie sekcje proste nr 2 i 6. Łącznie będzie to 128 węnek zasilanych szesnastoma klistronami. W przyszłości przewiduje się użycie węnek nadprzewodzących, znacznie tańszych w eksploatacji.

3.3.4. Hale eksperymentalne

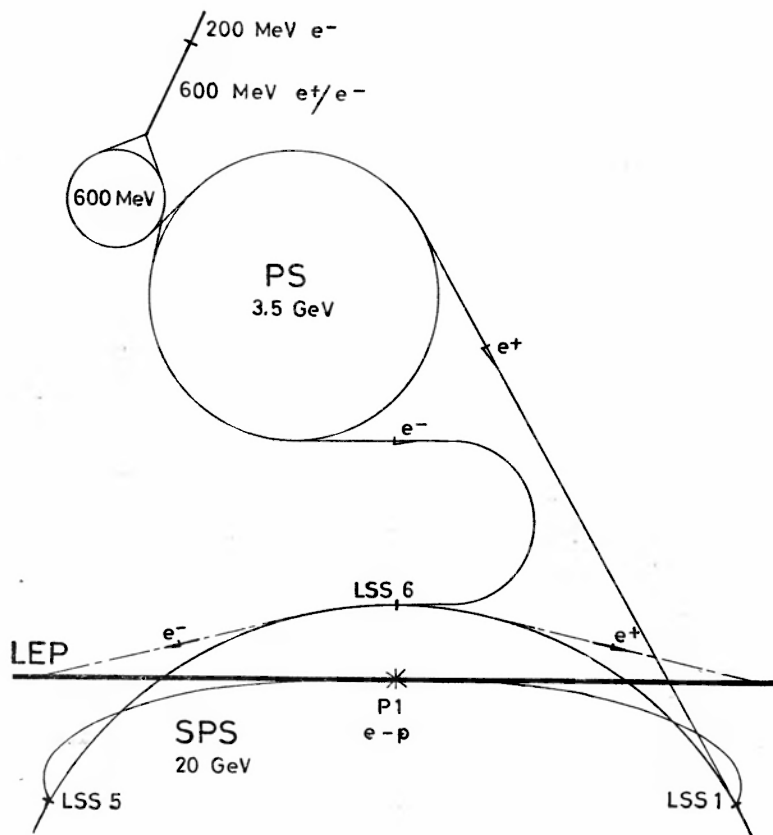
W środku każdej sekcji prostej, w punkcie przecięcia wiązek, wydrążone zostaną podziemne hale eksperymentalne mieszczące detektory (rys. 11). Będzie ich początkowo cztery, w przecięciach 2, 4, 6 i 8, a w fazach późniejszych istnieje możliwość wyposażenia dodatkowych czterech. Przecięcie nr 1 położone w punkcie styczności LEP-u z SPS-em przewidziano do ewentualnej realizacji zderzeń elektron-proton. Nad punktami przecięć staną budynki powierzchniowe, przeznaczone na hale montażowe, wymienniki ciepła i magazyny wyposażenia. Komunikację między powierzchnią a tunelem zapewni system wind i szybów.

3.4. System operacyjny LEP

Ze względów technicznych LEP nie może przyspieszać cząstek od początku. Wstrzykiwane do pierścienia elektrony i pozytony muszą mieć energię około 20 GeV, uzyskaną w systemie zasilającym. System zasilający LEP składać się będzie z dwóch akceleratorów liniowych, pośredniego pierścienia akumulującego oraz dwóch istniejących już akceleratorów (cyklotronów) protonowych: PS i SPS (rys. 12). Pierwszy, wysokoprądowy liniak przyspiesza elektrony do 200 MeV i kieruje je na tarczę, gdzie produkowane są pozytony. Następnie pozytony i elektrony są przyspieszane do 600 MeV i gromadzone w pierścieniu akumulacyjnym, koniecznym do wyrównania cykli pracy akceleratorów liniowych (100 Hz) i cyklotronów (około 0.1 Hz). Z pierścienia akumulującego cząstki są transportowane do PS-u, gdzie uzyskują 3.5 GeV, a potem do SPS-u, który nadaje im energię 20 GeV i wstrzykuje na orbitę LEP-u. Takie „minicykle” elektronowo-pozytonowe PS i SPS umieszczone będą między ich normalnymi, znacznie dłuższymi cyklami, w których przyspieszane są protony do 450 GeV. Dlatego też działanie LEP tylko w minimalnym stopniu zakłóci eksperymenty ze stałą tarczą, używające wiązek protonowych. Prawidłowe działanie i synchronizację tak skomplikowanego systemu zapewni centralny komputer sterujący, sprzę-

Tablica 2. Parametry LEP-u

Całkowity obwód		26658.879 m	
Średni promień		4243 m	
Promień łuku		3104 m	
Liczba przecięć		8	
Liczba pęczków		4 na wiązkę	
Częstość radiowa		352.21 MHz	
Energia wiązki	51.5 (Faza 1)	85.0 (Faza 2)	GeV
Pole zakrzywiające	0.054	0.088	T
Świetlność maksymalna	0.39×10^{32}	1.09×10^{32}	$\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$
Prąd wiązki	5.52	9.25	mA
Maksymalna moc częstości radiowej	16.0	96.0	MW



Rys. 12. System operacyjny LEP-u. W punkcie P1 można będzie zrealizować zderzenia elektronów z protonami, magazynowanymi w SPS-ie i doprowadzonymi do miejsca zderzeń specjalnymi tunelami

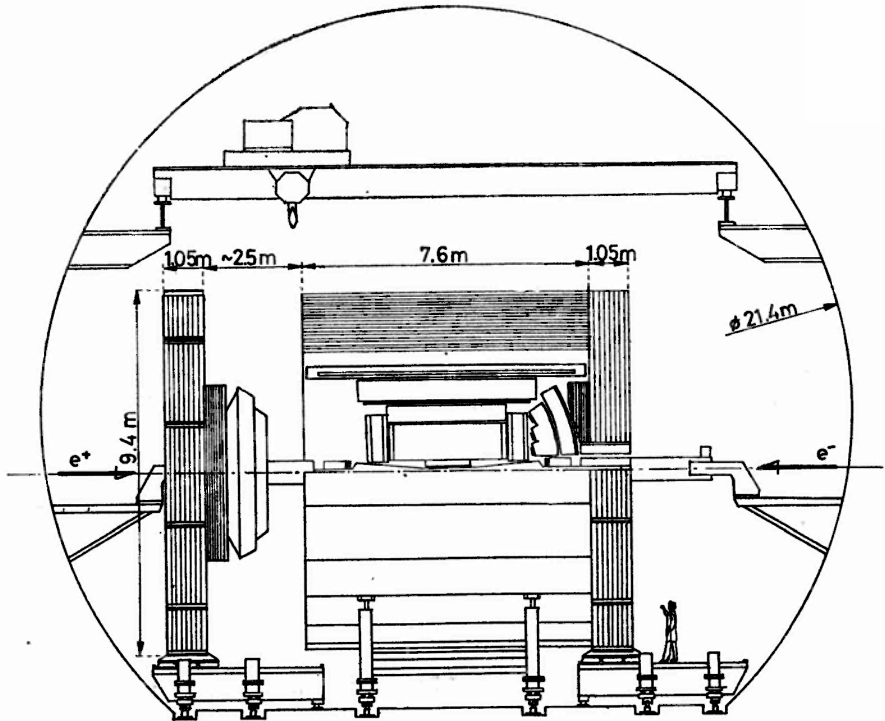
żony z szeregiem minikomputerów nadzorujących działanie poszczególnych elementów i podsystemów aparatury.

Tablica 2 zawiera podsumowanie parametrów LEP-u przewidzianych w tzw. Fazie 1 i Fazie 2. Termin realizacji pierwszego etapu to koniec roku 1987, natomiast Faza 2 nie została jeszcze definitywnie zatwierdzona. W jeszcze dalszej przyszłości planuje się zastąpienie obecnie zastosowanych wnek przyspieszających ich odpowiednikami nadprzewodzącymi, co pozwoliłoby osiągnąć energię 115 GeV na wiązkę.

4. Detektory

W momencie podjęcia decyzji przesądzającej budowę LEP-u, rozpisano konkurs na propozycje eksperymentów w czterech dostępnych podczas pierwszej fazy działalności akceleratora przecięciach e^+e^- . Jednym z sześciu zgłoszonych w terminie projektów jest detektor DELPHI, przygotowany przez międzynarodową współpracę fizyków z 27 laboratoriów z 10 krajów. Wśród nich znalazł się Instytut Fizyki Jądrowej w Krakowie, jak dotychczas jedyna grupa z Polski przygotowująca się do pracy przy LEP-ie. Projekt

DELPHI posłuży nam jako ilustracja, ponieważ jest przykładem detektora uniwersalnego, spełniającego możliwie wiele wymagań eksperymentalnych i będącego w stanie prowadzić badania szerokiej klasy procesów fizycznych. Jest też szczególnie interesujący, bo wnosi szereg innowacji w dziedzinie techniki eksperymentalnych, mających szansę stać się standardem w następnej generacji detektorów. Drugim szerzej omówionym przykładem będzie propozycja detektora specjalistycznego, nastawionego na szczególnie dobre



Rys. 13. Widok detektora DELPHI i jego ustawienie w podziemnej hali eksperymentalnej (opis na następnym rysunku). Jeden z nabiegunków, zamykający cylindryczną zwoję magnesu od czoła, jest odsunięty

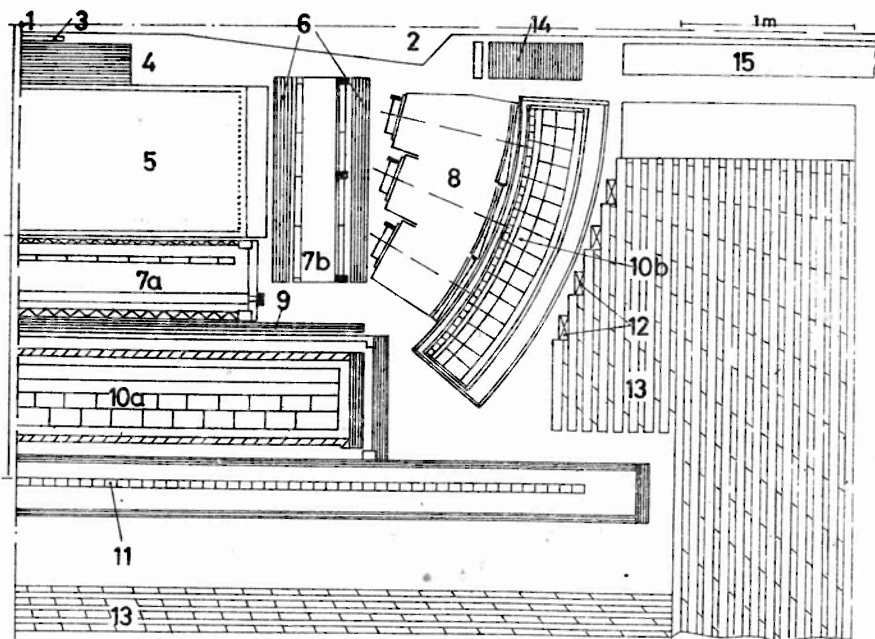
pomiary leptonów i fotonów. I w tym rozwiązaniu przewidziano użycie nowych technik detekcji. Pośród czterech pozostałych projektów trzy są detektorami uniwersalnymi, ale rozwiązanymi klasycznie, w oparciu o schematy eksperymentów działających obecnie na PETRZE czy PEP-ie. Wreszcie ostatni jest detektorem, w którym położono nacisk na bardzo dobrą identyfikację cząstek naładowanych.

Typowy detektor używany w eksperymentach na zderzających się wiązkach musi spełniać jedno zasadnicze wymaganie: powinien możliwie szczelnie otaczać miejsce zderzeń e^+e^- , aby wszystkie wybiegające z miejsca reakcji cząstki zostały zarejestrowane. Cecha taka nazywana jest geometrią 4π . Detektor posiada symetrię cylindryczną (czasem sferyczną) z rurą akceleratora wzdłuż osi (rys. 13). Równoległa do wiązki cewka wytwarza solenoidalne pole magnetyczne otaczające obszar zderzeń. Wewnątrz niej, w polu, umiesz-

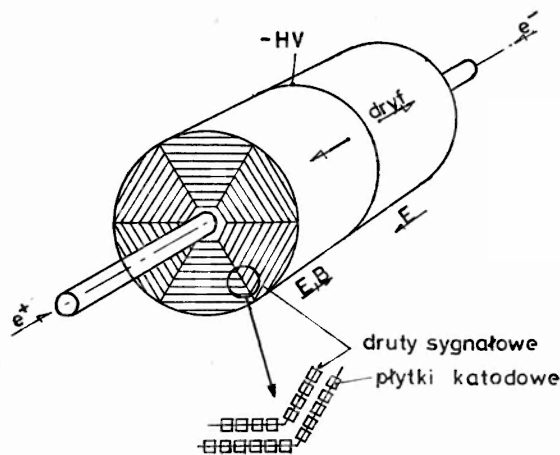
czony jest detektor śladowy, pozwalający na pomiar parametrów toru (kąta nachylenia, krzywizny) cząstek naładowanych, wyznaczając tym samym ich pęd. Często detektor śladowy potrafi też identyfikować cząstki (przez pomiar czasu przelotu lub jonizacji na torze), choć zwykle w wąskim przedziale pędów (typowo do 2 GeV/c). Następną warstwę za detektorem śladowym (idąc od miejsca zderzeń) zajmuje kalorymetr elektromagnetyczny, mierzący energię fotonów i elektronów. W gęstym ośrodku kalorymetru cząstki te konwertują tworząc kaskadę elektronowo-fotonową. Jest ona następnie całkowicie pochłaniana, a powstała na skutek tego jonizacja (którą się mierzy) jest proporcjonalna do pierwotnej energii padającego fotonu lub elektronu. Ostatni składnik aparatury to kalorymetr hadronowy, mierzący całkowitą energię wynoszoną przez hadrony (również neutralne). Działa on na podobnej zasadzie co elektromagnetyczny, ale musi zawierać więcej materiału na drodze cząstek, ponieważ kaskada wywołana przez hadrony rozwija się znacznie wolniej. Kalorymetr hadronowy umożliwia równocześnie identyfikację mionów, przechodzących bez wywoływania kaskady. Pełni też zwykle rolę zwory magnesu, zamykającej pole magnetyczne wyływające z końców solenoidu.

4.1. Detektor uniwersalny DELPHI

Schematyczny widok DELPHI (Detector with Lepton, Photon and Hadron Identification) przedstawia rys. 14. Podstawowym jego elementem jest nadprzewodzący solenoid o długości 6.8 m i promieniu 2.55 m, wytwarzający jednorodne pole magnetyczne o natężeniu 1.2 T. Pole magnetyczne zamknięte jest żelazną zworą o wadze 2400 ton, składającą się z trzech części: centralnego cylindra oraz dwóch nabiegunników w kształcie pierścieni, umieszczonych w podstawach. W nabiegunnikach przewidziano 2×4 małe cewki kompensujące, które wyrównują niejednorodności pola. Nadprzewodzący solenoid utrzymywany jest w temperaturze 4.5K przez wymuszony obieg ciekłego helu. W polu magnetycznym w kolejności od centrum (punktu zderzeń) znajdują się: detektor śladowy, detektor do identyfikacji cząstek naładowanych (zwłaszcza hadronów) oraz kalorymetr elektromagnetyczny. Każdy z tych elementów zostanie zrealizowany przy pomocy nowych, nie stosowanych jeszcze technik detekcji, rozwijanych już od kilku lat przez członków współpracy. „Sercem” detektora śladowego jest komora projekcji czasowej (TPC — Time Projection Chamber), charakteryzująca się trójwymiarowym odczytem o doskonałej granulacji (rys. 15). Zmniejsza to znacznie problem rekonstrukcji geometrycznej śladu, tak trudny przy dużych krotnościach. Dla zwiększenia zdolności rozdzielczej pomiaru pędu (planowane $\Delta p/p = \sqrt{0.04p^2 + 0.7\%}$, gdzie p jest w jednostkach GeV/c) TPC wspomagana jest przez dwa zespoły cylindrycznych komór dryfowych, tworzących tzw. detektor wewnętrzny (*inner*) i zewnętrzny (*outer*) oraz detektory czołowe (*forward*), zamykające cylinder od strony podstaw. Dodatkowo zamierza się użyć krzemowego detektora wierzchołka, mierzącego współrzędne przestrzenne z dokładnością $\sigma = 10 \mu\text{m}$. Będzie on umieszczony bezpośrednio na rurze próżniowej akceleratora i pozwoli na rekonstrukcję wtórnych wierzchołków szybko rozpadających się cząstek, np. mezonów D. Identyfikacja cząstek odbywa się poprzez pomiar tzw. pierścienia Czerenkowa (Čerenkov Ring Imaging), technikę umożliwiającą wyznaczenie kąta promieniowania Czerenkowa powstającego



Rys. 14. Przekrój przez detektor DELPHI. 1 — miejsce zderzeń e^+e^- , 2 — rura próżniowa akceleratora, 3 — detektor wierzchołka, 4 — detektor wewnętrzny, 5 — TPC, 6 — detektor czołowy, 7a,b — detektor Czerenkowa z ciekłym radiatorem, 8 — detektor Czerenkowa z gazowym radiatorem, 9 — detektor zewnętrzny, 10 — kalorymetr elektromagnetyczny na cylindrze (a) i czołowy (b), 11 — nadprzewodzący solenoid, 12 — cewki kompensujące, 13 — kalorymetr hadronowy, 14 — detektor pod małym kątem (SAT), 15 — magnes kwadrupolowy, ogniskujący wiązkę



Rys. 15. Komora projekcji czasowej (TPC). Jest to cylinder wypełniony gazem, w którym przy pomocy szeregu kołowych elektrod rozciągniętych na jego bocznych ściankach wytwarza się pole elektryczne, równoległe do osi symetrii. Przebiegające przez gaz czastki naładowane zostawiają ślad w postaci zjonizowanych cząstek. Pod wpływem pola E elektrony jonizacji drifują ruchem jednostajnym ku podstawom cylindra, gdzie są rejestrowane przez umieszczone tam komory proporcjonalne. System odczytu tych ostatnich pozwala zmierzyć współrzędne r i φ (odczyt z płytek katodowych), a trzecią współrzędną (z) dostaje się mierząc czas dryfu. Elektronika komór rejestruje też wielkość impulsów na kolejnych drutach anodowych, co daje możliwość pomiaru strat jonizacyjnych i identyfikacji cząstek w obszarze małych pędów (do ok. 2 GeV/c)

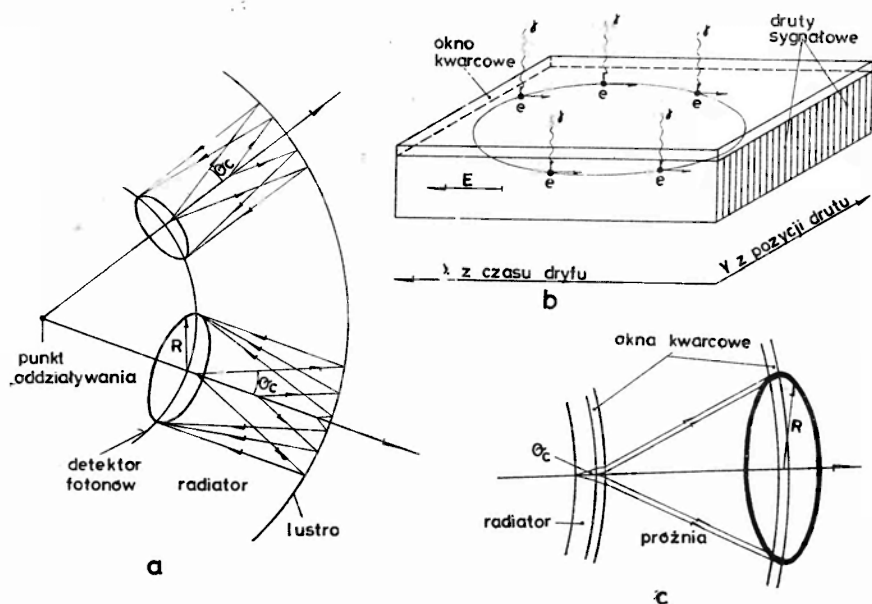
przy przelocie naładowanych cząstek wysokiej energii przez odpowiedni radiator (rys. 16). Kąt promieniowania θ_C wiąże się z współczynnikiem refrakcji n radiatora i z prędkością cząstki, wyrażoną jako ułamek prędkości światła ($\beta = v/c$)

$$\cos \theta_C = \frac{1}{\beta n}.$$

W połączeniu ze znajomością pędu (zmierzonego z pomocą detektora śladowego) pozwoli to na wyliczenie masy cząstki — czyli na jej identyfikację:

$$m = \frac{p\sqrt{1-\beta^2}}{\beta}.$$

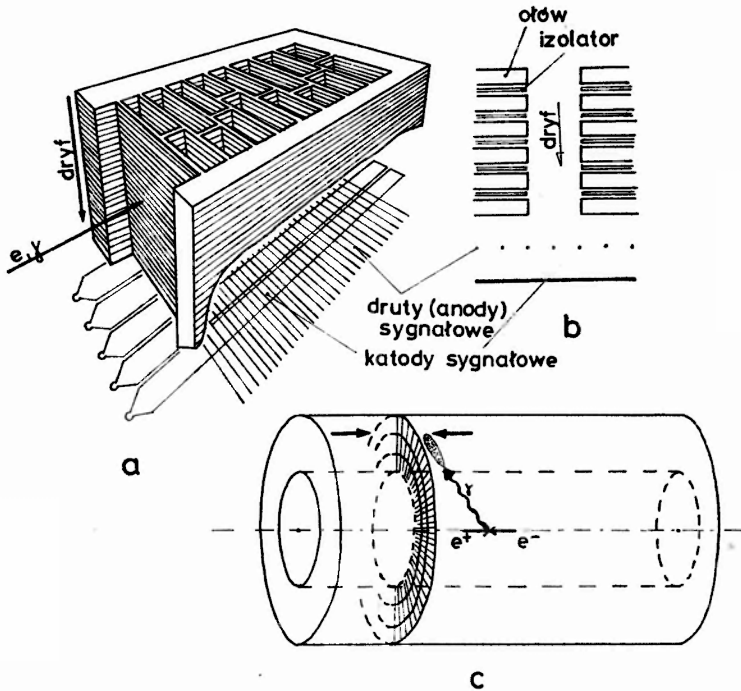
System identyfikacji proponowany w DELPHI składa się z trzech części: detektora z ciekłym radiatorem (skroplony Ne lub CF_4) otaczającego cylindrycznie TPC oraz z podwójnych detektorów czołowych z radiatorem ciekłym (C_6F_{14}) i gazowym (C_4H_{10}). Całość



Rys. 16. Technika pomiaru pierścieni Czerenkowa. Cząstki wybiegające z miejsca reakcji (a) przechodzą przez ośrodek radiatora, w którym wypromieniowują pod kątem θ_C fotony ultrafioletowe ogniskowane następnie na powierzchni detektora fotonów, tworząc tam pierścienie o promieniu $R = f \operatorname{tg} \theta_C$, gdzie f jest ogniskową lustra. Detektor fotonów (b) to znowu komora TPC, tym razem płaska. Posiada ona okno kwarcowe, przezroczyste dla ultrafioletu i wypełniona jest parami substancji ulegającej fotojonizacji. TPC mierzy współrzędne fotoelektronu, co pozwala wyznaczyć kąt promieniowania θ_C . W przypadku radiatora ciekłego o niewielkiej (ok. 1 cm) grubości, można stosować schemat pomiaru „bez ogniskowania” (c)

zapewni doskonałą identyfikację (wiele odchyżeń standardowych) naładowanych hadronów (π , K , p) w obszarze pędów 0.3—8 GeV/c (dookoła cylindra) i 0.3—35 GeV/c (do przodu). Metoda ČRI jest też stosunkowo nieczuła na duże gęstości cząstek, spotykane

w dżetach. Jako kalorymetr elektromagnetyczny rozważa się obecnie dwa rozwiązania: kalorymetr z ciekłym argonem (klasyczny) oraz Komorę Projekcyjną Dużej Gęstości (HPC — High Density Projection Chamber). Ostateczny wybór możliwy będzie po skończeniu wszystkich testów tej ostatniej. W obu rozwiązaniach mierzy się całkowitą jonizację wywołaną przez kaskadę elektronowo-fotonową w ciekłym argonie lub w gazie (rys. 17).



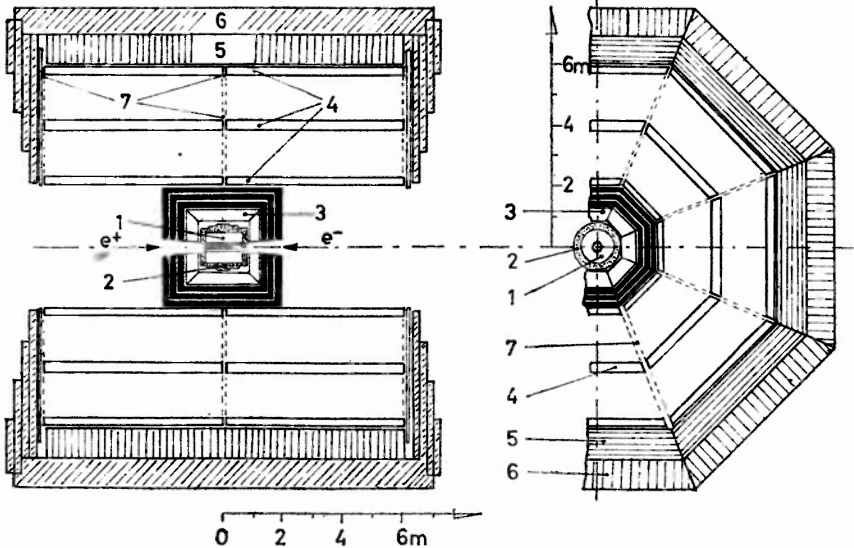
Rys. 17. Zasada działania kalorymetru z komorą HPC. Jest to jeszcze jedna wersja TPC wyróżniająca się tym, że pole dryfu wytwarzane jest przez stos perforowanych płytek ołowianych, sklejonych ze sobą i umieszczonych na liniowo zstępujących potencjalach (b). Kaskada elektromagnetyczna powstająca w ołowiu wywołuje jonizację gazu znajdującego się w kanałach pomiędzy ołowiem. Elektrony jonizacji dryfują do umieszczonej na brzegu komory proporcjonalnej, mierzącej wielkość impulsu (całkowita jonizacja) i czas dryfu (współrzędne kaskady). Struktura przypomina nieco ser szwajcarski i tak też się ją nazywa. Ryc. c przedstawia komorę HPC o kształcie cylindrycznym, jaka jest proponowana w DELPHI

Za użyciem HPC przemawiają przede wszystkim nieosiągalna w innych technikach kalorymetrii granulacja ($14 \text{ mrad} \times 1.5 \text{ mrad}$), stosunkowo niezła zdolność rozdzielcza mierzonej energii $\Delta E/E = 12/\sqrt{E}\%$, gdzie E jest w jednostkach GeV oraz cena — dwukrotnie mniejsza niż kalorymetru argonowego. I wreszcie ostatni duży element aparatury — kalorymetr hadronowy. Do jego realizacji posłuży zwora magnesu, składająca się z 38 warstw żelaznych płytek grubości 2.5 cm. Pomiędzy nie wsunięte będą elementy aktywne, mierzące jonizację i położenie lawiny hadronowej. Rolę tę spełnią tzw. rury strimerowe, detektory gazowe pracujące w obszarze ograniczonego wyładowania iskrowego. Zdolność rozdzielcza pomiaru całkowitej energii niesionej przez hadrony wyniesie $\Delta E/E = 0.6/\sqrt{E}$, gdzie E jest w GeV przy granulacji kalorymetru ok. $35 \times 35 \text{ mrad}$. Pomiar świetlności wymaga detekcji

cząstek (elektronów i pozytonów) wybiegających z oddziaływania pod małymi kątami (tzw. rozpraszanie Bhabhy). Zadanie to wykonywać będą specjalne detektory (SAT), składające się z pierścieniowej komory proporcjonalnej i umieszczonego za nią kalorymetru, mierzące cząstki w kącie 30—100 mrad (w stosunku do osi wiązki). Całość detektora DELPHI zawiera 260 tys. (!) kanałów elektroniki. Aby umożliwić kontrolę i odczyt tak skomplikowanej aparatury, konieczne będzie użycie dużej liczby programowalnych mikroprocesorów i kilku minikomputerów. Będą one w sposób ciągły testować i kalibrować poszczególne systemy, a także dokonywać skomplikowanych obliczeń *on-line* (łącznie z wstępną rekonstrukcją przypadków) koniecznych do zapewnienia wydajnego triggera.

4.2. Detektor specjalistyczny leptonowo-fotonowy

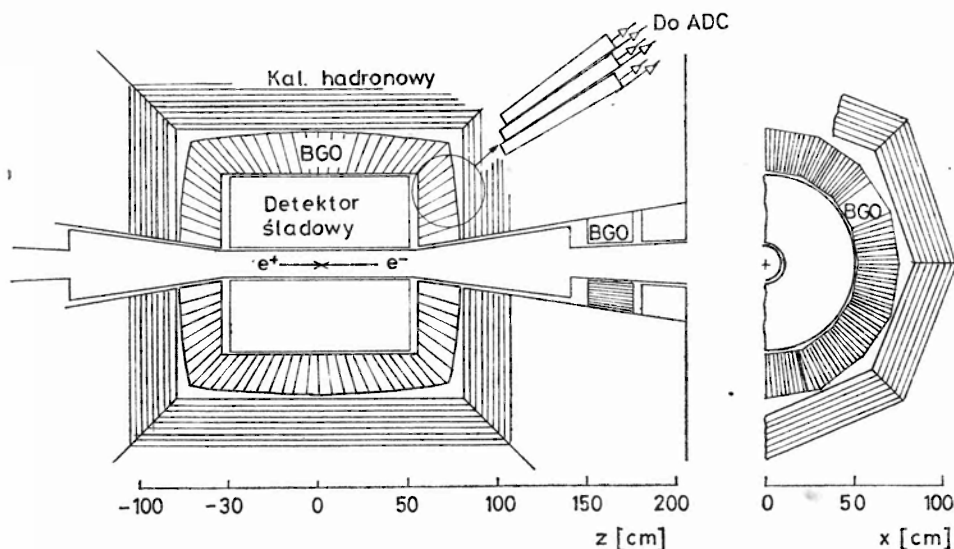
Projekt detektora specjalistycznego, optymalizowanego pod kątem badania procesów z leptonami i fotonami w stanie końcowym, przygotowany został przez międzynarodową grupę pod kierunkiem laureata Nagrody Nobla (za odkrycie cząstki J/ψ) S. Tinga. Widok



Rys. 18. Widok ogólny detektora leptonowo-fotonowego. 1 — detektor śladowy, 2 — kalorymetr elektromagnetyczny (kryształy BGO), 3 — kalorymetr hadronowy, 4 — komory mionowe, 5 — cewka magnesu, 6 — zwora magnesu (7600 ton żelaza), 7 — kanały do kalibracji laserowej

ogólny pokazany jest na rys. 18. Solenoid — o średnicy 12 m — wytwarza pole magnetyczne o natężeniu 0.45 T. Tak duża objętość pola jest bardzo istotnym czynnikiem tego aparatu: umożliwia bowiem bardzo dokładny pomiar pędu mionów, jedynych cząstek mogących się przedostać przez warstwy umieszczonych w centrum, dookoła miejsca zderzeń, detektora śladowego oraz kalorymetrów — elektromagnetycznego i hadronowego. Tory mionów rejestrowane są przez trzy współosiowe pakiety komór dryfowych o dużej dokładności (16+24+16 warstw pomiarowych), pomiędzy którymi znajdują się — w celu

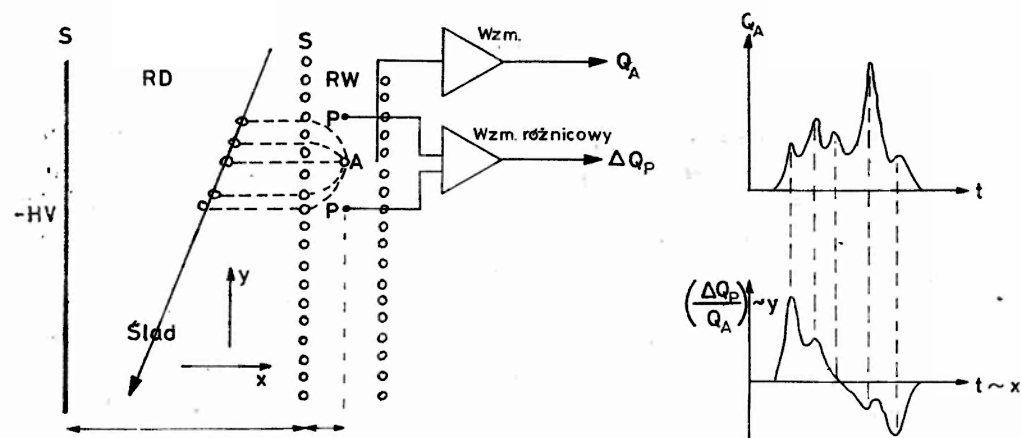
zmniejszenia rozpraszania kulombowskiego — worki wypełnione helem. Specjalny system kalibracji laserowej umożliwi wzajemne ustawienie pakietów z dokładnością do $30 \mu\text{m}$. Dzięki tym pomysłom dokładność pomiaru pędu mionów wyniesie $\Delta p/p = 1.8\%$ przy $p = 50 \text{ GeV}/c$, co jest równoważne błędowi pomiaru masy niezmienniczej $\Delta m/m = 1.3\%$ dla $m = 100 \text{ GeV}$. Drugim unikalnym elementem detektora jest kalorymetr elektromagnetyczny, zbudowany z 12 tysięcy bloków kryształu BGO ($\text{Bi}_4\text{Ge}_3\text{O}_{12}$ — rys. 19). Zasada działania takiego kalorymetru jest nieco odmienna od opisanej wcześniej. Mierzy się tutaj nie jonizację ale liczbę fotonów scyntylacji, pochodzących z atomów wzbudzonych



Rys. 19. Kalorymetr elektromagnetyczny zbudowany z BGO. Składa się on z 12 tysięcy kryształów w kształcie graniastosłupa i otacza 99,9% kąta bryłowego dookoła miejsca zderzeń. Fotodiody odczytu umieszczono na tylnych podstawach oraz na powierzchniach bocznych kryształów. Pozwoli to śledzić rozwój podłużny kaskady i wydajniej odrzucać hadrony

pochłanianą w kryształach kaskadą elektromagnetyczną. Scyntylator BGO zapewnia energetyczną zdolność rozdzielczą $\Delta E/E = (0.5/\sqrt{E} + 0.3)\%$, gdzie E jest w jednostkach GeV, czyli znacznie lepiej niż bezkonkurencyjny dotychczas kryształ NaJ(Tl). Ponieważ kalorymetr znajduje się w polu magnetycznym, konieczne było opracowanie nowego systemu rejestracji światła ze scyntylacji — konwencjonalne fotopowielacze nie mogą tu być użyte. Nowy sposób polega na sprzężeniu kryształu z fotodiodami półprzewodnikowymi o dużej powierzchni czynnej. Rozwiązanie kalorymetru elektromagnetycznego przy użyciu kryształów BGO jest rozwiązaniem kosztownym. Ważne jest więc aby jego powierzchnia była jak najmniejsza — czyli by był położony możliwie blisko miejsca reakcji. Powoduje to konieczność zminimalizowania detektora śladowego, nawet kosztem pewnych możliwości np. identyfikacji cząstek. Urządzeniem, które przy małej objętości zapewni stosunkowo niezły pomiar pędu ($\Delta p/p = \sqrt{9 + 0.5p^2}\%$ gdzie p jest w GeV/c) i wystarczającą separację

bliskich torów (0.5 mm) cząstek naładowanych jest komora ekspansji czasowej (*Time Expansion Chamber*). Jest to nowa technika, w której mierzy się miejsce pierwotnych oddziaływań przebiegającej cząstki (rys. 20). Uzupełnieniem całości detektora jest standardowy kalorymetr hadronowy, zbudowany z płyt miedzianych o grubości 2.5 cm, poprzedzanych komorami strimerowymi jako elementem czynnym. Kalorymetr ten służy też jako filtr mionów, zatrzymujący pozostałe cząstki tak naładowane jak i neutralne (oczywiście z wyjątkiem neutrin). Wspaniała energetyczna zdolność rozdzielcza mierzonych fotonów i leptonów w tej aparaturze pozwoli na podjęcie szeregu pomiarów niemożliwych



Rys. 20. Zasada działania komory rozwoju czasowego. A — anoda, P — katody sygnałowe, S — siatki potencjałowe, RD — obszar dryfu ($5 \mu\text{m/ns}$), RW — obszar wzmocnienia gazowego ($50 \mu\text{m/ns}$). Sygnały odczytywane są z anody oraz z katod. Czas pojawienia się impulsu na anodzie jest proporcjonalny do współrzędnej x pierwotnego oddziaływania, a różnica sygnałów na katodach znormalizowana impulsem anodowym jest proporcjonalna do współrzędnej y . W detektorze leptonowo-fotonowym druty anodowe i katodowe są równoległe do osi wiązki e^+e^-

do przeprowadzenia przez detektor uniwersalny. Przykładem jest pomiar naturalnej szerokości wąskich rezonansów ($t\bar{t}$, Z^0) w kanałach leptonowych, a także poszukiwanie cząstek Higgsa w reakcjach $Z^0 \rightarrow H^0 + \gamma$ i $t\bar{t} \rightarrow H^0 + \gamma$, gdzie powinno się zobaczyć monochromatyczne fotony wysokiej energii.

5. Zakończenie

I na koniec parę słów o kosztach. Ocenia się, że do realizacji DELPHI potrzebna będzie suma 57 milionów franków szwajcarskich, a detektor leptonowo-fotonowy będzie jeszcze droższy (ok. 70 milionów). Budowa samego akceleratora pochłonie ponad miliard franków. Liczby te niezbitnie dowodzą, że współczesnych eksperymentów fizyki wysokich energii nie da się przeprowadzić siłami jednego laboratorium, czy nawet jednego państwa. Tylko organizacje międzynarodowe, jaką jest CERN, mają szansę podołać podobnym przedsięwzięciom i podtrzymać rozwój tej tak fundamentalnej dziedziny nauki.

Literatura

- [1] S. Weinberg, *Postępy Fizyki* **32**, 135 (1981).
- [2] A. Salam, *Postępy Fizyki* **32**, 361 (1981).
- [3] S. Glashow, *Postępy Fizyki* **32**, 49 (1981).
- [4] J. Zakrzewski, *Postępy Fizyki* **32**, 27 (1981).
- [5] W. Gajewski, M. Świącki, *Postępy Fizyki* **30**, 117 (1979).
- [6] W. Willis, *Postępy Fizyki* **31**, 279 (1980).
- [7] J. N. Marx, D. R. Nygren, *Postępy Fizyki* **32**, 391 (1981).

Uzupełnienie

Najnowsze wieści z CERN-u są dla projektu LEP bardzo optymistyczne. W styczniu br. w zderzeniach $p-\bar{p}$ na akceleratorze SPS ($E_{\text{CM}} = 540$ GeV) zaobserwowano produkcję naładowanych bozonów W , a w maju również bozonów neutralnych Z^0 . Do chwili obecnej (lipiec 1983) zarejestrowano łącznie ok. 30 przypadków rozpadu W^\pm w kanałach $W \rightarrow e + \nu_e$ i $W \rightarrow \mu + \nu_\mu$ oraz 5 przypadków Z^0 : cztery rozpady $Z^0 \rightarrow e^+ + e^-$ i jeden $Z^0 \rightarrow \mu^+ + \mu^-$. Rozpoczęcie działalności LEP-u zostało z kilku względów, głównie finansowych, nieco opóźnione. Obecnie planuje się pierwsze zderzenia e^+e^- na początku roku 1989. Do realizacji zatwierdzone zostały cztery eksperymenty: ALEPH (J. Steinberger), DELPHI (U. Amaldi), L-3 (S. Ting) i OPAL (A. Michelini). Grupa DELPHI (gdzie bierze udział Instytut Fizyki Jądrowej z Krakowa) powiększyła się i liczy 34 laboratoria z 16 państw. Jest to prawdopodobnie nowy rekord liczebności — chyba jednak uzasadniony ze względu na wielkość i rangę przedsięwzięcia. Dokonano też szeregu modyfikacji samego detektora DELPHI. Najważniejsza jest rozbudowa cylindrycznej części licznika Czerenkowa przez dodanie radiatora gazowego. Pozwoli to znacznie rozszerzyć obszar pełnej identyfikacji hadronów.

ZE ZJAZDÓW I KONFERENCJI

Międzynarodowe kolokwium poświęcone historii fizyki cząstek elementarnych w Paryżu

Jedna z najmłodszych, ale też i najżywiej rozwijających się gałęzi fizyki, a mianowicie fizyka cząstek elementarnych doczekała się już zainteresowania historyków nauki. Historię trzeba wprawdzie pisać z odpowiedniego dystansu czasowego, ale materiały do niej powinno się gromadzić na bieżąco. Temu też przede wszystkim zadaniu poświęcone było kolokwium, które odbyło się w Paryżu w dniach 21—23 lipca 1982 r. W kolokwium tym uczestniczyło około 200 osób zajmujących się bądź to fizyką bądź też jej historią i metodologią. Zgodnie z nazwą, kolokwium skupiło uczestników zarówno z różnych krajów europejskich, jak i ze Stanów Zjednoczonych jak wreszcie z Japonii — aby wymienić tylko najważniejsze przykłady świadczące o rzeczywistym międzynarodowym charakterze kolokwium. W czasie obrad doszło też do spotkania przedstawicieli różnych generacji fizyków: od wybitnych i zasłużonych uczonych dobrze już po osiemdziesiątce, jak np. Leprince-Ringuet, Auger czy też Francis Perrin aż do młodzieży dopiero zaczynającej samodzielną pracę naukową i zainteresowanej problematyką historii fizyki.

W grupie seniorów znalazł się również współodkrywca hiperjader, Jerzy Pniewski.

W kolokwium uczestniczyło kilkunastu innych znakomitych fizyków, w tym także laureatów nagrody Nobla, których prace zadecydowały o rozwoju i dzisiejszym kształcie fizyki cząstek. Wystarczy tu wymienić takie nazwiska jak Gell-Mann, Schwinger, Yang, Wigner, Reines, Dalitz, Butler, Rochester, Weisskopf, Amaldi, Puppi, Nishijima, Nakano, Steinberger, Michel, Kemmer, Piccioni czy Armenteros. Szczególnie odczuwano i komentowano nieobecność Pontecorvo, który jednak tekst swego wystąpienia nadesłał na piśmie.

Obrady poświęcone były przede wszystkim dziejom fizyki cząstek w latach czterdziestych i pięćdziesiątych, nie bez wycieczek jednak w lata trzydzieste. Nie objęły one jednak wszystkich aspektów rozwoju fizyki cząstek w tym okresie, koncentrując się na następujących zagadnieniach: (a) Wprowadzenie nowych liczb kwantowych cząstek elementarnych, a mianowicie izospinu i dziwności; (b) rozwój pojęć i badań eksperymentalnych związanych z oddziaływaniami słabymi; (c) znaczenie fizyki promieni kosmicznych w badaniach cząstek elementarnych. Poza zasięgiem zainteresowań kolokwium pozostały więc odgrywane w tamtych latach tak wielką rolę zagadnienia wiążące się z analitycznością amplitud rozpraszania, związkami dyspersyjnymi, „bootstrapem” itd. Wprawdzie jest to usprawiedliwione dzisiejszym stanem naszej świadomości naukowej, ale trudno się oprzeć wrażeniu, że pominięcie to deformuje perspektywę historyczną i uniemożliwia właściwe rozumienie wielu meandrów dziejów fizyki cząstek. Mam tu na myśli przede wszystkim tak powoli krystalizujące się pojęcie elementarności cząstki, na którym zaważyła koncepcja „demokracji” cząstek.

Brak ten jednak z ogromną nadwyżką został wyrównany przez kilka znakomitych referatów i bardzo ciekawe dyskusje. Na pierwszym bodaj miejscu postawiłbym dwa referaty, oba obfitujące w refleksje i wspomnienia bardzo osobiste, pozwalające słuchaczowi na wniknięcie w proces twórczości naukowej, zarówno w jego aspekcie psychologicznym jak i socjologicznym. Mam tu na myśli referaty: Gell-Manna, dotyczący historii pojęcia dziwności, oraz Reinesa omawiający przebieg badań nad wykryciem eksperymentalnym neutrina. Nie ma sensu — i zresztą nie byłoby możliwe — streszczenie tych referatów, których tekst ukaże się w materiałach z kolokwium. Z innych referatów warto wymienić wykład Kemmera poświęcony dziejom pojęcia izospinu, Amaldiego — omawiający szczegółowo i bardzo szybko — dzieje fizyki oddziaływań słabych czy też Peyrou przedstawiający wkład badań promieniowania kosmicznego do fizyki

cząstek elementarnych we wczesnych latach pięćdziesiątych. Bardzo interesująco wypadła też dyskusja okrągłego stołu, w której zabierali głos między innymi Dalitz, Butler, Rochester, Leprince-Ringuet, Piccioni. Referat Gell-Manna został uzupełniony obszerną wypowiedzią Nishijimy na ten sam temat.

Obraz dziejów fizyki cząstek elementarnych, który się wyłania z tych tak bardzo różniących się swadą i stopniem obiektywizmu referatów, przedstawia się jako szczególny amalgamat systematycznych badań, szczęśliwych przypadków, niespodziewanych olśnień (fascynujące opowiadanie Gell-Manna o chwili, w której uświadomił on sobie konieczność i możliwość wprowadzenia dziwności), a zarazem długotrwałego niekiedy błędzenia wokół rozwiązania, które z dzisiejszej perspektywy patrząc, leżało tuż obok, widoczne jak na dłoni. Uświadomienie sobie, ile niekiedy oporów wewnętrznych i schematów myślenia trzeba przełamać, aby dokonać niezbędnego wyłomu w nie sprawdzającym się schemacie skłania do zadumy. Kolo jakich rozwiązań my dziś na ślepo krążymy? Z jakich kolein nie jesteśmy w stanie wyjść, aby popchnąć myśl fizyczną na nowy tor? Przecież historia fizyki cząstek elementarnych tworzy się nadal dzisiaj.

Grzegorz Białkowski

Instytut Fizyki Teoretycznej
Uniwersytet Warszawski
Warszawa

XVI Międzynarodowa Konferencja Fizyki Półprzewodników w Montpellier

W dniach od 6 do 10 września 1982 r. odbyła się w Montpellier we Francji 16-ta z kolei Międzynarodowa Konferencja Fizyki Półprzewodników. Konferencje tego typu organizowane są co dwa lata: poprzednia odbyła się w Kioto w Japonii w 1980 r., a następna planowana jest w San Francisco w 1984 r.

W Montpellier zgromadziło się około 800 fizyków. Konferencja, jak zwykle, odbywała się pod auspicjami Międzynarodowej Unii Fizyki Czystej i Stosowanej. Konferencję otworzył jej przewodniczący prof. M. Balkanski z Paryża. Na Konferencji wygłoszono 31 referatów o charakterze przeglądowym tzw. zaproszonych, ok. 150 krótkich referatów z doniesieniami o najnowszych rezultatach badań oraz zaprezentowano dodatkowo ok. 100 plakatów (ta forma przedstawiania wyników badań była swego rodzaju nowością na tej Konferencji). Referaty uporządkowane zostały przez Komitet Programowy Konferencji w szereg grup tematycznych. Oto główne z nich: głębokie i płytkie domieszki w półprzewodnikach, ekscytony i krople ekscytonowe, materiały amorficzne, supersieci i heterostruktury, materiały jedno- i dwuwymiarowe, półprzewodniki półmagnetyczne i zjawiska zależne od spinu, zjawiska na powierzchni półprzewodników, otrzymywanie materiałów półprzewodnikowych, struktura pasmowa i stany elektronowe, półprzewodniki z wąską przerwą energetyczną i półprzewodniki organiczne oraz problem lokalizacji stanów elektronowych.

Nie sposób omówić treści wszystkich sesji — ograniczymy się tutaj do tych sesji, które naszym zdaniem, należały do najważniejszych na Konferencji.

Problem lokalizacji: jest to ciągle jeden z najbardziej badanych obszarów fizyki półprzewodników. Referaty przeglądowe wygłosili na ten temat: laureat Nagrody Nobla P. W. Anderson (Princeton, USA) i H. Fukujama (Uniwersytet w Tokio). Anderson w swoim referacie skoncentrował się na problemie przejścia pomiędzy stanami zlokalizowanymi a obszarem, gdzie elektrony w półprzewodniku mają charakter zde-lokalizowany (przejście Andersona-Motta). Fukujama omawiał problemy magnetooporu w obszarze o słabym stopniu lokalizacji (ale gdzie zwykle teorie oparte na obrazie elektronów zde-lokalizowanych są już niewystarczające do opisu obserwowanych zjawisk). Z wielu referatów wygłoszonych na te tematy na Konferencji, na wzmiankę zasługuje również praca G. A. Thomasa (Laboratorium Bella w Murray Hills), który badając przejście Andersona-Motta w krzemie domieszkowanym fosforem (obszar temperatur milikelwinowych, pomiary w obecności ciśnienia jednoosiowego, które pozwalało zmieniać promień Bohra domieszek) stwierdził, że przejście to ma charakter ciągły i nie może być opisane przez teorię zaproponowaną przez Motta. Również teoria skalowania, w swojej prostej wersji, nie zgadza się ze szczegółowymi wynikami doświadczeń — autor sądzi, że jest to odzwierciedleniem nieuwzględnienia w teorii oddziaływań kulom-

bowskich pomiędzy elektronami. Odstępstwami od teorii w obszarze silnej lokalizacji elektronów, czyli w obszarze przewodnictwa hoppingowego zajmowały się prace M. Ortuno i M. Pollaka (Riverside) dotyczące tzw. hoppingu skorelowanego oraz N. B. Brandta i in. (Moskwa) na temat hoppingu zmiennozasiegowego.

Kwantowy efekt Halla: odkryty dwa lata temu przez von Klitzinga (który wygłosił na Konferencji referat przeglądowy na ten temat) był również tematem wielu prac przedstawionych w czasie Konferencji w Montpellier. Jak wiadomo kwantowy efekt Halla obserwowany jest w bardzo niskich temperaturach w gazie elektronowym całkowicie skwantowanym (kwantyzacja przestrzenna w warstwie przypowierzchniowej i kwantyzacja Landauowska zewnętrznym polem magnetycznym). Przejawia się on jako stopnie oporności Halla obserwowanej w funkcji pola magnetycznego — wysokość tych stopni jest równa h/ne^2 , gdzie $n = 1, 2, 3, \dots$. Zaskakujące były wyniki pracy Störmera i in. (Bell Laboratories), którzy zaobserwowali w warunkach granicy kwantowej (obsadzony tylko najniższy poziom Landaua rozszczepiony spinowo) stopnie o wysokości odpowiadającej $n = 1/3$ i $2/3$. Wynik ten jest całkowicie niezrozumiały w ramach istniejącej interpretacji teoretycznej kwantowego efektu Halla.

Z wielu referatów poświęconych *technologii otrzymywania materiałów półprzewodnikowych* na uwagę zasługują prace poświęcone tzw. wygrzewaniu laserowemu. Wygrzewanie jest powszechnie stosowaną metodą mającą na celu likwidację stanów domieszkowych wprowadzanych do półprzewodnika przez sam proces hodowli kryształu, bądź domieszkowania metodą implantacji jonów. Stosując więc wygrzewanie próbek w odpowiednich warunkach poprawiono jakość materiałów półprzewodnikowych czy też uzyskiwano kryształy o wymaganych parametrach. Stosowane od kilku lat wygrzewanie wiązką promieniowania laserowego (okazuje się, że można też stosować niespójne źródła światła) nie jest zwykłym efektem zwiększenia ruchliwości defektów sieci wywołanym podwyższoną temperaturą. Wydaje się, że raczej mechanizmem stojącym bezpośrednio u podstaw wygrzewania laserowego jest osłabienie wiązań chemicznych (poprzez przeniesienie światłem elektronów ze stanów wiążących do stanów antywiązących), co z kolei prowadzi do zwiększonej dyfuzji defektów sieciowych.

Szereg referatów na Konferencji poświęconych było *głębokim poziomom domieszkowym* w związkach półprzewodnikowych. Jak wiadomo zainteresowanie tym problemem wiąże się z dominującym wpływem głębokich poziomów na działanie przyrządów optoelektronicznych i tranzystorów nowej generacji, które budowane są z materiałów III—V. W tej grupie prac Langer i in. (IF PAN) wykazali wpływ zlokalizowanych elektronów na gaszenie luminescencji poprzez efekt Augera. Praca Baranowskiego i in. (UW) dotyczyła doświadczalnego badania mechanizmu kompensacji n -GaP nikiem.

Półprzewodniki o wąskiej przerwie energetycznej, które zazwyczaj były na Konferencjach Fizyki Półprzewodników bardzo obficie reprezentowane, wydają się powoli wychodzić z centrum zainteresowania fizyków. Owszem, w wielu pracach używane są one jako szczególnie dogodny materiał do badania zjawisk fizycznych np. absorpcji na swobodnych nośnikach (Pfeffer, Zawadzki — IF PAN). Wyjątek stanowić tu może nowy materiał — czarny fosfor, nad którym badania są dopiero w początkowej fazie (Asahina i in. oraz Narita i in., Osaka).

Bardzo dużo prac dotyczyło *supersieci i heterostruktur*. Do najciekawszych zaliczyć można prace, w których badano kryształy o modulowanym stopniu domieszkowania: źródło nośników ładunku elektrycznego, np. donory, znajduje się w innym miejscu przestrzennym niż same nośniki, które gromadzą się w warstwach, gdzie praktycznie donorów nie ma. Taki dwuwymiarowy gaz elektronowy może mieć bardzo wysoką ruchliwość, bo porusza się w obszarach gdzie nie ma rozpraszających centrów kulombowskich. W rzeczywistości obserwowano w takich materiałach ruchliwość elektronów rzędu 10^6 cm²/Vs. (M. Inoue i in., Osaka; K. Hess, Urbana).

Półprzewodnikom półmagnetycznym poświęcone były aż dwie sesje — druga dotyczyła bardziej już szczegółowo problemu związanego z polaronem magnetycznym w tych materiałach. Referat przeglądowy wygłosił na ten temat M. Grynberg (UW). Wyraźnie poszerzyła się grupa półprzewodników obejmowana tą nazwą: poza wynikami dla HgMnTe (A. Sandauer i in. oraz T. Wojtowicz, A. Mycielski, IF PAN; N. B. Brant i in., Moskwa) przedstawiono prace dotyczące nowych materiałów takich jak $Pb_{1-x}Mn_xTe$ (Niewodniczańska-Zawadzka i in., IF PAN i Linz) i $(Cd_{1-x}Mn_x)_2As_2$ (J. Neve i F. Blom, Holandia). Oprócz prac badających wpływ własności magnetycznych materiału na jego własności półprzewodnikowe poprzez modyfikację struktury pasmowej, przedstawiono również dwie prace, w których zajmowano się

problemem odwrotnym — jak struktura pasmowa charakteryzująca dany półprzewodnik odzwierciedla się w jego własnościach magnetycznych. Związane polarony magnetyczne obserwowane były w szeroko-przerzowych półprzewodnikach półmagnetycznych ($\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ i $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Se}$) w badaniach rozpraszania ramanowskiego zależnego od spinu (Heiman i in., MIT), rekombinacji na parach donor-akceptor (Nhung T. H. i R. Planel, Paryż) oraz transportu w obszarze przewodnictwa hoppingowego i aktywacji do pasma (T. Dietl i in.; J. Jąroszyński i in., IF PAN). W dyskusjach wszyscy autorzy prac dotyczących polaronów magnetycznych wyrażali zgodnie pogląd, że badanie tych obiektów ze względu na ich zlokalizowany charakter może pomóc w wyznaczeniu korelacji między momentami magnetycznymi w fazie szkła spinowego. Być może ułatwi to zrozumienie tak interesującego a jeszcze niecałkowicie zrozumiałego problemu jaki stanowi faza szkła spinowego.

Materiały Konferencji będą opublikowane przez North-Holland i ukazać się jako oddzielny tom *Physica B*.

Jak zwykle, przed i po głównej Konferencji odbyły się konferencje towarzyszące: w Grenoble — Zastowanie silnych pól magnetycznych w badaniach półprzewodników; w Trieście — Powierzchnie i między-powierzchnie; w Perpignan — Półprzewodniki polikrystaliczne i warstwy epitaksjalne; w Amsterdamie — Defekty w półprzewodnikach; w Cagliari — Związki potrójne i wieloskładnikowe.

T. Dietl i J. Kossut

Instytut Fizyki PAN
Warszawa

Konferencje wysokoprzewodzących polimerów i kryształów organicznych w Les Arcs

Organiczne quasi — jednowymiarowe materiały przewodzące budzą ogromne, stale rosnące zainteresowanie fizyków, chemików i technologów. Zainteresowanie to wynika z wielu przyczyn. Wydaje się, że jedną z ważniejszych jest chęć poznania praw rządzących własnościami układów jednowymiarowych. Powszechna jest również dążność do znalezienia materiałów nadprzewodzących w wysokich temperaturach oraz do wyjaśnienia mechanizmów rządzących zjawiskiem nadprzewodnictwa w polimerach i solach organicznych. Te i inne przyczyny powodują, że co roku organizuje się kilka międzynarodowych imprez naukowych poświęconych tym właśnie zagadnieniom. Największy zasięg i rangę naukową mają konferencje organizowane kolejno w różnych krajach przez międzynarodowe komitety naukowe. Imprezy tego cyklu zapoczątkowała konferencja w Siofok (Węgry) w roku 1976. Późniejsze odbyły się kolejno w Nowym Jorku (1978), Dubrowniku (1978), Helsingor (Dania, 1980) i Boulder (USA, 1981). Tegoroczna konferencja została zorganizowana przez Francuzów w uroczym alpejskim ośrodku sportów zimowych Les Arcs w pobliżu Bourg St. Maurice.

Ze względu na dużą liczbę osób zainteresowanych problematyką, jak również z powodu ogromnej liczby prac naukowych, organizatorzy podzielili konferencję na dwie imprezy mniejsze i bardziej monotematyczne. Pierwsza z nich, a mianowicie „Conférence Internationale sur la Physique et la Chimie des Polymères Conducteurs” odbyła się w dniach od 11 do 15 grudnia 1982 r., druga natomiast „Colloque International du CNRS sur la Physique et la Chimie des Métaux Synthétiques et Organiques” trwała od 14 do 18 grudnia 1982 r. w Les Arcs. Tematyka pierwszej konferencji skoncentrowana była wokół przewodzących polimerów, najczęściej poliacetylenów, natomiast drugiej — wokół organicznych i syntetycznych, krystalicznych przewodników zwanych często metalami organicznymi. Problemy interesujące obie grupy uczestników, jak np. rola solitonów w niskowymiarowych materiałach organicznych, prezentowane były 14 grudnia, a więc w dniu ząbienia się obu imprez.

O rozmiarach tych dwóch spotkań naukowych może świadczyć liczba 393 prac (z czego około 1/3 przedstawiano w formie 30-minutowych referatów), oraz liczba uczestników wynosząca 386 osób z 22 krajów świata. Podkreślić trzeba z radością aktywny udział Polaków (B. Bułka (Poznań), J. A. Chroboczek

(Warszawa), A. Graja (Poznań), L. Komorowski (Wrocław), Z. Kucharski (Warszawa), A. Proń (Warszawa), M. Przybylski (Poznań) i W. Waclawek (Opole)), którzy przedstawili łącznie 11 prac naukowych.

Trudno w tym krótkim sprawozdaniu wymienić wszystkie zagadnienia nowe, szczególnie wartościowe i ciekawe jakie były prezentowane w Les Arcs. Zwrócę więc uwagę jedynie na te, które zainteresowały mnie szczególnie (w porządku przedstawiania na konferencji). Wiele mówiono o wyrafinowanych metodach wprowadzania elektroaktywnych domieszek chemicznych do polimerów, które w sposób radykalny zmieniają własności matrycy (np. poliacetyleny) powodując, przykładowo, wzrost przewodnictwa elektrycznego o kilka rzędów wielkości. Zgodnie z ostatnimi tendencjami, zarówno w mechanizmie domieszkowania jak i w tłumaczeniu własności fizycznych tych materiałów, dominował model solitonowy. Obecność solitonów w domieszkowanym poliacetylenie potwierdzono m. in. metodą rezonansowego rozpraszania Ramana. Drugą, ogromną grupą fascynujących zagadnień były badania nadprzewodnictwa w układach organicznych. Badania te, wywołane pracami W. A. Little'a ze Stanford University, doprowadziły jak wiadomo w końcu 1979 roku do odkrycia nadprzewodnictwa w quasi — jednowymiarowej soli (TMTSF)₂PF₆, pod wysokim ciśnieniem i w temperaturze około 1 K (D. Jérôme z Orsay oraz K. Bechgaard z Kopenhagi i ich współpracownicy). Obecnie, obok poszukiwania i badania nowych nadprzewodników organicznych, uwaga badaczy skupiona jest na możliwości współlistnienia stanów nadprzewodzących i magnetycznych (z falami spinowymi), na występowaniu szerokiego obszaru temperaturowego powyżej przejścia fazowego, w którym występuje silny, nadprzewodzący porządek bliskiego zasięgu oraz na roli niemagnetycznych domieszek w ustalaniu uporządkowania dalekiego zasięgu. Jak zwykle, wiele prac poświęconych było badaniom własności fizycznych molekularnych układów quasi — jednowymiarowych na przykład soli i kompleksów TCNQ z różnymi donorami. Zauważyć też trzeba prace C. Pecile i R. Bozio z Padwy, wiążące pojawienie się silnej absorpcji wibronowej w podczerwieni z przejściem fazowym do stanów z falami gęstości ładunków (CDW).

Obok badań podstawowych przedstawiono kilka nowości z zakresu zastosowań przewodników organicznych, np. w bateriach słonecznych, akumulatorach polimerowych, przełącznikach optycznych i elektrooptycznych oraz w prostownikach prądu elektrycznego.

Na koniec wspomnieć trzeba o wspaniałej organizacji obu spotkań naukowych, których współprzewodniczącymi byli J. J. André, P. Bernier i R. Comès (konferencja polimerów) oraz R. Comès, P. Bernier i J. Rouxel (konferencja organicznych i syntetycznych metali).

Następna międzynarodowa konferencja na temat quasi — jednowymiarowych przewodników organicznych odbędzie się latem 1984 r. prawdopodobnie w Wenecji, a organizować ją będzie prof. C. Pecile z Uniwersytetu w Padwie i prof. G. Zerbi z Politechniki w Mediolanie.

Andrzej Graja

Instytut Fizyki Molekularnej PAN
Poznań

RECENZJE

Jerzy Ginter: *Wstęp do fizyki atomu, cząsteczki i ciała stałego*, PWN, Warszawa 1979, stron 439, cena zł 75.—

Recenzowana książka jest zwięzłym wykładem fizyki molekularnej. Autor wywodzi właściwości gazów i ciał stałych z zachowania się elektronów i jąder. Podział materiału jest racjonalny, gdyż po wstępie dotyczącym symetrii omówiono stany elektronowe atomów, molekuł i kryształów w przybliżeniu ustalonych położeń jąder, a następnie opisane są zjawiska związane z ruchem jąder.

Po opisie atomu z jednym elektronem następuje omówienie oddziaływania atomu z polem promieniowania. Najciekawszy tutaj jest oryginalny opis promieniowania spontanicznego podany przez Mycielskiego. W tym rozdziale znajdzie czytelnik zestawienie zjawisk określających szerokość linii widmowej. Po omówieniu wymuszonej emisji promieniowania Autor podaje proste konstrukcje laserów. W tej części na stronie 91 Autor umniejszył rolę zwierciadeł w działaniu lasera i niepotrzebny jest, moim zdaniem, komentarz uzupełniający na dole strony. Wiemy bowiem, że nieciągłość warunków propagacji fali świetlnej jest istotnym elementem lasera, gdyż powoduje dodatnie sprzężenie zwrotne będące podstawą zjawiska generacji koherentnego promieniowania elektromagnetycznego.

Bardzo interesująco opisane są w rozdziale 4 efekty Starka i Kerra, które umożliwiają śledzenie wiązania elektronu w atomie. Trochę razi tu pobieżne potraktowanie zagadnienia pola ligandów. Świadczy o tym przykład kompleksu $\text{Cu}(\text{NH}_3)_4$, który ma strukturę D_{4h} , a w książce ilustruje pole o strukturze T_d . Dobrze natomiast czyta się opis zjawisk Zeemana i Faradaya. Rozdział 5 zawiera opis atomu jednoelektronowego ze spinem. Niepotrzebnie wprowadzono tutaj dwa razy ten sam rysunek 5.1 i 5.10b. Jeśli Autor na początku rozdziału wywiódł kwantowanie przestrzenne z doświadczenia, to nie ma sensu później pokazywać jak doświadczenie Sterna-Gerlacha wyglądałoby dla nieistniejącego przypadku ciągłego obśadzenia wszystkich orientacji spinu. Bardzo skrótowo przedstawiono na końcu rozdziału model wektorowy. A szkoda, bo model ten w sposób przejrzysty tłumaczy zjawiska wynikające z oddziaływań z zewnętrznymi polami: elektrycznym i magnetycznym. W rozdziale 6 przedstawiono strukturę elektronową atomów z wieloma elektronami. Szczególnie spodobał mi się opis zakazu Pauliego prowadzący do nierozróżnialności elektronów, z którym zapoznałem się z przyjemnością. Czytelnik może tutaj zapoznać się z pojęciem polaryzacji dielektrycznej, która jest źródłem wiązania w kryształach molekularnych. Bardzo zwięźle i przejrzysto Autor przedstawił przybliżenie Hartree i Hartree-Focka oraz wspominał o przybliżeniu pola centralnego, które to przybliżenia są stosowane w opisie złożonych atomów.

Rozdział 7 poświęcony jest metodom chemii kwantowej molekuł. Mamy tu podstawowe informacje jak tworzą się orbitale molekularne i jaką rolę grają w opisie molekuł wieloatomowych. Rozdział kończy krótki opis wiązania jonowego i oddziaływań Van der Waalsa istotnych w kryształach molekularnych. Rozdział 8 zawiera krótki lecz godny polecenia opis metod rentgenowskich w badaniach atomów, molekuł i kryształów. Rozdziały od 9 do 12 stanowią przedstawienie właściwości ciała stałego z dużą koncentracją nośników. Jest to doskonała część książki. Autor omawia tu właściwości metali i półprzewodników w języku teorii pasmowej, pięknie wprowadza pojęcie elektronów i dziur jako kwazicząstek o specyficznej masie. Podaje także sposoby wyrażania masy efektywnej nośników. W końcu rozdziału 9 mamy jedyny w polskim piśmiennictwie obszerny opis rezonansu cyklotronowego i diamagnetycznego. W rozdziale 11 omówiony jest problem plazmy w ciele stałym. Jest to bardzo dobrze napisany rozdział godny polecenia każdemu czytelnikowi. W rozdziale 12 autor omawia wzbudzenie elektronowe w kryształach jonowych i molekularnych. Podaje tu proste przykłady wzbudzeń ekscytowanych w NaCl i antracenie. W rozdziale tym Autor powinien odsyłać nas do polskiego wydania książki Kitajgorodzkiego (PWN 1976), a nie do rosyjskiego oryginału.

Część II zawiera opis wpływu jądra na widma lekkich atomów — normalny efekt masy. W rozdziale na temat rozszczepienia wiązek atomowych należałoby raczej omówić doświadczenie Rabiego a nie powracać znów do eksperymentu Sterna-Gerlacha.

Rozdział 14 podaje bardzo szczegółowy opis widm rotacyjno-oscyłacyjnych molekuł liniowych. Jest to zwarta i bardzo dobra część książki. W rozdziale 15 omówiono bardzo pobieżnie widma molekuł wieloatomowych. Na stronie 397 (wiersz 15 od góry) zakradł się błąd, bowiem energia stanów inwersyjnych NH_3 zależy od gradientu pola elektrycznego a nie magnetycznego. Na rys. 15.23 nie uwidoczniło drugiej elektrody helikoidalnej. Niejednorodne pole separujące molekuly powstaje w strukturze dwóch równoległe biegnących spirali, do których dołączone jest źródło wysokiego napięcia.

Książkę kończy rozdział 16 zawierający opis drgań własnych kryształu. Omówiono przypadki: dwuwymiarowy i trójwymiarowy oraz podano odpowiadające im krzywe dyspersji. Model Debye'a jest przedstawiony w dużym skrócie. W tym rozdziale czytelnik znajdzie bardzo ciekawe dane o stanach Schrödingera-Glaubera, które są fragmentami o wąskim paśmie częstości wzbudzonymi w kryształach przy niskich temperaturach za pomocą ultradźwięków.

Książkę Gintera czyta się z zainteresowaniem, chociaż jego chęć przedstawiania wszystkiego za pomocą prostych modeli jest zbędna. Szczególnie dotyczy to czytelników, którym podręcznik jest potrzebny jako poradnik w pracy codziennej, a nie tylko jako źródło niepokoju i wątpliwości. Są oni na ogół obeznani z aparatem zarówno mechaniki kwantowej, jak i klasycznej, co jest założone na wstępie. Moim zdaniem dzisiaj już nie trzeba, tak jak kiedyś, oddzielać tego co klasyczne od tego co kwantowe. Zgodnie ze źródłosłowem, *classicus* oznacza doskonale i szczególnie w zagadnieniach molekularnych opis kwantowy zasługuje na to miano. Jest to widoczne przy rozważaniu spinu elektronu czy jądra, którego modelowo nie można przedstawić a opis i badania właściwości spinu w różnych sytuacjach są dla nas bardzo łatwe i pojęciowo dostępne. Refleksje te pojawiły mi się po przeczytaniu książki Gintera, co znaczy, że każdy czytelnik znajdzie w niej coś dla siebie, czym się zachwyci albo co zachęci go do dalszej medytacji i studiów. Dlatego uważam tę pozycję za wartościową. Wywołuje ona skutek zamierzony przez Autora — wzbudza uwagę czytelnika, choć miejscami wiedzie nas krętymi drogami, wymyślonymi specjalnie przez fascynującego przewodnika.

Jan Stankowski

Instytut Fizyki Molekularnej PAN
Poznań

J. D. Jackson: *Elektrodynamika klasyczna*. Tłumaczył z języka angielskiego J. Trylski, PWN, Warszawa 1982, stron 800, cena zł 230.—

Po *Mechanice kwantowej* L. I. Schiffa, *Mechanice statystycznej* K. Huanga i *Kwantowej teorii układów wielu cząstek* A. L. Fettera i J. D. Walecki otrzymaliśmy kolejny podręcznik fizyki teoretycznej *Elektrodynamikę klasyczną* J. D. Jacksona. Wszystkie te trzy podręczniki, których autorami są znani fizycy amerykańscy, należą do najlepszych, nowoczesnych a zarazem już klasycznych podręczników uniwersyteckich. Zostały one przetłumaczone na wiele języków i są znane studentom fizyki na całym świecie. W najbliższym czasie w tej serii PWN planuje wydać również *Relatywistyczną mechanikę kwantową* i *Relatywistyczną kwantową teorię pola* J. D. Bjorkena i S. D. Drella.

Otrzymaliśmy tłumaczenie poprawionego i znacznie poszerzonego wydania *Elektrodynamiki klasycznej* z 1957 r. Głównym uzupełnieniem jest dodany na początku książki wstęp, w którym omówione są m. in. obecne ograniczenia doświadczalne na masę fotonu i granice stosowalności zasady superpozycji liniowej pól. Pierwsze cztery rozdziały poświęcone są elektrostatyce z uwzględnieniem zagadnień brzegowych, metod znajdowania funkcji Greena i prostych klasycznych modeli dielektryków. Kolejne dwa rozdziały poświęcone są magnetostatyce i równaniom Maxwella i zawierają w szczególności wprowadzenie opisu potencjalnego pola elektromagnetycznego, zasady zachowania pędu i energii oraz wyprowadzenie równań Maxwella dla ośrodków materialnych. W następnych dwóch rozdziałach omówione są zagadnienia rozchodzenia się fal elektromagnetycznych (w tym zjawisko dyspersji) oraz falowody i rezonatory (z uwzględnieniem tłumienia w falowodach i dobroci rezonatorów). Rozdziały dziewiąty, czternasty, i siedemnasty poświęcone są rozpraszaniu i dyfrakcji fal, promieniowaniu prostych układów (w przybliżeniu multipo-

lowym) i ładunków punktowych (z uwzględnieniem promieniowania przejścia i promieniowania Czerenkowa) oraz tłumieniu promienistemu. Rozdziały jedenasty i dwunasty zawierają szczególną teorię względności, transformacje wielkości opisujących pole elektromagnetyczne, opis ruchu cząstek w tym polu i formalizm lagranżowski wraz z dyskusją tensora gęstości energii-pędu pola.

Materiał przedstawiony w tych trzynastu rozdziałach odpowiada standardowemu wykładowi z elektrodynamiki. Brak w nim chyba jedynie omówienia prądów elektrycznych i obwodów z nimi, szerszej dyskusji magnetycznych właściwości ośrodków materialnych i przybliżenia optyki geometrycznej. Omówione są natomiast np. zagadnienie monopoli magnetycznych, falowody dielektryczne oraz przedstawiona jest krytyczna analiza modnych ostatnio prób wyprowadzenia równań Maxwella z praw Coulomba i kinematyki relatywistycznej. Całość cechuje szczegółowa dyskusja fizycznej strony omawianych zjawisk oraz przystępne wprowadzenie i szerokie wykorzystanie wielu metod matematycznych, przydatnych również w innych działach fizyki.

Pozostałe cztery rozdziały książki poświęcone są magnetohydrodynamicie i fizyce plazmy, oddziaływaniu cząstek naładowanych z materią i promieniowaniu hamowania w zderzeniach z atomami i w procesach jądrowych (z uwzględnieniem rozważań półklasycznych, co pozwala uzyskać przybliżone wyniki kwantowe), a także szczegółowej dyskusji elektrycznych i magnetycznych multipolowych pól promieniowania.

Rzetelne, jasne i w miarę wszechstronne omówienie wybranych zagadnień czyni z książki Jacksona kopalnię wiedzy o elektrodynamice. Oprócz bogatego zbioru problemów rozwiązanych w tekście książka zawiera również 278 zadań, w tym wiele oryginalnych. Jest także bogaty zestaw literatury (około dwustu pozycji książkowych i sto artykułów w czasopismach naukowych i dydaktycznych) wraz z jej omówieniem i szczegółowymi odsyłaczami.

Układ treści książki jest starannie przemyślany i logiczny. Jasność wykładu wspomagają przejrzyste rysunki i zestawienia wzorów na okładkach książki. Stosowany układ jednostek Gaussa dla wielu czytelników może wydać się jednak uciążliwy: obecnie również w fizyce teoretycznej coraz częściej stosuje się układ jednostek SI (zestawienie ważnych wzorów i jednostek w różnych układach podane jest jednak w uzupełnieniu na końcu książki).

Tłumaczenie jest bardzo dobre. Tłumacz znalazł i poprawił wiele błędów drukarskich w wydaniu oryginalnym. Niestety, w wydaniu polskim liczba błędów drukarskich jest bardzo duża i wynika chyba głównie z niedokładnej korekty. Była ona wykonana tylko przez wydawcę, gdyż tłumacz, przebywając za granicą, nie mógł otrzymać odbitek korektorskich wskutek ograniczeń pocztowych w okresie stanu wojennego. Uwag krytycznych o tłumaczeniu mam tylko kilka. Wydaje mi się, że należałoby pisać „dysypacja”, „lagranżowski”, „lagranżjan” zamiast „dysypacja” (np. str. 247), „lagrangeowski” i „lagrangian” (np. str. 548); byłoby to konsekwentne ze stosowaniem pisowni wyrazów „dysocjacja”, „kulombowski”, „komptonowski” i „laplasjan”. Określanie E jako pola elektrycznego i H jako pola magnetycznego (np. str. 33 i 47), a nie jako natężeń tych pól, jest niepoprawne, choć odpowiada tekstowi oryginalnemu. Używa się również określenia „skrętność” a nie „spiralność” (str. 275), „reguły sum” a nie „reguły sumacyjne” (str. 309), „relacja nadzbieżności” a nie „relacja superrozbieżności” (str. 310). W spisie literatury jest wiele pozycji, które zostały wydane w języku polskim, lecz tłumacz nie był konsekwentny w zaznaczaniu tego faktu. Wymienione w spisie książki Feynmana, Heitlera, Kittela, Lighthilla, Rohrlicha, Taylora i Wheelera, Whittakera i Watsona oraz Zimana były przetłumaczone na język polski.

Szkoda, że tak wartościowy podręcznik z elektrodynamiki klasycznej został wydany tylko w nakładzie 5000 egzemplarzy.

Zygmunt Ajduk

Instytut Fizyki Teoretycznej
Uniwersytet Warszawski
Warszawa

KRONIKA

Nominacje na profesorów

Rada Państwa nadała tytuły naukowe profesorów. Tytuł profesora zwyczajnego nauk fizycznych otrzymał Jerzy Małecki (Instytut Fizyki Molekularnej PAN w Poznaniu). Wręczenie nominacji profesorskich odbyło się 2 lutego 1983 r.

Zakład Wysokich Ciśnień PAN

Prezydium PAN uchwałą z 27 kwietnia 1982 utworzyło Zakład Wysokich Ciśnień PAN z siedzibą w Celestynowie k. Warszawy. Przedmiotem działania Zakładu jest prowadzenie badań w zakresie fizyki i techniki wysokich ciśnień. Zakład powstał skutkiem przekształcenia dawno istniejącego Ośrodka Badawczo-Rozwojowego Wysokich Ciśnień PAN „Unipress”. Kierownikiem Zakładu jest prof. Sylwester Porowski.

Nauka Polska No 3 (1982)

Nagrody PAN

Nagrodą sekretarza naukowego PAN za rok 1982 zostały wyróżnione następujące badania z fizyki:

Odkrycie nowego mechanizmu rekombinacji niepromienistej w zlokalizowanych domieszkach w półprzewodnikach i wykorzystanie go do badania elektroluminescencji zderzeniowej — pracę wykonał zespół: doc. Jerzy Langer (kierownik), mgr Anna Lemańska-Bajorek, mgr Andrzej Stapor, mgr Andrzej Suchocki, dr hab. Władysław Walukiewicz (wszyscy z IF PAN) i mgr Teresa Langer (ITME MHiPM, Warszawa);

Własności magnetyczne półprzewodników półmagnetycznych — zespół: prof. Robert Gałazka (kie-

rownik, IF PAN), dr Witold Dobrowolski (IF PAN i Uniw. Warszawski), dr Tomasz Giebułtowicz (Uniw. Warszawski), dr Henryk Kępa (Uniw. Warszawski);

Badania struktury elektronowej stopów metali i półprzewodników za pomocą różnych metod spektroskopii rentgenowskiej — zespół: prof. Julian Auleytner (kierownik), dr Krystyna Ławniczak-Jabłońska, dr Ewa Sobczak, dr Włodzimierz Zahorowski (wszyscy z IF PAN) i dr Andrzej Ślebarski (Uniw. Śląski, Katowice);

Opracowanie, zbudowanie i uruchomienie stanowiska pomiarowego chłodziarki rozcieńczalnikowej $^3\text{He}/^4\text{He}$ przystosowanego do pomiarów w temperaturach 20-100 mK — zespół: dr Lucjan Śniadower (kierownik), mgr inż. Piotr Sękowski i Włodzimierz Werczyński (wszyscy z IF PAN);

Struktura i własności magnetyczne związków pierwiastków f-elektronowych typu CoAl_2Si_2 — zespół: prof. Janusz Leciejewicz (kierownik, IBJ Świerk), dr Stanisław Siek (IF Pol. Krakowska), doc. Andrzej Szytuła (Uniw. Jagielloński), dr Andrzej Zygmunt (INTiBS, Wrocław),

Rola stanów w przeniesieniu ładunku w procesach dezaktywacji molekularnych stanów wzbudzonych i migracji energii wzbudzenia — zespół: prof. Jerzy Prochorow (kierownik), dr Irena Deperasińska, mgr Józef Dresner, dr Bolesław Kozankiewicz, dr Andrzej Sobolewski (wszyscy z IF PAN);

Badanie metodą tarcia wewnętrznego realnej struktury ciał stałych: metale i stopy, półprzewodnikowe szkła tlenkowe, zestalone cienkie warstwy olejów mineralnych na podłożu metalicznym — zespół: prof. Władysław Chomka (kierownik), dr Bolesław Augustyniak, mgr inż. Dominik Bednarczyk, mgr inż. Elżbieta Denga, mgr inż. Jacek Pastor, dr Marek Pstrokoński, dr Danuta Samatowicz (wszyscy z IF Pol. Gdańska);

Rola stanów domieszkowych w jednowymiarowych półprzewodnikach organicznych — dr Bogdan Bułka (IFMol PAN, Poznań).

Nagrody naukowe Wydziału III PAN w zakresie fizyki za rok 1982 otrzymali:

dr Andrzej Mycielski (IF PAN) za pracę *Struktura pasmowa HgSe i mieszanych kryształów Hg_{1-x}Cd_xSe i HgS₂Se_{1-x} otrzymana z pomiarów magnetoabsorpcji międzypasmowej*,

dr Mariusz Przybylski (IFMol PAN, Poznań) za cykl prac dotyczących badań nad mechanizmem transportu ładunku elektrycznego w solach złożonych TCNQ z metylo-pochodnymi pirydyny,

doc. Kazimierz Rzążewski (Zakład Fizyki Teoretycznej PAN, Warszawa) za pracę *Confluence of bound-free coherences in laser induced autoionization*.

Małgorzata Glódz

Jubileusz prof. Adamczewskiego

Ignacy Adamczewski urodził się 25 stycznia 1907 r. Studia fizyczne ukończył na Uniwersytecie Warszawskim w 1932 r. Następnie w 1936 r. doktoryzował się u prof. Białobrzeskiego z tematyki dotyczącej ruchliwości i rekombinacji jonów dla grupy węglowodorów nasyconych. W latach 1932—1939 był pracownikiem naukowo-dydaktycznym Uniwersytetu Warszawskiego. Brał czynny udział w II wojnie światowej, był jeńcem wojennym oraz więźniem Oświęcimia. W latach wojennych wykładał na tajnych kompletach uniwersyteckich. U schyłku wojny zaczął organizować pracę na Uniwersytecie Łódzkim. Po zakończeniu wojny przenosi się do Gdańska, aby tutaj na dwóch gdańskich uczelniach — Politechnice Gdańskiej i Akademii Medycznej — organizować pracę dydaktyczną i naukową z fizyki, jak również w późniejszym okresie na WSP. 22 października 1945 r. wygłasza Adamczewski na PG pierwszy inauguracyjny wykład, na który przybywa grupa rządowa na czele z B. Bierutem i J. Osóbką-Morawskim. W 1946 r. zostaje mianowany prof. nadzwyczajnym, a w 1962 r. prof. zwyczajnym. Do końca lat czterdziestych wychodzi spod jego pióra kilka podręczników i skryptów z fizyki, z których przez następne lata uczyli się fizyki nieomal wszyscy studenci medycyny w Polsce.

Na początku lat pięćdziesiątych prof. Adamczewski wspólnie z niedużą grupą fizyków II Zakładu Fizyki PG rozpoczyna dalsze badania naukowe z dziedziny ciekłych dielektryków nad jonizacją i przewodnictwem węglowodorów. Pod jego kierunkiem prowadzone są następnie prace dotyczące przenoszenia energii w łańcuchach węglowodorów nasyconych, rozwiązywany jest problem istnienia

swobodnych elektronów w cieczach. Adamczewski pierwszy podał ideę zastosowania cieczowych komór jonizacyjnych do dozymetrii promieniowania.

Prof. Adamczewski pełnił szereg funkcji: był dziekanem Wydziału Chemii PG, dyrektorem Zakładów Fizyki (PG i AMG) oraz kilkakrotnie przewodniczącym i wiceprzewodniczącym Gdańskiego Oddziału PTF. Był również wielkim popularyzatorem fizyki wśród społeczności gdańskiej, organizował tzw. wykłady kwietniowe (popularnie zwane wielkopostnymi) oraz olimpiady fizyczne dla młodzieży szkolnej.

W latach 1971—81 pracuje na Uniwersytecie Salford w Anglii, prowadzi tu dalszy ciąg badań z dziedziny ciekłych dielektryków. Adamczewski opublikował swoje wyniki badawcze w ponad stu publikacjach, napisał wiele podręczników i skryptów. Jest autorem monografii *Jonizacja i przewodnictwo ciekłych dielektryków* oraz wspólnie z J. Terleckim i J. H. Calderwoodem *Swobodne i quasi-swobodne elektrony w niepolarnych cieczach dielektrycznych*, które zostały wydane w kilku językach.



Prof. Adamczewskiemu składa gratulacje prorektor UG prof. A. Kawski

Dla uczczenia 50-lecia pracy naukowej oraz 75-lecia urodzin prof. Adamczewskiego zorganizowano w Gdańsku dwie uroczystości. 17 grudnia 1982 r. odbyło się uroczyste posiedzenie Rady Naukowej Instytutu Fizyki PG. W uroczystości udział wzięli uczniowie Jubilatą oraz zaproszeni goście, wygłoszono okolicznościowe przemówienia (profesorowie Gzowski, Terlecki, Dera, Heldt, T. Sikorski, T. Sokołowska i doc. Januszajtis). Rektor PG prof. J. Doerfler wręczył prof. Adamczewskiemu Jubileuszowy Medal Politechniki Gdańskiej.

Gdański Oddział PTF zorganizował na UG 13 stycznia 1983 r. uroczystą sesję naukową z tej

samej okazji. Podczas sesji przemówienia okolicznościowe wygłosili: przewodniczący Gd. Oddz. PTF — prof. J. Heldt, prorektor PG — prof. O. Gzowski, prorektor UG — prof. A. Kawski, prorektor WSM — doc. A. Fiałkiewicz, dyrektor IF PG — doc. A. Januszajtis. Jubilatowi wręczono dwa medale: Medal 10-lecia Uniwersytetu Gdańskiego i Medal 60-lecia Wyższej Szkoły Morskiej. Uroczystość uświetnił swym występem chór UG dedykując Jubilatowi „Gaude Mater Polonia” i inne pieśni. Wygłoszono referaty: prof. J. Terlecki — *Wkład ważniejszych ośrodków naukowych do fizyki dielektryków*, dr J. Sulocki — *Osiągnięcia gdańskiego ośrodka w dziedzinie ciekłych dielektryków*.

Na zakończenie uroczystości prof. Adamczewski przedstawił w kilku słowach genezę niektórych prac własnych. Nadmienił również, że jego pasją była nie tylko fizyka ciekłych dielektryków, ale również fizyka jądrowa, promieniowanie kosmiczne, fizyka medyczna i fizyka morza. Powiedział też, że posiada jeszcze wiele interesujących wyników badawczych, które są godne opublikowania.

Chciałbym zakończyć tą notatkę kilkoma słowami wypowiedzianymi przez prof. O. Gzowskiego: „Chyląc dzisiaj czoło przed twórcą tych dokonań, przed naszym Profesorem, chciałbym życzyć Panu Profesorowi długich lat życia, zdrowia i prosić o dalsze działanie na polu szerzenia tej dobrej epidemii entuzjazmu do fizyki”.

Stanisław Zachara

Nagroda Hewletta-Packarda

Isaac F. Silvera otrzymał od Europejskiego Towarzystwa Fizycznego Nagrodę Hewletta-Packarda za 1983 r. w uznaniu za badania atomowego i stałego wodoru.

Silvera jest profesorem Uniwersytetu Amsterdamskiego, a jego artykuł referujący ówczesny stan badań nad stabilizacją atomowego wodoru zamieściliśmy w 1981 r. (*Postępy Fizyki* 32, 525 (1981)).

W 1982 r. prof. Silvera, jako „wędrujący wykładowca Europejskiego Towarzystwa Fizycznego” wygłaszał w wielu europejskich ośrodkach uniwersyteckich cykl wykładów o nowych fazach molekularnego i atomowego wodoru w warunkach ekstremalnych.

Europhys. News 14, No 2 (1983)

B. W.

8 — *Postępy Fizyki* 4/83

Medal dla Wonsowskiego

Prezydium Akademii Nauk ZSRR przyznało Medal S. I. Wawilowa za 1982 r. Sergiuszowi Wasiliewiczowi Wonsowskiemu za prace w dziedzinie fizyki ciała stałego, a w szczególności za wkład do fizyki ekscytonów i zastosowanie tych wyników do wyjaśnienia zjawisk zachodzących na granicy metal-izolator. S. W. Wonsowski jest członkiem zagranicznym Polskiej Akademii Nauk.

Vestn. AN SSSR No 9 (1982)

B. W.

Nagroda Heinemana

Nagrodę Heinemana w zakresie fizyki matematycznej otrzymał w 1983 r. od Amerykańskiego Towarzystwa Fizycznego Martin Kruskal za „ważny wkład do ogólnej teorii względności, fizyki plazmy, a w szczególności do teorii pewnych nieliniowych równań różniczkowych stosowanych w różnych dziedzinach fizyki”. Kruskal jest profesorem astrofizyki Uniwersytetu w Princeton. Zajmuje się ogólną teorią względności, kontrolowaną syntezą jądrową i zjawiskami w plazmie, magnetohydrodynamiką, zjawiskami asymptotycznymi.

Phys. Today 36, No 2 (1983)

B. W.

Nowi członkowie Académie des Sciences

Francuska Akademia Nauk wybrała nowych członków-korespondentów. Z fizyków są to: Émile Durand, Georges Slodzian, Albert Libchaber i René Pellat.

C. R. Vie Acad. 295, Suppl. No 11 (1982)

Stulecie urodzin Mieczysława Wolfkego

Mieczysław Władysław Wolfke urodził się w Łasku 29 maja 1883 r. (por. także wspomnienie o nim syna, Karola Wolfkego — *Postępy Fizyki* 31, 551 (1980)). Rodzina Wolfków pochodzi z Prus Książęcych z okolic Królewca. Na przełomie

XVIII i XIX wieku Bogumił Wolfke był architektem w Warszawie. Jego syn urodzony w 1812 r. w Warszawie, Henryk Karol Juliusz Wolfke, ożeniony w 1839 r. z Katarzyną de Tyniecką był urzędnikiem w Piotrkowie Trybunalskim. Miał córkę i trzech synów. Najmłodszy, Karol, urodzony w Warszawie, został inżynierem lądowym. W latach osiemdziesiątych XIX wieku mieszkał w Łasku, w latach dziewięćdziesiątych w Częstochowie, gdzie jako dyrektor gimnazjum uczył swego umiłowanego przedmiotu, chemii. Był też przez pewien czas przewodniczącym Rady Miejskiej. Ożeniony był z Lucyną z domu Kościńska, siostrą Gustawa Kościńskiego, fizyka, pracownika Wydziału Filozoficznego Uniwersytetu Jagiellońskiego. G. Kościński złożył swój podpis razem z podpisami Zygmunta Wróblewskiego i Karola Olszewskiego na protokole obserwacji skroplenia tleny z powietrza w 1883 r. Jedyny syn Karola i Lucyny, Mieczysław Władysław Wolfke uczęszczał do gimnazjum w Częstochowie i Sosnowcu. Jeszcze jako uczeń opatentował w Rosji i Niemczech „Teletroskop bez drutów. Aparat do przenoszenia obrazów za pomocą fal elektromagnetycznych”. Schemat tego prototypu telewizji był wystawiony na jubileuszowej wystawie Towarzystwa Politechnicznego we Lwowie.

M. W. Wolfke studiował fizykę i matematykę na Uniwersytecie w Liège (1902—4) i na Sorbonie (1904—7). Od 1907 r. pracował we Wrocławiu u wybitnego optyka Otto Lummera. Tam w 1910 r. na podstawie rozprawy *Über die Abbildung eines Gitters bei künstlicher Begrenzung* uzyskał doktorat filozofii z odznaczeniem. W tymże roku ożenił się z córką aptekarza Agnieszką z domu Ritzmann.

W latach 1911 i 1912 M. W. Wolfke pracował u C. Zeissa w Jenie, a potem jako asystent Lehmana na Politechnice w Karlsruhe, wreszcie od 1913 r. na Politechnice (ETH) w Zurychu. W maju 1913 r. habilitował się w dziedzinie optyki na podstawie rozprawy *Allgemeine Abbildungstheorie selbstleuchtender und nichtselbstleuchtender Objekte*. Prace na temat dwustopniowego odwzorowania optycznego publikował M. Wolfke wielokrotnie w najlepszych czasopismach: *Annalen der Physik* (Leipzig) (4), 34, 277 (1911); 37, 96, 727 (1912); 38, 385 (1912); 39, 569 (1912); 40, 194 (1913), *Archives Sciences naturelles* (5), 2, 254 (1920). W obszernej publikacji *Über die Möglichkeit der optischen Abbildung von Molekulargittern* w *Physikalische Zeitschrift* 21, 495 (1920) M. Wolfke podkreślił zdanie: „Bei monochromatischer, paralleler, sen-

krechter Beleuchtung ist das Beugungsbild eines Beugungsbildes eines symmetrischen Objektes ohne Phasenstruktur identisch mit dem Abbild dieses Objektes” (Przy oświetleniu prostopadłym monochromatyczną równoległą wiązką obraz ugięcia dyfrakcyjnego obrazu symetrycznego przedmiotu bez struktury fazowej jest tożsamy z obrazem tego przedmiotu) i w jawnej postaci wyprowadził podstawowe wzory holografii.



Mieczysław Wolfke

Profesor Imperial College w Londynie, Dennis Gabor, pisał 19 stycznia 1968 r. do prof. S. F. Szuszurina w Moskwie: „I have now read Wolfke's paper and see that priority for the „double Fourier transformation” must go to him, not to W. L. Bragg”. W 1971 r. w swoim wykładzie po otrzymaniu nagrody Nobla w Sztokholmie wymienił pionierskie prace Wolfkego i wspominał, iż ani on sam, ani Sir William Lawrence Bragg nic o publikacji Wolfkego nie wiedzieli w swoim czasie.

We wrześniu 1922 r. Wolfke przyjechał do Warszawy i objął kierownictwo I Zakładu Fizyki Politechniki Warszawskiej. Zajął się pomiarami stałej dielektrycznej, używając własnoręcznie zmontowanej aparatury. Wiosną 1924 r. wyjechał do laboratorium niskich temperatur założonego przez H. K. Kamerlingh Onnesa w Lejdzie. Wspominał: „Zaproponowałem H. Kamerlingh Onnesowi zestawienie helu pod ciśnieniem. 1926 — W. Keesom w Lejdzie zestawił hel proponowaną przeze mnie metodą pod ciśnieniem”.

Wykonując w czerwcu i lipcu 1927 r. pomiary stałej dielektrycznej ciekłego helu w najniższych temperaturach Wolfke zauważył nagły skok stałej dielektrycznej przy ok. 2,3 K. W publikacji W. H. Keesom and M. Wolfke „Two different liquid states of helium” *Leiden Commun.* 190 b (1927) stwierdzono: „If we call the liquid, stable at the higher temperatures „liquid helium I”, the liquid, stable at the lower temperatures „liquid helium II”, then the dielectric constant of liquid helium I should be greater than that of liquid helium II”.... „Of those two phases the liquid helium II (stable at the lower temperatures) compared with liquid helium I has: a smaller density, a greater heat of vapourisation, a smaller surface tension, while the transformation liquid helium II — liquid helium I takes place with an absorption of heat, of which the amount can be valued for the present at 0.13 cal/gram”. Dzięki staraniom Wolfkego wyjeżdżali do Uniwersytetu w Lejdzie i wykonywali pomiary w laboratorium niskich temperatur Waclaw Werner, Józef Mazur i Dobiesław Doborzyński.

W latach trzydziestych Wolfke zorganizował na Politechnice Warszawskiej Instytut Niskich Temperatur ze skraplarką helową. W czasie II wojny światowej Piotr L. Kapica opublikował swoje ważne pomiary: „The study of heat transfer in Helium II” *J. Phys. USSR* 4, 181 (1941). Wkrótce też Lew D. Landau sformułował teorię cieczy kwantowej „The theory of superfluidity of Helium II” *J. Phys. USSR* 5, 71 (1941).

Niemcy wywieźli z Politechniki Warszawskiej wyposażenie laboratorium Wolfkego. Po obronie Warszawy w 1939 r. żona Profesora opiekowała się rannymi żołnierzami polskimi leżącymi w szpitalu Ujazdowskim i dostarczała im żywność. Przed rocznicą 11 listopada 1940 r. Mieczysław Wolfke ze swoim synem Karolem został aresztowany i przebywał na Pawiaku. Po wypuszczeniu wykładał fizykę na kursach Jagodzińskiego na terenie Politechniki. W czasie Powstania War-

szawskiego prawie wszystkie papiery, notatki i odbitki Wolfkego w jego mieszkaniu przy ul. Koszykowej 75 uległy zniszczeniu. Żona odnalazła częściowy spis jego publikacji naukowych do 1928 r.

W pierwszych latach po II wojnie M. Wolfke zajmował się statystyką fotonów, w szczególności interesowała go możliwość obserwacji „wielokrotnych fotonów” („Mehrfachen Quanten”) i maszynopis zawierający swoje idee przesłał do Princeton Einsteinowi, który mu odpowiedział 17 lipca 1947 całostronicowym listem kończącym się słowami: „Dass es so etwas gibt ist zwar *a priori* nicht unmöglich, ist aber meines Erachtens doch sehr unwahrscheinlich. Wie denken Sie darüber?” („Że coś takiego istnieje nie jest wprawdzie *a priori* niemożliwe, ale jest według mnie bardzo mało prawdopodobne. Co Pan o tym myśli?”).

W 1947 r. M. Wolfke wyjechał na wykłady do Zurychu. Zmarł na atak serca w Zurychu 4 maja 1947 r.

Maciej Suffczyński

Fizyk ministrem nauki

Wybitny fizyk teoretyk, zajmujący się fizyką cząstek elementarnych, a także supergrawitacją i astrofizyką, Yuval Ne’eman został pierwszym ministrem nauki i rozwoju w Izraelu.

Ne’eman jest profesorem Uniwersytetu w Tel-Awiiwie, a także współdyrektorem Centrum Teorii Cząstek Uniwersytetu Stanu Teksas w Austin. Jest również posłem w Knesecie i pułkownikiem w stanie spoczynku. Niedawno Ne’eman otrzymał Medal Wignera za 1982 r. przyznawany co 2 lata przez Fundację Teorii Grup i Fizyki Fundamentalnej za wybitny wkład do zrozumienia fizyki poprzez teorię grup.

Ne’eman, który dopiero organizuje nowo powstałe ministerstwo, jest zdania, że zasadniczą funkcją ministra nauki jest ochrona interesów nauki, popieranie rozwoju nauki, a w szczególności tych działów, które najwięcej mogą się przyczynić do podnoszenia stanu ekonomii państwa. Minister ten powinien również służyć reszcie członków rządu jako doradca w sprawach związanych z nauką. Ne’emanowi, jako ministrowi nauki, będzie podlegać nowo utworzona Izraelska Agencja Badań Kosmicznych, Komisja Energii Atomowej i Narodowa Rada Badań i Rozwoju. W planach rozwoju przemysłu opartego na nauce Ne’eman umieszcza

przede wszystkim przemysł elektroniczny. Projektuje także zbadanie możliwości wykorzystania nauk biologicznych.

Phys. Today 36, No 2 (1983)

B. W.

Nauka we Francji demokratyzuje się

Od pewnego czasu rząd francuski usiłuje wprowadzać reformy w administrowaniu nauką, mające jako cel m. in. dopuszczenie większej liczby osób do kierowania polityką naukową. W październiku 1982 francuskie Zgromadzenie Narodowe uchwaliło ogromną większością głosów utworzenie niewielkiego biura naukowego. Jego pracownicy będą ułatwiać politykom zrozumienie zagadnień naukowych i technicznych, których coraz więcej jest w pracach legislacyjnych Zgromadzenia.

Rząd po długim namyśle wydał pozwolenie na otwieranie „boutiques des sciences” — sklepików naukowych. Będą to miejsca, gdzie szeroka publiczność będzie miała bezpośredni dostęp do ludzi nauki i będzie mogła zasięgać porad co do problemów zawierających elementy naukowe lub techniczne. Ta inicjatywa wykorzystuje wyniki podobnych eksperymentów przeprowadzonych przez uniwersytety holenderskie w połowie lat siedemdziesiątych.

Głównym jednak elementem demokratyzacji nauki jest reforma administracyjna Narodowego Centrum Badań Naukowych (CNRS), które zatrudnia 24 tysiące osób i ma roczny budżet ok. 6 miliardów franków. Chodzi tu przede wszystkim o wzrost udziału wszystkich pracowników (także asystentów i techników) w zarządzaniu instytucjami. Ma to przełamać sztywne hierarchiczne tradycje administrowania nauką francuską, które doprowadziły do tego, że większość naukowców nie ma żadnego wpływu na ważne decyzje w polityce naukowej. Rząd proponuje także, aby kadencja kierownika zespołu badawczego lub zakładu trwała 4 lata i aby można było pełnić tę funkcję najwyżej przez 3 kolejne kadencje.

W styczniu 1982 odbyło się w Paryżu kolokwium narodowe, w którym wzięło udział 3000 przedstawicieli środowisk naukowych, związków zawodowych, przemysłu oraz delegacji rządu. Jednym z wyników tego kolokwium była uchwała rządu o podwyższeniu corocznego budżetu nauki o 17,8% tak aby w 1985 r. osiągnął on 2,5% dochodu narodowego brutto.

Science 218, No 4571 (1982)

B. W.

Rabi o zaniku indywidualności w fizyce

Amerykańskie Towarzystwo Fizyczne i Amerykańskie Stowarzyszenie Nauczycieli Fizyki przyznają wspólnie Medal Ørsteda za wybitne osiągnięcia dydaktyczne. W 1982 r. Medal ten otrzymał I. I. Rabi w uznaniu za „jego głęboko sięgający wpływ na fizykę amerykańską poprzez jego własne prace i przez wkład jego licznych sławnych uczniów”.

Dziękując za to wyróżnienie Rabi powiedział m. in. „... Gdy byłem młodym człowiekiem, były w fizyce wielkie nazwiska takie jak Compton, Millikan, Rutherford, Otto Stern, Enrico Fermi, James Frank. Teraz te nazwiska minionych lat zostały zastąpione przez nazwy jak Brookhaven, Fermilab, CERN czy SLAC. Tym wielkim centrom nadano osobowość: CERN zrobił to, SLAC zrobił tamto. Centra te są nawet autorami prac! Niepokoi mnie to, ponieważ ludzie, których znałem, mieli nazwiska, nazwiska i imiona. Obawiam się, że może zagubić się indywidualność i osobiste odczucie osiągnięć. ... Po 1950 r. nauka została zdominowana przez wielkie zintegrowane grupy pod kierownictwem utalentowanych „przedsiębiorców”. Nie ma wątpliwości, że nauka zrobiła ogromny postęp w ostatnich trzydziestu latach, ale co dzieje się z naukowcami i ze studentami? Czy tu też jest postęp? W czasach Newtona fizykę nazywano filozofią przyrody. Czy wchodząc do naszych wielkich laboratoriów znajdziemy tam filozofów czy tylko doświadczalników lub tylko teoretyków? Uważałem zawsze, że sama nazwa „doświadczalnik” jest pewną degradacją, kojarzy się bowiem bardziej z technikiem niż z marzycielem szukającym rozwiązania zagadnienia systemu świata. A nazwa „teoretyk”? Jeszcze nie tak dawno nazwany byłby matematykiem.

Jakoś trudno mi uwierzyć, że „doświadczalnik” czy „teoretyk” może doznać takiego samego uniesienia jak Ørsted, gdy dostrzegł, że igła magnetyczna porusza się, lub jakiego my doznawaliśmy w naszych laboratoriach w latach trzydziestych. ...”

Isaak Isidor Rabi urodził się w 1898 r. w Rymanowie. Kształcił się w USA i w Niemczech. W 1937 r. został profesorem Uniwersytetu Columbia, od 1940 r. jest profesorem MIT. W 1944 r. przyznano mu Nagrodę Nobla z fizyki za zastosowanie metody rezonansu do pomiarów momentów magnetycznych jąder.

Am. J. Phys. 50, No 11 (1982)

B. W.

Odkrycie bozonu W

Z początkiem roku 1983 fizyków zajmujących się oddziaływaniami cząstek elementarnych ogarnęło wielkie podniecenie. Oto dwa zespoły badające oddziaływania $\bar{p}p$ za pomocą Supersynchrotronu Protonowego (SPS) w CERN-ie zaobserwowały zdarzenia konsyistentne z założeniem powstania i rozpadu hipotetycznych nośników słabych oddziaływań — naładowanych bozonów W . Wiadomość została podana na Konferencji Fizyki Zderzeń $\bar{p}p$ odbywającej się w Rzymie w dniach 12—14 stycznia i na seminariach w CERN-ie 20 i 21 stycznia. Czemu entuzjazm? Cząstek tzw. „elementarnych” znamy wszak bardzo wiele. To odkrycie ma jednak charakter fundamentalny. Otóż niedawno podjęto próbę wspólnego teoretycznego opisu oddziaływań elektromagnetycznych i słabych (patrz np. *Postępy Fizyki* 27, 117 (1976); 30, 117 (1979); 31, 33 (1980); 32, 49 (1981); 32, 135 (1981)). Tym ostatnim przypisuje się bardzo krótki (lecz niezerowy) zasięg i postuluje się istnienie trzech bozonów, W^\pm i Z^0 , które przenoszą te oddziaływania — w pełnej analogii do kwantu γ . Przewidywane masy bozonów: $m_W \approx 84 \text{ GeV}/c^2$ i $m_Z \approx 94 \text{ GeV}/c^2$.

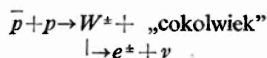
Przykładem reakcji z wymianą W może być rozpad β : $q \rightarrow q + e^\pm + \nu$ (q oznacza kwark). Jeśli bozon pośredniczący istnieje, to w przekroju czynnym na anihilację $q + \bar{q} \rightarrow e^\pm + \nu$ powinno być widoczne maksimum przy energii w środku masy odpowiadającej masie cząstki W .

Najobfitszym źródłem oddziaływań $\bar{q}q$ są zderzenia $\bar{p}p$. Duża masa W wymagałaby jednak przyspieszenia wiązki antyprotonów do ogromnych energii (pęd kwarka to zaledwie 1/6 pędu protonu; energia w środku masy $\bar{p}p$ powinna więc być równa ok. $6 m_W$). Rozwiązaniem jest zastosowanie zderzających się wiązek przeciwbieżnych protonów i antyprotonów. Energia w środku masy jest wtedy sumą laboratoryjnych energii obu wiązek i może osiągnąć znaczną wartość.

Trudnym problemem jest uzyskanie dużej świetlności wiązek (liczba zderzeń na jednostkę czasu i jednostkę przekroju wiązki). Trudność tę udało się pokonać dzięki wynalezionej w 1968 r. w CERN-ie metodzie stochastycznego „chłodzenia” wiązki, tzn. redukowaniu przypadkowego ruchu cząstek w wiązce tak, że koncentrują się one w wymaganym miejscu w przestrzeni i wokół wymaganej wartości pędu.

Program badań nad oddziaływaniami $\bar{p}p$ wielkiej

energii zatwierdzono w CERN-ie w 1978 roku. W ramach tego programu opracowano następującą metodę otrzymywania wiązek przeciwbieżnych $\bar{p}p$. Protony o energii 28 GeV z Synchrotronu Protonowego (PS) w zderzeniach ze spoczywającą tarczą produkują antyprotony, które następnie przesyłane są do specjalnie w tym celu zbudowanego Akumulatora Antyprotonów (AA). Podlegają tam chłodzeniu i kumulowaniu tak długo, aż wiązka \bar{p} nie osiągnie żądanej gęstości. Wtedy przechodzą one powtórnie do PS i po przyspieszeniu do energii 26 GeV przesyłane są do SPS, w którym krążą w kierunku przeciwnym do protonów i są, podobnie jak protony, przyspieszane do energii 270 GeV. Wiązki \bar{p} i p prz przecinają się następnie w dwóch miejscach pozwalając badać zderzenia $\bar{p}p$ przy całkowitej energii w środku masy równej $2 \times 270 \text{ GeV}$ (odpowiada to 155 000 GeV w układzie stałej tarczy). Przy tej energii przewidywany przekrój czynny na reakcję



wynosi ok. $6 \cdot 10^{-33} \text{ cm}^2$.

Eksperymenty usytuowane wokół punktów przecięcia wiązek (i oznaczane kodem UAn od angielskiego *underground area*; n — numer miejsca eksperymentu) są niezwykle skomplikowane. Przykładowo detektor w doświadczeniu UA1 waży ponad 2000 ton i składa się m. in. z magnezu o wadze ponad 800 ton, wytwarzającego pole magnetyczne o indukcji 7 KGs w obszarze ok. 85 m^3 otaczającym miejsce przecięcia wiązek w rurze próżniowej SPS. Obszar ten wypełniony jest aparaturą (m. in. komorami dryfowymi, kalorymetrami elektromagnetycznymi i hadronowymi) służącą do identyfikacji i pomiaru kierunków i energii cząstek powstających w zderzeniach. Detektor dostarcza też pośrednio informacji o emisji neutrin, bowiem cząstki naładowane i pozostałe cząstki neutralne są rejestrowane w całym niemal kącie brylowym.

Współpracę UA1 tworzy 135 fizyków z 12 laboratoriów. Koordynatorami są Carlo Rubbia i Alan Astbury. Z ośrodka warszawskiego we wstępnym etapie eksperymentu uczestniczyli dr Jacek Ciborowski i dr inż. Zbigniew Kulka. Pierwsze zderzenia $\bar{p}p$ zaobserwowano w SPS w lipcu 1981 r. Omawiane rezultaty fizyczne uzyskano podczas 30-dniowego okresu zbierania danych w listopadzie i grudniu 1982 r. Zebrano prawie milion zdarzeń przy maksymalnej świetlności $5 \cdot 10^{33}$

$\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$. Próbkę tę zredukowano do 2125 przypadków zawierających naładowaną cząstkę o dużym pędzie poprzecznym ($>7 \text{ GeV}/c$). Dalszą analizę prowadzono na dwa sposoby: poszukiwano zdarzeń z pojedynczym elektronem o dużej energii poprzecznej i niezależnie zdarzeń z neutrinem unoszącym dużą energię poprzeczną. Odrzucono przypadki, w których występował dżet cząstek. Jako rezultat obu sposobów analizy wybrano te same 6 przypadków. Ich geometria oraz liczba są dobrze zgodne z hipotezą produkcji i rozpadu pośredniczącego bozonu wektorowego W , postulowanego przez zunifikowaną teorię oddziaływań słabych i elektromagnetycznych. Zmierzona masa $m_W(\text{UA1})=81 \pm 5 \text{ GeV}/c^2$ zgadza się doskonale z przewidywaną. Podobne wyniki osiągnęła współpraca UA2 (51 fizyków z 6 laboratoriów, koordynator: P. Darriulat): 4 zdarzenia o konfiguracji identycznej z obserwowanymi przez UA1. Wyznaczona masa cząstki W : $m_W(\text{UA2})=80_{-6}^{+10} \text{ GeV}/c^2$.

Niecierpliwie czekamy na dalsze rezultaty — przede wszystkim na znalezienie cięższego, neutralnego bozonu pośredniczącego Z^0 .

Barbara Badelek

Nowy test eksperymentalny nierówności Bella

Realistyczne teorie lokalne (w tym teorie z ukrytymi parametrami) i mechanika kwantowa dają różne przewidywania dla pewnych eksperymentów, w których bada się korelacje między odległymi zdarzeniami. W szczególności realistyczne teorie lokalne przewidują, że powinna być spełniona nierówność Bella, zaś mechanika kwantowa przewiduje naruszenie tej nierówności. Wyniki uzyskane w eksperymentach z lat siedemdziesiątych wskazują, że nierówność Bella jest naruszana w sposób przewidywany przez mechanikę kwantową. Szerokie omówienie tych problemów zawierał artykuł B. d'Espagnata (*Postępy Fizyki* 33, 319 (1982)).

W dotychczasowych eksperymentach lokalność nie odpowiadała jednak lokalności Einsteina, gdyż ustawienia detektorów i przyrządów były statyczne, czyli zawczasu określone. Lokalność Einsteina wymaga, aby decyzja o ustawieniu detektorów nie była podejmowana dopóty, dopóki nie jest za późno, aby jakkolwiek wpływ tej decyzji mógł dotrzeć na czas do drugiego przyrządu lub

źródła, nawet z prędkością światła. Pierwszy eksperyment tego rodzaju został wykonany przez Alaina Aspecta i współpracowników w Instytucie Optyki Teoretycznej i Stosowanej w Orsay we Francji i wyniki zostały opublikowane w *Phys. Rev. Lett.* 49, 1804 (1982). Nie jest to jednak jeszcze eksperyment doskonały, gdyż zmiana ustawienia nie była przypadkowa, lecz raczej quasiperiodyczna.

Pomiar parametru korelacyjnego S , dla którego uogólniona nierówność Bella ma postać $S \leq 0$, dał wynik $S_{\text{exp}} = 0,101 \pm 0,020$, co odpowiada naruszeniu tej nierówności o pięć odchyłeń standardowych. Z drugiej strony mechanika kwantowa daje dla tego eksperymentu przewidywanie $S_{\text{kw}} = 0,112$. Nowe wyniki spowodują prawdopodobnie ponowne ożywienie w trwającej od lat dyskusji na temat nierówności Bella i jej znaczenia (kilka takich artykułów jest także w cytowanym tomie *Phys. Rev. Lett.*).

Zygmunt Ajduk

W 1932 nie tylko pozyton i neutron

Znany hinduski fizyk teoretyk, prof. Y. P. Varshni, który od wielu lat pracuje w Uniwersytecie Ottawskim, pisze w liście do redakcji *American Journal of Physics*, że w 1932 r. dokonano nie tylko tak przełomowych odkryć jak pozytonu, neutronu, sztucznej promieniotwórczości. Rok ten był w ogóle niezmiernie płodny w fizyce: Karl Jansky otworzył erę radioastronomii przez odkrycie fal radiowych przychodzących z kosmosu, E. V. Appleton ogłosił bardzo ważną pracę o badaniach jonosfery, P. M. S. Blackett i G. Occhialini odkryli w komorze Wilsona wielkie pęki promieniowania kosmicznego, ukazały się klasyczne monografie J. H. Van Vlecka *The theory of electric and magnetic susceptibilities* oraz R. F. Bacher'a i S. Goudsmita *Atomic energy states*. W tymże 1932 r. Einstein napisał: „Zrobiło mi wielką przyjemność opowiedzieć Wam o tajemnicach, wobec których stawia nas fizyka. Istota ludzka ma dość inteligencji, aby jasno zdać sobie sprawę jak całkowicie niedostateczna jest ta inteligencja, gdy następuje konfrontacja z tym co istnieje. Gdyby móc taką skromność przekazać każdemu, świat działalności ludzkiej byłby bardziej zachęcający”.

CERN Courier

Maurice Jacob, ustępujący przewodniczący Rady Redakcyjnej *CERN Courier* przedstawia w numerze styczeń/luty 1983 charakterystykę tego czasopisma. Rada Redakcyjna została powołana przed dwoma laty. Obecnie jej przewodniczącym jest Jacek Prentki.

Z biuletynu przeznaczanego początkowo raczej na użytek pracowników CERN-u, *CERN Courier* stał się międzynarodowym czasopismem skierowanym do wszystkich zajmujących się fizyką wysokich energii. Ocenia się, że obecnie ok. 60 000 ludzi regularnie go czytuje. Przedstawiany tam jest przegląd ogólnowiatowej działalności i osiągnięć fizyki wysokich energii włącznie z osiągnięciami technicznymi związanymi z tą dziedziną. Zamieszczane są także sprawozdania z konferencji i kronika wydarzeń. Pismo ma korespondentów we wszystkich wielkich ośrodkach zajmujących się tą specjalnością, m. in. w Dubnej i w Nowosybirsku. Redakcja ma swobodę układania materiału i ukazanie się jakiegось artykułu nie wymaga zgody Dyrekcji CERN-u.

CERN Courier ukazuje się 10 razy w roku i ma 2 wydania: angielskie (12 000 egzemplarzy) i francuskie (6000). Około połowę objętości każdego zeszytu zajmują ogłoszenia. Dochód z nich pokrywa w całości koszty wydawania czasopisma i dzięki temu CERN nie pobiera opłaty od prenumeratorów.

CERN Courier 23, No 1 (1983)

B. W.

Une femme honorable

Ukazała się biografia Marii Skłodowskiej-Curie, niepodobna do innych, *Une femme honorable* (ed. Fayard, 1981, stron 379, „Livre de poche”). Napisała ją Francoise Giroud, dziennikarka (m. in. była przez siedem lat redaktorką *Elle*, założyła z Servan-Schreiberem *L'Express*). W dotychczasowych biografiach życie prywatne Marii Skłodowskiej-Curie traktowane było często marginesowo, sztucznie, jako tło do opisu jej pracy naukowej. Po raz pierwszy pani Francoise Giroud pisze w sposób żywy, choć kontrowersyjny, nie tylko o zawodowych, lecz również o prywatnych wzniołach i zaciętych perypetiach Marii Skłodowskiej-Curie oraz osób z jej otoczenia, zachowując równocześnie

umiar i szacunek, a nawet uwielbienie dla sportretowanej postaci. Książka, która ukazuje Marię Skłodowską-Curie w innym, nowym świetle, powinna ukazać się w tłumaczeniu na język polski.

Przemysław Zieliński

Od gastronomii do fizyki

Kierownictwo techniczne wydawnictw Amerykańskiego Towarzystwa Fizycznego: *Physical Review*, *Reviews of Modern Physics* i *Bulletin of the American Physical Society* objął Robert P. Andersen, który poprzednio zajmował podobne stanowisko w czasopiśmie *Cuisine*. Nie wiemy czym zajmuje się to czasopismo, ale domyślamy się z tytułu, że poświęcone jest sztuce kulinarnej.

Phys. Today 35, No 12 (1982)

B. W.

Charles Guillaud (1900—1981)

Dnia 31 grudnia 1981 zmarł Charles Guillaud, znany francuski specjalista w dziedzinie magnetyków.

Guillaud urodził się 8 maja 1900. Studiował na politechnice w Grenoble. W 1932 r. rozpoczął badania magnetyków w uniwersytecie w Strassburgu u P. Weissa. W 1945 r. Guillaud założył Laboratorium Magnetyzmu i Fizyki Ciała Stałego CNRS w Bellevue, którym kierował do 1970 r., tj. do przejścia na emeryturę. Działalność swą Guillaud rozwijał w trzech kierunkach: oryginalne badania naukowe nowych związków ferromagnetycznych i ferrytów, kierowanie jednym z najważniejszych laboratoriów CNRS oraz owocna współpraca z przemysłem w wytwarzaniu i udoskonalaniu nowych materiałów stosowanych w technice wysokich i ultrawysokich częstotliwości.

W drugiej połowie lat trzydziestych, pracując jeszcze w laboratorium Weissa, Guillaud wykazał, że większość związków binarnych manganu z As, Sb, Bi, N, Sn jest ferromagnetykami, podczas gdy czysty mangan jest paramagnetykiem. To odkrycie potwierdziło hipotezę, że oddziaływanie dwóch atomów obdarzonych momentami magnetycznym ustawia ich spiny antyrównolegle (antyferromagnetyzm).

tyzm), gdy atomy są blisko siebie. W związkach atomy Mn znajdują się dalej od siebie niż w metalu, oddziaływanie ustawia ich spiny równoległe i stąd pochodzi ich ferromagnetyzm.

Guillaud zajmował się także materiałami o właściwościach ferrimagnetycznych. Jego badania ferrytów -niklowocynkowych dały zdecydowane potwierdzenie świeżo wówczas sformułowanej przez L. Néela teorii ferrimagnetyzmu.

W Laboratorium Magnetyzmu i Fizyki Ciała Stałego zajmowano się pod kierunkiem Guillauda magnetostrycją ferrytów, rezonansem i stosunkiem giromagnetycznym, relaksacją i dezakomodacją ferrytów. W 1954 r. stworzył on w tym Laboratorium grupę do badań półprzewodników, w szcze-

gólności wykorzystania półprzewodników do konwersji energii słonecznej. Guillaud nawiązał ścisłą współpracę swego Laboratorium z przemysłem. Rolą Laboratorium było ustalanie, w jaki sposób można uzyskiwać ściśle określone i dobrze powtarzalne parametry materiałów ferrytowych (wielkość mikrokrystalitów, porowatość, stopień utlenienia itp.). Wyniki tych prac były przedmiotem ponad 30 patentów. Wdrażanie w konkretne technologie pozostawiano przemysłowi.

Charles Guillaud był członkiem francuskiej Akademii Nauk.

C. R. Vie Acad. 295, Suppl. No 11 (1982)

B. W.

KALENDARZ IMPREZ

Informacje podajemy w następującej kolejności: data i miejsce imprezy, organizator, adres, pod który należy nadsyłać zgłoszenia i ewentualne streszczenia prac. Z — termin nadsyłania zgłoszeń, A — termin nadsyłania streszczeń, P — przewidziane wydanie materiałów, NP — nieprzewidziane wydanie materiałów, U — przewidziana liczba uczestników. Język (jeżeli inny niż polski), O — wysokość opłaty konferencyjnej.

KONFERENCJE 1984

20 lutego — 3 marca 1984, Karpacz

XX Zimowa Szkoła Fizyki Teoretycznej: Przejścia fazowe i układy nieuporządkowane. Doc. dr hab. Andrzej Pękalski, IFT, UWr. ul. Cybulskiego 36, 50-205 Wrocław. Z: 15. 11. 83, P, U: 80, angielski.

POSTĘPY FIZYKI

(dwumiesięcznik)

Warunki prenumeraty czasopisma:

Cena prenumeraty: półrocznie zł 180.—
rocznie zł 360.—

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

do dnia 25 listopada na I półroczcie roku następnego i cały rok następny,

do dnia 10 czerwca na II półroczcie roku bieżącego.

Jednostki gospodarki społecznej, instytucje i organizacje społeczno-polityczne składają zamówienia w miejscowych Oddziałach RSW „Prasa—Książka—Ruch”, w miejscowościach zaś, w których nie ma Oddziałów RSW — w urzędach pocztowych. Prenumeratory indywidualni opłacają prenumeratę wyłącznie w urzędach pocztowych lub u doręczycieli.

Prenumeratę ze zleceniem wysyłki za granicę (która jest o 50% droższa od prenumeraty krajowej dla zleceniodawców indywidualnych i o 100% dla instytucji i zakładów pracy) przyjmuje RSW „Prasa—Książka—Ruch”, Centrala Kolportażu Prasy i Wydawnictw, ul. Towarowa 28, 00-958 Warszawa, konto NBP XV MO Warszawa, nr 1153-201045-139-11, w terminach podanych dla prenumeraty krajowej.

Bieżące i archiwalne numery można nabywać 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 can be sent through the local press distributors or directly to the Foreign Trade Enterprise ARS POLONA—RUCH, 00-068 Warszawa, Krakowskie Przedmieście 7, Poland. Our banker: Bank Handlowy S. A., Warszawa, Poland.

Tylko prenumerata zapewnia regularne otrzymywanie czasopisma

SPIS TREŚCI

S. Weinberg — Rozpad protona (tłum. M. Szwed)	223
A. L. Schawlow — Spektroskopia w nowym świetle (tłum. K. Barański)	245
ROZNE	
Z. Wilhelmi — Synteza fizyki jądrowej w Polsce i perspektywy jej rozwoju	267
WSPOMNIENIA-ROZCZNIKI	
Z. Zawisławski — Czesław Wichtl (1913—1982)	287
ZAGADNIENIA DYDAKTYKI FIZYKI W SZKOŁACH WYŻSZYCH	
H. Szydłowski — Kształcenie nauczycieli fizyki w świetle konferencji międzynarodowej w Triście	291
NOWE URZĄDZENIA I TECHNIKI EKSPERYMENTALNE	
W. Duliński, Jerzy Turnau — LEP: kolejny krok w kierunku poznania głębszych struktur materii	297
ZE ZJAZDÓW I KONFERENCJI	321
RECENZJE	327
KRONIKA	331

CONTENTS

S. Weinberg — The Decay of the Proton	223
A. L. Schawlow — Spectroscopy in a New Light	245
MISCELLANEA	
Z. Wilhelmi — The Present State and Future Prospects of Nuclear Physics in Poland	267
RECOLLECTIONS-ANNIVERSARIES	
Z. Zawisławski — Czesław Wichtl (1913—1982)	287
PROBLEMS OF TEACHING PHYSICS IN ACADEMIC SCHOOLS	
H. Szydłowski — Education for Teaching as a Subject of the International Conference in Trieste	291
NEW DEVICES AND EXPERIMENTAL TECHNIQUES	
W. Duliński, Jerzy Turnau — LEP: the Next Step in our Knowledge of Deepest Structure of Matter	297
MEETINGS AND CONFERENCES	321
REVIEWS	327
CHRONICLE	331