

PTF

**DWUMIESIĘCZNIK
POŚWIĘCONY
UPOWSZECHNIANIU
WIEDZY
FIZYCZNEJ**

POSTĘPY FIZYKI

**TOM 45
ZESZYT 1
1994**

POLSKIE TOWARZYSTWO FIZYCZNE

ZARZĄD GŁÓWNY

Prezes:	Prof. dr HENRYK SZYMCZAK
Wiceprezisi:	Prof. dr STANISŁAW K. HOFFMANN Prof. dr JERZY NIEWODNICZAŃSKI
Sekretarz Generalny:	Prof. dr IRENEUSZ STRZAŁKOWSKI
Skarbnik:	Dr LUCJAN ZEMŁO
Członkowie Zarządu:	Prof. dr EWA DOBIERZEWSKA-MOZRZYMAS Dr ZOFIA GOŁĄB-MEYER Prof. dr STEFAN POKORSKI Dr EDMUND ŚNIADEK Doc. dr ANDRZEJ WIĘCKOWSKI Mgr MARIA ZABOROWSKA-KUŚMIEREK

Redaktorzy naczelni czasopism PTF

Prof. dr ADAM SOBICZEWSKI – <i>Postępy Fizyki</i>
Prof. dr JERZY PROCHOROW – <i>Acta Physica Polonica A</i>
Prof. dr WIESŁAW CZYŻ – <i>Acta Physica Polonica B</i>
Prof. dr JAN KALINOWSKI – <i>Delta</i>
Prof. dr ANDRZEJ JAMIOŁKOWSKI – <i>Reports on Mathematical Physics</i>

Przewodniczący Oddziałów Towarzystwa

Prof. dr MICHAŁ ŚWIĘCKI (Białystok)	Doc. dr BAZYLI BOŃCZAK (Łódź)
Dr ALEKSANDRA WRONKOWSKA (Bydgoszcz)	Prof. dr TADEUSZ GÓRECKI (Opole)
Dr hab. ZYGMUNT BĄK (Częstochowa)	Prof. dr STANISŁAW K. HOFFMANN (Poznań)
Prof. dr CZESŁAW SZMYTKOWSKI (Gdańsk)	Prof. dr RYSZARD KĘPA (Rzeszów)
Dr TOMASZ GOSLAR (Gliwice)	Dr HENRYK WREMBEL (Słupsk)
Prof. dr WIESŁAWA ZAREK (Katowice)	Prof. dr TADEUSZ REWAJ (Szczecin)
Dr MAREK PAJEK (Kielce)	Prof. dr ANDRZEJ BIELSKI (Toruń)
Prof. dr ANDRZEJ SZYTUŁA (Kraków)	Prof. dr IRENEUSZ STRZAŁKOWSKI (Warszawa)
Prof. dr STANISŁAW HAŁAS (Lublin)	Prof. dr ZYGMUNT GALASIEWICZ (Wrocław)

ADRES ZARZĄDU

00-681 Warszawa, ul. Hoża 69
tel./fax 621 26 68
adres elektroniczny: ptf@fuw.edu.pl

POLSKIE TOWARZYSTWO FIZYCZNE

POSTĘPY FIZYKI

DWUMIESIĘCZNIK POŚWIĘCONY UPOWSZECHNIANIU
WIEDZY FIZYCZNEJ

TOM 45, ZESZYT 1
1994

Zeszyt dofinansowany
przez Komitet Badań Naukowych

Wydano pod patronatem
Wydziału Fizyki Uniwersytetu Warszawskiego

Warszawa 1994

RADA REDAKCYJNA

Iwo Białynicki-Birula, Jerzy Czerwonko, Marek Demiański,
Adam Kujawski, Tadeusz Skaliński, Maciej Suffczyński, Józef Szudy

KOMITET REDAKCYJNY

Redaktor Naczelny: Adam Sobiczewski
Członkowie Redakcji: Krzysztof Burzyński, Tomasz Dietl, Mirosław Łukaszewski,
Magdalena Staszal, Barbara Wojtowicz

Adres Redakcji: ul. Hoża 69, 00-681 Warszawa
adres elektroniczny: postepy@fuw.edu.pl

Korespondenci Oddziałów PTF:

Mgr Piotr Malinowski (Białystok)
Dr Jerzy J. Wysocki (Częstochowa)
Dr Stanisław Zachara (Gdańsk)
Doc. dr Eugeniusz Soczkiewicz (Gliwice)
Dr Janusz Frąckowiak (Katowice)
Dr Małgorzata Suchańska (Kielce)
Dr Anna Kapuścik (Kraków)
Mgr Tomasz Durakiewicz (Lublin)
Prof. dr Leszek Wojtczak (Łódź)
Dr Bożena Pędzisz (Opole)
Prof. dr Andrzej Graja (Poznań)
Mgr Danuta Ficek (Słupsk)
Dr Ewa Weinert-Rączka (Szczecin)
Dr Józefina Turło (Toruń)
Doc. dr Teresa Grycuk (Warszawa)
Dr hab. Bernard Jancewicz (Wrocław)

Współpraca DELPHI–Polska*Kraków, Warszawa***LEP i wyniki uzyskane przez DELPHI
po czterech latach działania****LEP and results obtained by DELPHI
after four years of operation**

Abstract: We characterize the most important problems of the modern elementary particles physics, for the solution of which the LEP accelerator has been built. We present the characteristics of this accelerator. The structure and properties of DELPHI detector are described with special emphasis on the contribution of Polish groups. The most important results obtained so far with the LEP accelerator are discussed.

1. Akcelerator LEP

Skrót LEP pochodzi od pierwszych liter angielskiej nazwy akceleratora – Large Electron Positron collider. Ten wielki akcelerator wiązek przeciwbieżnych e^+e^- zbudowany został w Europejskim Centrum Badań Jądrowych (CERN) pod Genewą.

1.1. Geneza i program fizyczny

Program fizyczny LEP-u obejmuje sprawdzenie przewidywań modelu standardowego. Nazwą modelu standardowego obejmuje się na ogół dwie teorie: teorię Glashowa, Salama i Weinberga (GSW) dla oddziaływań elektroślabych oraz chromodynamikę kwantową (QCD) dla oddziaływań silnych [1]. LEP jest jedynym akceleratorem odpowiednim do sprawdzenia modelu GSW oraz dobrze nadaje się do badania przewidywań chromodynamiki kwantowej. Nadaje się również do poszukiwania nowych cząstek, których istnienie jest przewidywane przez modele będące rozszerzeniami modelu standardowego.

Model GSW jest pierwszym krokiem na drodze do ujednoczenia opisu oddziaływań elektromagnetycznych i słabych. Został sformułowany w latach sześćdziesiątych, a w roku 1971 t'Hooft udowodnił jego renormalizowalność. Model przewidywał m.in. istnienie trzech ciężkich bozonów pośredniczących dla oddziaływań słabych oraz istnienie czwartego kwarku, znacznie cięższego od trzech wówczas znanych kwarków u , d i s . W tym czasie były to przewidywania rewolucyjne. Istnienie prądów neutralnych, wymagających obecności neutralnego bozonu pośredniczącego Z^0 , wydawało się sprzeczne z doświadczeniem, a przy pomocy trzech lekkich kwarków zupełnie dobrze opisywano budowę obserwowanych hadronów.

Przełom w fizyce wysokich energii nastąpił w latach siedemdziesiątych. W 1973 r. odkryte zostały prądy neutralne przez zaobserwowanie reakcji $\nu p \rightarrow \nu p$ w komorze pęcherzykowej Gargamelle w CERN-ie, a w 1974 r. w dwu eksperymentach prowadzonych niezależnie w Brookhaven i w SLAC-u odkryto cząstkę J/ψ o masie ok. 3 GeV, będącą stanem związanym kwarku c i antykwarku \bar{c} . Ten nowo odkryty kwark c był ciężki. W 1977 r. Lederman odkrył kolejny ciężki kwark b przez zaobserwowanie nowej cząstki Υ o masie ok. 10 GeV, będącej stanem związanym kwarku b i antykwarku \bar{b} . Przewidziano istnienie szóstego kwarku, nazywając go kwarkiem t . Ten kwark jest wciąż nie odkryty. Obecne dane doświadczalne sugerują, że jest zbyt ciężki, aby mógł być wyprodukowany w LEP-ie. Sądzi się, że kwark t zostanie odkryty w eksperymentach przy akceleratorze Tevatron w Laboratorium Fermiego w Stanach Zjednoczonych.

Po odkryciu ciężkich kwarków c i b kolej była na bezpośrednią obserwację bozonów pośredniczących Z^0 i W^\pm . Masy bozonów pośredniczących były przewidziane przez model GSW: ok. 94 GeV dla Z^0 i 82 GeV dla W^\pm . Żaden z działających akceleratorów nie produkował wiązek o energii wystarczającej na wytworzenie cząstek o tak dużej masie. Przebudowa działającego w CERN-ie akceleratora protonów SPS na akcelerator wiązek przeciwbieżnych proton-antyproton pozwoliła na osiągnięcie energii wystarczającej na wytworzenie bozonów pośredniczących. Rzecznikiem tej przebudowy był Carlo Rubbia. Aby taki akcelerator mógł działać, trzeba było dysponować wiązką antyprotonów o dużej intensywności. Wymaga to „chłodzenia” wiązki antyprotonów, tzn. takiej kontroli wiązki, by korygować zmiany trajektorii cząstek i minimalizować straty natężenia wiązki. Simon van der Meer rozwiązał ten problem.

Akcelerator wiązek przeciwbieżnych proton-antyproton był wielkim krokiem naprzód w dziedzinie techniki przyspieszania cząstek. Rozpoczął pracę w lipcu 1981 r. Odkrycie naładowanych bozonów W nastąpiło w styczniu 1983 r., a odkrycie bozonu Z^0 w maju tego samego roku. Model GSW święcił triumfy, a Carlo Rubbia i Simon van der Meer otrzymali w 1984 r. nagrodę Nobla za projekt akceleratora i odkrycie bozonów pośredniczących [2].

Odkrycie kwarków c i b oraz bozonów pośredniczących uwiarygodniło przewidywania modelu standardowego. Najważniejsze z nich można podsumować w trzech punktach:

- obecnie znamy trzy rodziny cząstek; każda z rodzin składa się z kwarku o ładunku $2/3$, kwarku o ładunku $-1/3$ oraz naładowanego i neutralnego leptonu:

$$\begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix} \quad \begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix} \quad \begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix} \\ \begin{pmatrix} e \\ \nu_e \end{pmatrix} \quad \begin{pmatrix} \mu \\ \nu_\mu \end{pmatrix} \quad \begin{pmatrix} \tau \\ \nu_\tau \end{pmatrix},$$

- istnieją bozony pośredniczące: fotony dla oddziaływań elektromagnetycznych, bozony Z^0 i W^\pm dla oddziaływań słabych i gluony dla oddziaływań silnych,
- cząstki Higgsa nadają masę bozonom Z^0 i W^\pm oraz fermionom.

Po odkryciu bozonów pośredniczących najważniejsze stało się dokładne zbadanie ich własności i precyzyjne testy innych przewidywań modelu standardowego. Dwa pytania były szczególnie ważne: czy istnieją dodatkowe rodziny fermionów i jaki jest mechanizm nadawania masy bozonom pośredniczącym w oddziaływaniach słabych. Znalezienie odpowiedzi na pierwsze pytanie było stosunkowo proste. Dodatkowa rodzina oznaczałaby istnienie dodatkowego, lekkiego neutrina, którego obecność powinna się przejawiać zwiększeniem szerokości linii bozonu Z^0 (patrz rozdz. 3). Model standardowy przewidywał wielkość tej zmiany. Natomiast mechanizm nadawania masy bozonom nie jest dobrze określony w modelu i jest przedmiotem rozmaitych spekulacji. Wiele z nich zakłada odstępstwa od modelu standardowego, których znalezienie byłoby bardzo interesujące.

Akcelerator wiązek przeciwbieżnych proton-antypoton nie nadawał się do takich badań ze względu na zbyt małe przekroje czynne na interesujące procesy w zderzeniach hadronów oraz ogromne tło, na jakim one występują w tych zderzeniach.

Równoległe z badaniami oddziaływań proton-antypoton prowadzone były prace nad akceleratorem przeciwbieżnych wiązek e^+e^- , gdzie elektrony i pozytony przyspieszane byłyby do energii pozwalających na formację bozonów Z^0 lub par W^+W^- . W CERN-ie pracowano nad akceleratorem LEP, w Stanach Zjednoczonych (w laboratorium SLAC) nad akceleratorem SLC. LEP miał być klasycznym akceleratorem kołowym wiązek przeciwbieżnych, liniowy akcelerator SLC stanowił nową propozycję w dziedzinie przyspieszania cząstek. Niestety, uruchomiony w 1988 r. akcelerator SLC nie spełnił oczekiwań. Do chwili uruchomienia LEP-u udało się zebrać przy jego pomocy ponad sto cząstek Z^0 , ale założone

parametry osiągnął dopiero w 1993 r. Precyzyjne testy modelu standardowego i poszukiwanie odstępstw od niego stały się na kilka lat domeną eksperymentów prowadzonych przy LEP-ie.

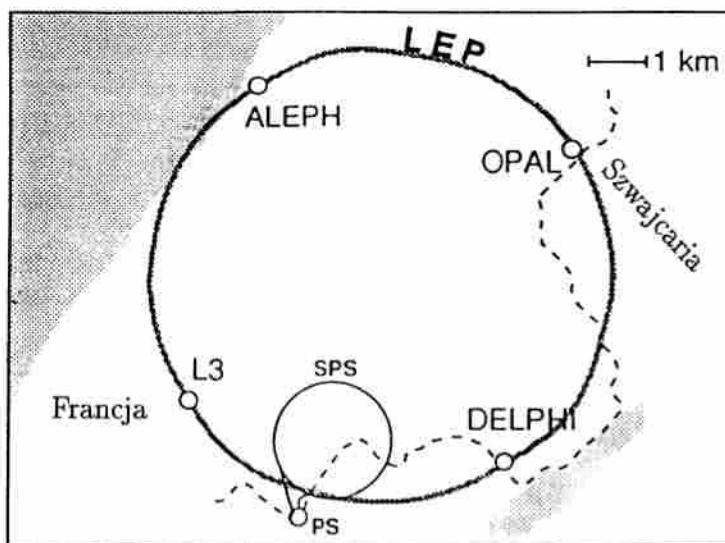
1.2. Budowa LEP-u

Projekt akceleratora LEP został zatwierdzony przez Radę CERN-u w grudniu 1981 r., a następnie ratyfikowany przez parlamenty wszystkich państw członkowskich CERN-u. Kopanie podziemnego tunelu dla LEP-u rozpoczęto latem 1983 r., próbné zbieranie danych odbyło się w połowie sierpnia 1989 r. Ze względu na lokalne warunki geologiczne tunel jest pochylony pod kątem 1.4° względem poziomu i znajduje się na głębokości od 40 do 130 m. Pod względem długości (ok. 27 km) LEP jest największym akceleratorem działającym obecnie na świecie. Ponad 3300 magnesów dipolowych, ponad 700 magnesów kwadrupolowych i ponad 500 magnesów sekstupolowych służy do formowania torów cząstek wiązki, a 128 wnęk rezonansowych – do przyspieszania cząstek, poczynając od energii 20 GeV. Na układ wstępnego przyspieszania składają się dwa akceleratory liniowe, przyspieszające cząstki kolejno do energii 200 MeV i 600 MeV, oraz akceleratory PS i SPS, przyspieszające je z kolei do energii 3.5 GeV i 20 GeV. Na rysunku 1 zaznaczony jest szkic akceleratorów LEP oraz PS i SPS. Maksymalna energia, którą można uzyskać w LEP-ie bez konieczności obniżenia jego świetlności, wynosi w układzie środka masy zderzających się wiązek 95 GeV. Jest to energia powyżej masy bozonu Z^0 .

1.3. Działanie LEP-u

Wiązki elektronów i pozytonów w LEP-ie składają się z odizolowanych pęczków o długości ok. 2 cm. Początkowy projekt przewidywał cztery pęczki na wiązkę. Jesienią 1992 r. przeprowadzono pierwsze próby z ośmioma pęczkami w wiązkach. W 1993 r. jest to już normalny sposób pracy LEP-u. Pęczki rozłożone są równomiernie wzdłuż obwodu akceleratora. Na prawie całym obwodzie akceleratora wiązki e^+ i e^- prowadzone są równolegle do siebie. Przecinają się w czterech punktach, gdzie umieszczone są detektory czterech eksperymentów prowadzonych przy LEP-ie. W czterech innych punktach na obwodzie LEP-u prowadzone są badania własności akceleratora. Przy czterech pęczkach w wiązce, kolejne zderzenia między cząstkami z obu wiązek zachodzą co $22 \mu\text{s}$. Przy normalnej pracy natężenie prądu wiązek nie przekracza na ogół 1.5 mA [3].

LEP rozpoczął pracę w sierpniu 1989 r., a pierwszy dłuższy okres zbierania danych dla potrzeb fizyki trwał od 20 września do 22 grudnia 1989 r. Po nim nastąpiły już coroczne, kilkumiesięczne okresy pracy. W tym czasie akcelerator pracował w obszarze masy bozonu Z^0 przy kilkunastu wartościach energii między



Rys. 1. Kompleks akceleratorowy CERN-u z zaznaczonym położeniem detektora DELPHI

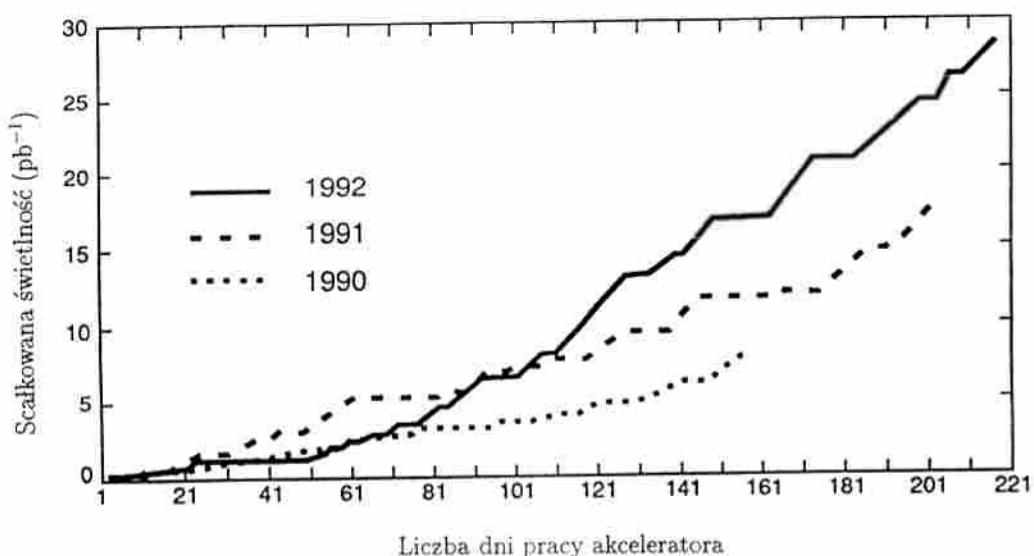
88 GeV i 95 GeV. W okresie od 1989 r. do chwili obecnej LEP był ulepszany, czego przejawem była stale rosnąca świetlność. Świetlność¹ L łączy liczbę oddziaływań na sekundę N z przekrojem czynnym σ : $N = L\sigma$.

Rysunek 2 pokazuje świetlność LEP-u wysumowaną po czasie zbierania danych w 1990, 1991 i 1992 r. Świetlność akceleratora zależy od całkowitego natężenia prądu w wiązках, zogniskowania wiązек oraz od optyki akceleratora czyli od rozłożenia magnesów kształtujących wiązki. Całkowite natężenie prądu jest proporcjonalne do liczby pęczków w wiązce, o ile nie jest przekroczona maksymalna liczba cząstek, którą dany akcelerator może przyspieszyć.

Postęp osiągnięty w LEP-ie od początku działania do jesieni 1992 r. polegał na poprawie optyki akceleratora i zwiększeniu wydajności jego pracy, przy stosunkowo mało zmieniającej się wartości prądu wiązек. Zwiększenie świetlności w 1993 r. odbywa się dzięki podwojeniu liczby pęczków w wiązках, co docelowo prowadzi do podwojenia świetlności.

Zbieranie danych i ich analiza są prowadzone przez cztery wielkie, międzynarodowe zespoły fizyków, które zaprojektowały, zbudowały i uruchomiły detektory ALEPH (Apparatus for LEP Physics), DELPHI (Detector with Electron, Photon

¹ Świetlność zazwyczaj mierzona jest w $\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$. Używa się też świetlności scałkowanej po czasie. Wyraża się ją w odwrotnych jednostkach przekroju czynnego, pb^{-1} . Liczba ta mówi ile przypadków pochodzących z procesu o przekroju czynnym 1 pb można zaobserwować w danym czasie.



Rys. 2. Światłość LEP-u całkowana po czasie zbierania danych w 1990, 1991 i 1992 r.

and Hadron Identification), L3 (nazwa pochodzi od numeru listu wyrażającego chęć prowadzenia eksperymentu przy LEP-ie) i OPAL (Omni Purpose Apparatus for LEP).

Liczba zebranych przypadków Z^0 jest proporcjonalna do światłości akceleratora oraz do przekroju czynnego na produkcję bozonu Z^0 . W czterech detektorach łącznie zaobserwowano w 1989 r. ok. 80 tys., a w 1990 r. – 500 tys. cząstek Z^0 . W 1991 r. każdy z detektorów zebrał już ok. 300 tys., a w 1992 r. ok. 800 tys. przypadków Z^0 . W końcu 1992 r. łączna liczba przypadków Z^0 przekroczyła w każdym eksperymencie milion. Oczekuje się, że w 1993 r. nastąpi kolejne podwojenie liczby przypadków. Pod koniec 1992 r. liczba bozonów Z^0 zarejestrowanych w LEP-ie przekroczyła o ponad dwa rzędy wielkości wcześniejszą światową statystykę tych cząstek.

Prace nad udoskonaleniem LEP-u prowadzone są w trzech kierunkach: dalszego zwiększania światłości poprzez kolejne zwiększanie liczby pęczków w wiązках, uzyskania polaryzacji wiązek i podniesienia ich energii. Dzięki polaryzacji możliwe będzie wykonanie szeregu pomiarów, które przy nie spolaryzowanych wiązках wymagają znacznie większej liczby przypadków. Wynikiem prac nad polaryzacją jest wprowadzenie nowej metody pomiaru energii wiązek, dzięki czemu w 1992 r. osiągnięto dokładność 6.3 MeV. Pozwoliło to na znaczne zwiększenie dokładności pomiaru tak kluczowych parametrów jak masa i szerokość Z^0 , o których

będzie mowa w rozdz. 3. Planuje się podniesienie energii LEP-u co najmniej do 175 GeV (tzw. LEP 200), co pozwoli na badanie produkcji par W^+W^- i trójbozonowego sprzężenia g_{ZWW} . Związane jest to z instalacją 192 nadprzewodzących rezonansowych wnęk przyspieszających. LEP 200 powinien rozpocząć zbieranie danych w 1995 r. Dalsze podniesienie energii do 210 GeV, będące na razie tylko w sferze marzeń, pozwoliłoby na poszukiwanie cząstek Higgsa i lekkich cząstek przewidywanych przez modele unifikacyjne w zakresie masy do 100 GeV.

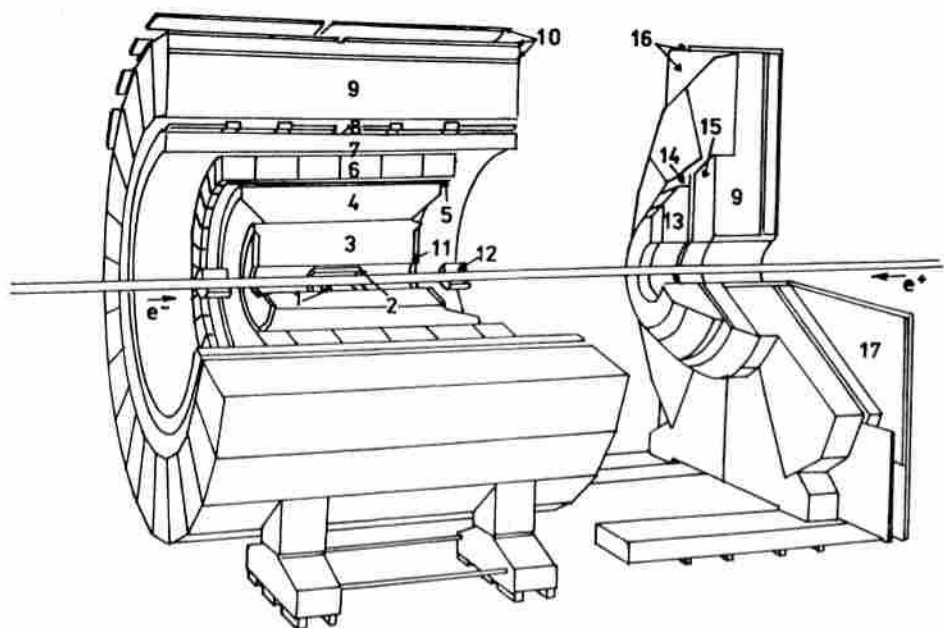
2. Detektor DELPHI

Każdy detektor, nawet jeśli w założeniu ma być detektorem uniwersalnym, jest wynikiem kompromisu pomiędzy wymaganiami jakie są nałożone na jego poszczególne elementy. Główne zadania elementów detektora to pomiar pędu i położenia cząstek naładowanych, pomiar energii i położenia cząstek w kalorymetrach oraz identyfikacja cząstek.

Wagi, jakie przypisuje się tym zadaniom, zależą od planowanego programu fizycznego, w dużym stopniu od intuicji fizycznej zespołu badaczy oraz od ich możliwości finansowych. Detektor DELPHI jest przyrządem wielozadaniowym, w którym szczególnie nacisk położono na dokładne odtworzenie torów cząstek oraz ich identyfikację. Wiele wysiłku poświęcono możliwości bardzo dokładnego wyznaczenia położenia wierzchołka oddziaływania i rejestracji rozpadów cząstek krótko żyjących. Detektor składa się z części centralnej oraz dwóch pokryw. Ogólny widok detektora DELPHI przedstawiony jest na rys. 3.

Pędy cząstek naładowanych wyznacza się z zakrzywienia ich torów w polu magnetycznym. Źródłem pola jest nadprzewodzący solenoid o wewnętrznej średnicy ok. 5.2 m i długości 7.4 m. Wytwarza on wysoce jednorodne pole o indukcji 1.2 T. W polu znajduje się większość detektorów śladowych wyznaczających tory cząstek: detektor wierzchołka oddziaływania (μ VTX), detektor wewnętrzny (ID), komora projekcji czasowej (TPC), detektor zewnętrzny (OD), oraz komory w pokrywach detektora (FCA i FCB). Na zewnątrz cewki znajdują się komory mionowe (MUB i MUF).

Układ kalorymetryczny detektora DELPHI składa się z części elektromagnetycznej i hadronowej. Do pomiaru energii elektromagnetycznej w obszarze centralnym DELPHI służy kalorymetr gazowy (High-density Projection Chamber – HPC). W pokrywach rolę tę pełni kalorymetr ze szkła ołowiowego z odczytem triodowym (FEMC). Dla konstrukcji kalorymetru hadronowego (HCAL) wykorzystano zwoję magnesu. Gazowy kalorymetr próbkujący tworzą żelazne elementy zwory, pomiędzy którymi umieszczone są komory drutowe. Budowa całego kalo-



Rys. 3. Detektor DELPHI, część centralna i odsunięta jedna z dwóch pokryw. 1 - detektor wierzchołka oddziaływania, 2 - detektor wewnętrzny, 3 - komora projekcji czasowej, 4 - liczniki Czerenkowa, 5 - detektor zewnętrzny, 6 - kalorymetr elektromagnetyczny HPC, 7 - solenoid nadprzewodzący, 8 - liczniki scyntylacyjne czasu przelotu, 9 - kalorymetr hadronowy, 10 - komory mionowe MUB, 11 - komora FCA, 12 - licznik do pomiaru świetlności, 13 - liczniki Czerenkowa, 14 - komora FCB, 15 - kalorymetr elektromagnetyczny, 16 - komory mionowe MUF, 17 - liczniki scyntylacyjne

rymetru jest taka sama w części centralnej i w pokrywach.

Układ identyfikacji cząstek opiera się na informacji o jonizacji właściwej z detektora TPC, danych z komór mionowych, analizie sygnału zarejestrowanego w kalorymetrach i przede wszystkim na informacji otrzymanej z liczników Czerenkowa (Ring Imaging Čerenkov Counter – RICH). Detektor DELPHI jako jedyny z detektorów działających przy LEP-ie wykorzystuje liczniki Czerenkowa do identyfikacji cząstek. Liczniki RICH, z ciekłym i gazowym radiatorom, znajdują się zarówno w części centralnej jak i w pokrywach detektora. Szczegółowy opis detektora DELPHI można znaleźć w [4].

Warto omówić najbardziej nowatorskie elementy detektora DELPHI: μ VTX, HPC i RICH. W ich budowę zaangażowane były grupy polskie.

2.1. Półprzewodnikowy detektor wierzchołka μVTX

Półprzewodnikowy detektor wierzchołka składa się z trzech koncentrycznych warstw krzemowych detektorów paskowych. Promienie warstw wynoszą 6.3, 9 i 11 cm. Celem detektora jest zapewnienie dobrej zdolności rozdzielczej w płaszczyźnie prostopadłej do osi wiązek. Tor pojedynczej cząstki wyznaczany jest z dokładnością do 8 μm . Detektor rozróżnia dwie cząstki odległe o więcej niż 180 μm . W trakcie prowadzonych analiz fizycznych μVTX okazał się bardzo użyteczny do badań ciężkich kwarków oraz leptonów τ . Obecnie detektory z paskami po jednej stronie zastępowane są detektorami z paskami po obu stronach. Pozwoli to na precyzyjny pomiar torów cząstek w płaszczyźnie osi wiązek. W przyszłości detektor zostanie wydłużony, co zwiększy znacznie procent rejestrowanych w nim cząstek wtórnych. Przykład możliwości krzemowego detektora wierzchołka przedstawiony jest na rys. 4, na którym pokazano zrekonstruowany rozpad cząstki zawierającej kwark b [5].

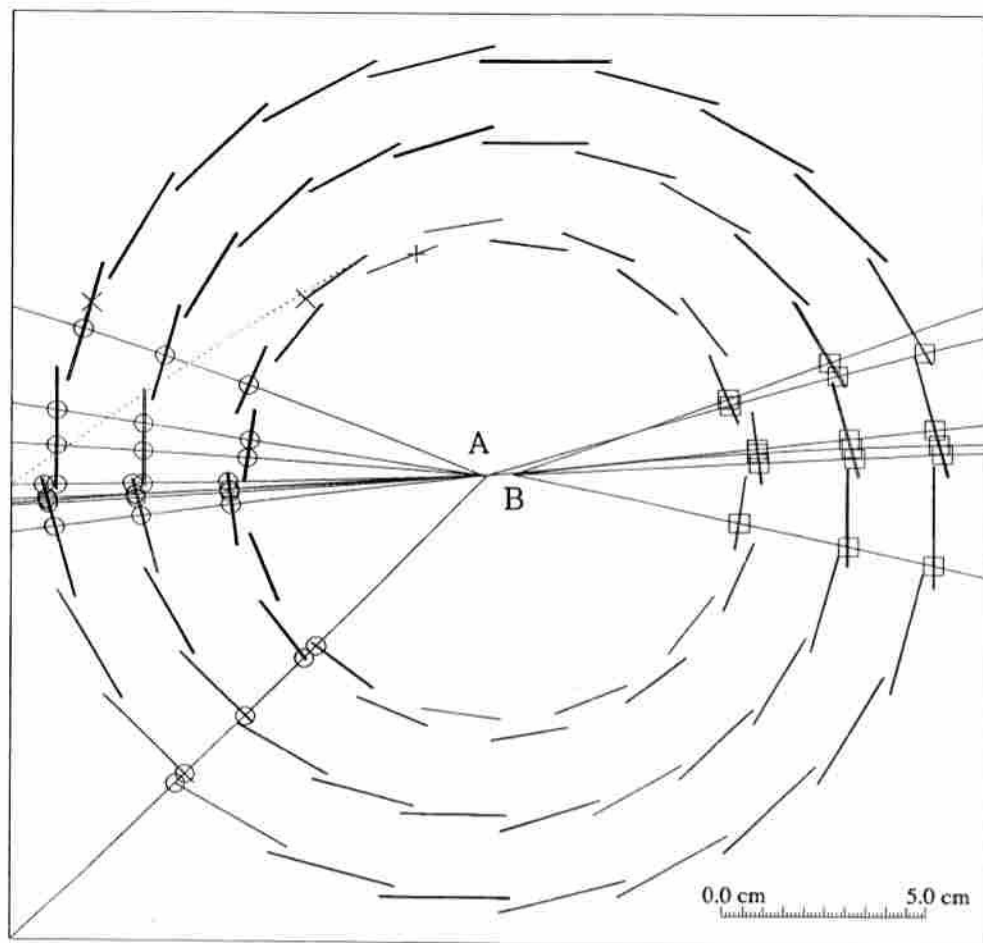
2.2. Kalorymetr elektromagnetyczny HPC

Komora projekcyjna o dużej gęstości (HPC) jest jedynym na dużą skalę zastosowaniem zasady projekcji czasowej w kalymetrii. Zadaniem HPC jest zmierzenie, ze stosunkowo dobrą zdolnością rozdzielczą, trójwymiarowego rozkładu ładunku wytwarzanego przez lawiny elektromagnetyczne i hadrony tak, aby można było je rozróżnić nawet w złożonych przypadkach zarejestrowanych zderzeń e^+e^- . Ideę projekcji czasowej zrealizowano wykorzystując konwerter ołowiany do uformowania pola elektrostatycznego, pod wpływem którego wytworzony ładunek dryfuje do komór odczytu. Zasada konstrukcji pokazana jest na rys. 5.

Konwerter składa się z 41 warstw ołowiu rozdzielonych obszarami gazu o grubości 8 mm. Warstwy te zbudowane są z drutów ołowianych o przekroju trapezowym. Druty naklejone są dwustronnie na cienki podkład z żywicy epoksydowej wzmocnionej włóknem szklanym. W czasie pracy różnica potencjałów pomiędzy sąsiednimi drutami wynosi ok. 20 V (odpowiada to natężeniu pola ok. 100 V/cm). W każdym ze 144 niezależnych modułów tworzących kalorymetr, dryfujący ładunek odczytywany jest przez komorę proporcjonalną umieszczoną na końcu modułu. W celu uzyskania szybkiej informacji o przejściu cząstek przez kalorymetr, w jednym z kanałów dryfu każdego modułu umieszczono płaszczyznę scyntylatorów. Poprzez plastikowe światłowody sygnały z tej płaszczyzny przekazywane są do fotopowielacza umieszczonego poza polem magnetycznym.

2.3. Liczniki Czerenkowa RICH

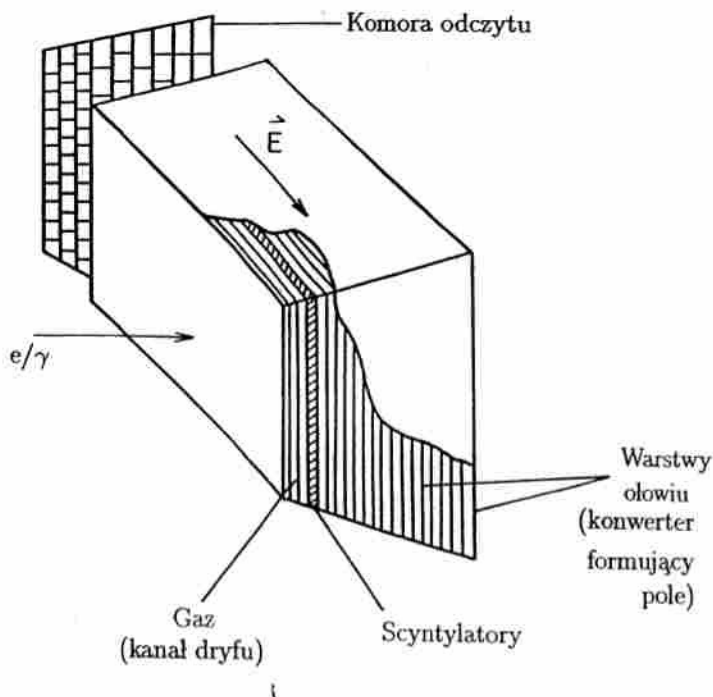
Jedną z metod używanych w DELPHI do identyfikacji cząstek wtórnych jest pomiar kąta emisji promieniowania Czerenkowa wysyłanego przez te cząstki. Jest



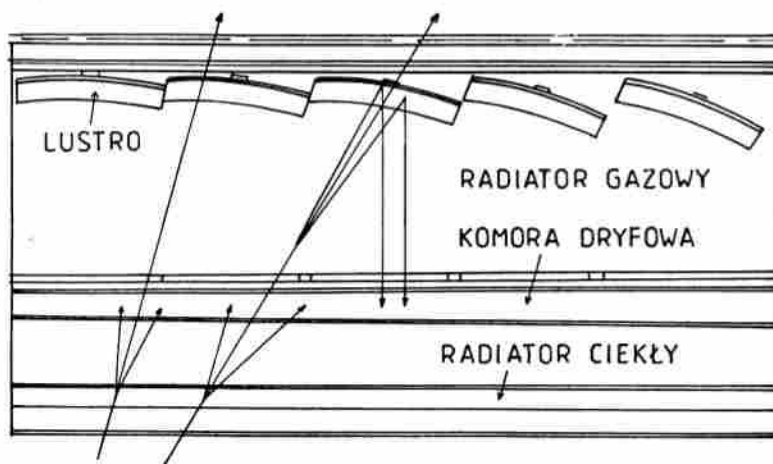
Rys. 4. Rozpad cząstki zawierającej kwark b zrekonstruowany w krzemowym detektorze wierzchołka, A – wierzchołek pierwotny, B – wierzchołek wtórny

to technika nowa i DELPHI jest pierwszym detektorem, w którym zastosowano ją na tak wielką skalę. Technika ta okazała się trudniejsza niż pierwotnie zakładano i ostatecznie elementy systemu RICH zainstalowano dopiero w 1993 r. System składa się z części centralnej oraz części umieszczonej w pokrywach. Użycie zarówno ciekłych jak i gazowych radiatorów umożliwia w części centralnej rozróżnienie pomiędzy mezonami π i mezonami K aż do pędu cząstki $18 \text{ GeV}/c$, zaś pomiędzy mezonami K i protonami aż do $33 \text{ GeV}/c$. Granice te dla detektora w pokrywach wynoszą odpowiednio 30 i $50 \text{ GeV}/c$.

Schemat detektora RICH przedstawiony jest na rys. 6. W części centralnej DELPHI umieszczony jest on pomiędzy TPC a OD, czyli w obszarze o promieniu



Rys. 5. Moduł kalorymetru elektromagnetycznego HPC



Rys. 6. Licznik Czerenkowa części centralnej detektora DELPHI. Pokazano tory cząstek i bieg stowarzyszonego z nimi promieniowania Czerenkowa

od 1.2 do 1.7 m. Najbliżej punktu przecięcia wiązek znajdują się pojemniki z ciekłym radiatorem. Pojemniki te mają kwarcowe okna, aby nadfioletowe fotony promieniowania Czerenkowa mogły przedostać się do dryfowych komór odczytu. Są to komory projekcji czasowej, w których zrobione z kwarcu ściany pełnią jednocześnie rolę elektrod formujących pole elektryczne. Radiator gazowy umieszczony jest za nimi, ale specjalny system lusterek parabolicznych kieruje fotony do komór odczytu. Rejestrują one fotony pochodzące zarówno z radiatora ciekłego jak i gazowego. Detektor RICH umieszczony między komorami śladowymi A i B w pokrywach detektora ma odmienną konstrukcję. Wynika to m.in. z innej relacji pomiędzy kierunkami pola magnetycznego i dryfu elektronów w komorach odczytu.

2.4. *Udział grup polskich*

Konstruktorzy DELPHI napotkali szereg trudnych problemów technicznych, których rozwiązanie było możliwe tylko dzięki zastosowaniu najnowszych technologii i spełnieniu bardzo wysokich wymagań dotyczących materiałów i metod produkcji. Tym bardziej więc na podkreślenie zasługuje udział grup polskich w budowie detektora. Grupa krakowska uczestniczyła w projektowaniu, wykonaniu i ostatecznym montażu w DELPHI krzemowego detektora wierzchołka, detektora wewnętrznego i detektorów RICH. Grupa warszawska zaangażowana była w budowę kalorymetru elektromagnetycznego HPC. W laboratoriach w Krakowie i Warszawie wykonano część wyzwalającą detektora wewnętrznego, szyny z kevlaru dla detektorów krzemowych, zasilacze do tych detektorów, część detektorów fotonów (dla detektorów RICH zarówno w części centralnej jak i w pokrywach), ok. 30% elementów konwerterów kalorymetru HPC oraz jego układ wyzwalający. W grę wchodziło nie tylko zaangażowanie laboratoriów, lecz także przemysłu polskiego. Około 2/3 użytego do konstrukcji HPC specjalnego drutu ołowianego pochodzi z Huty Metali Nieżelaznych w Szopienicach. Konstrukcja nośna z kevlaru do RICH-a zbudowana została przy udziale przemysłu szybowcowego w Bielsku-Białej.

3. Podstawowe wielkości fizyczne mierzone w LEP-ie

Dominujący proces fizyczny, dzięki któremu zachodzą oddziaływania e^+e^- przy energiach LEP-u, to formacja rzeczywistego bozonu pośredniczącego Z^0 , po której następuje jego rozpad na układ fermion-antyfermion:

$$e^+e^- \rightarrow Z^0 \rightarrow f\bar{f}.$$

Całkowity przekrój czynny jest wielkością najdokładniej mierzoną w LEP-ie. Pomiar zależności przekroju czynnego od energii pozwala na wyznaczenie masy (szerokości) Z^0 z dokładnością rzędu 10^{-4} (10^{-3}). Zależność całkowitego przekroju czynnego od kwadratu energii w środku masy s dana jest w przybliżeniu Borna następującym wzorem:

$$\sigma_f(s) = \frac{s}{(s - M_{Z^0}^2)^2 + s^2 \Gamma_{Z^0}^2 / M_{Z^0}^2} \left[\frac{12\pi \Gamma_e \Gamma_f}{M_{Z^0}^2} + I_f \frac{N_c (s - M_{Z^0}^2)}{s} \right] + \frac{4\pi}{3} N_c Q_f^2 \frac{\bar{\alpha}^2}{s}, \quad (1)$$

gdzie M_{Z^0} i Γ_{Z^0} są masą i szerokością całkowitą Z^0 , Γ_e i Γ_f to szerokości cząstkowe Z^0 na rozpady na e^+e^- i $f\bar{f}$. N_c jest czynnikiem związanym z kolorem i wynosi 1 dla wyprodukowanych par lepton-antylepton i 3 dla par kwark-antykwar, Q_f jest elektrycznym ładunkiem fermionu, zaś $\bar{\alpha}$ jest stałą struktury subtelnej.

Człon stojący przed nawiasem kwadratowym to rezonansowe wyrażenie Breit-Wignera dla Z^0 . Pierwszy składnik w nawiasie to przekrój czynny na produkcję Z^0 , drugi, zawierający I_f , to człon interferencyjny związany z wymianą Z^0 i fotonu. Ostatni człon wzoru (1) opisuje czystą wymianę fotonu.

W modelu standardowym stałe sprzężenia fermionów z Z^0 (wektorowa i aksjalna) są związane ze stałą Fermiego G_F , trzecią składową słabego izospinu I_f^3 i kątem Weinberga θ_W następującymi wzorami:

$$g_{Af} = \sqrt{G_F} I_f^3, \quad (2a)$$

$$g_{Vf} = \sqrt{G_F} (I_f^3 - 2Q_f \sin^2 \theta_W), \quad (2b)$$

zaś szerokość cząstkowa wyraża się wzorem

$$\Gamma_f = \frac{N_c M_{Z^0}^3}{6\sqrt{2}\pi} (g_{Af}^2 + g_{Vf}^2). \quad (3)$$

Pomiar szerokości cząstkowej wyznacza więc sumę kwadratów stałych sprzężenia dla danego fermionu.

We wzorze (1) człony związane z wymianą Z^0 i fotonu prowadzą do zależności różniczkowego przekroju czynnego od kąta rozproszenia typu $(1 + \cos^2 \theta)$, zaś człon interferencyjny zawiera dodatkowo człony łamiące parzystość, posiadające zależność kątową typu $\cos \theta$. Tak więc człon interferencyjny prowadzi do powstania asymetrii kątowej.

Asymetria kątowa przód-tył jest zdefiniowana jako

$$A_{\text{FB}} = \frac{\sigma(f, \theta < 90^\circ) - \sigma(f, \theta > 90^\circ)}{\sigma(f, \theta < 90^\circ) + \sigma(f, \theta > 90^\circ)}, \quad (4)$$

gdzie $\sigma(f, \theta < 90^\circ)$ i $\sigma(f, \theta > 90^\circ)$ są przekrojami czynnymi na produkcję fermionu pod kątem θ w stosunku do kierunku wiązki elektronów odpowiednio mniejszym i większym niż 90° . Pomiar asymetrii przód-tył (związanej z istnieniem członu interferencyjnego) dostarcza informacji o względnym znaku g_{Af} i g_{Vf} dla różnych fermionów:

$$A_{\text{FB}} = \frac{3}{4} \frac{2g_{Ve}g_{Ae}}{(g_{Ae}^2 + g_{Ve}^2)} \frac{2g_{Vf}g_{Af}}{(g_{Af}^2 + g_{Vf}^2)}. \quad (5)$$

Asymetria kątowa jest ujemna poniżej $\sqrt{s} = M_{Z^0}$, zaś dodatnia powyżej.

Precyzyjne testy modelu standardowego wymagają więc pomiarów szerokości i asymetrii dla różnych stanów końcowych $f\bar{f}$.

Parą fermion-antyfermion $f\bar{f}$ może być:

(i) Para leptonów naładowanych: e^+e^- , $\mu^+\mu^-$, $\tau^+\tau^-$

Identyfikacja stanu końcowego jest stosunkowo łatwa. Dzięki dużej czystości próbek, leptonowe kanały rozpadu Z^0 są szczególnie użyteczne dla precyzyjnych testów przewidywań modelu standardowego. Dokładne omówienie tych wyników znajduje się w dalszej części artykułu.

(ii) Para neutrin dowolnego rodzaju

Rozpady $Z^0 \rightarrow \nu\bar{\nu}$ nie są obserwowalne wprost, gdyż neutrina zbyt słabo oddziałują z materią, żeby można je było zarejestrować w detektorach działających w LEP-ie.

Pomiaru liczby pokoleń neutrin dokonuje się pośrednio mierząc całkowitą szerokość Z^0 oraz szerokości cząstkowe rozpadu na widzialne kanały. Różnica tych szerokości jest sumą szerokości rozpadów na niewidoczne stany końcowe – w najprostszej wersji modelu standardowego na $\nu\bar{\nu}$.

Pomiar szerokości Z^0 na niewidoczne stany końcowe Γ_{inv} doprowadził do jednego z najciekawszych wyników z LEP-u – stwierdzenia, że liczba neutrin o różnych zapachach wynosi trzy (rozdz. 3.2.2). Tym samym mamy podstawy sądzić, że istnieją trzy generacje leptonów i kwarków.

(iii) Para kwark-antykwarq $q\bar{q}$ o dowolnym zapachu

W rozpadach Z^0 może powstać pięć rodzajów par kwarków: $u\bar{u}$, $d\bar{d}$, $c\bar{c}$, $s\bar{s}$ i $b\bar{b}$. Ze względu na zbyt dużą masę kwarku t nie zachodzi produkcja układu $t\bar{t}$. Kwarki i antykwarki powstałe w wyniku rozpadu Z^0 mogą emitować gluony. W procesie fragmentacji kwarków, antykwarków i gluonów powstają hadrony.

Ponieważ hadrony zachowują w przybliżeniu kierunek kwarku, antykwarku lub gluonu, w detektorze rejestrujemy strumienie cząstek (pęki).

Gdy przypadek składa się z dwóch pęków mamy do czynienia z rozpadem Z^0 na $q\bar{q}$, gdy widzimy trzy pęki – z rozpadem Z^0 na $q\bar{q}$ i emisją dodatkowego gluonu, gdy widzimy cztery pęki – z rozpadem na $q\bar{q}$ i emisją dwóch gluonów itd. Prawdopodobieństwo emisji każdego dodatkowego gluonu jest proporcjonalne do stałej sprzężenia oddziaływania silnego α_s . Pomiar stosunków liczb przypadków z trzema, czterema itd. pękami tj. rozpadów Z^0 na $q\bar{q}$ i gluon, $q\bar{q}$ i dwa gluony itd. do liczby przypadków z dwoma pękami tj. rozpadów na $q\bar{q}$ może więc służyć do wyznaczenia α_s .

Bardzo ciekawe jest zidentyfikowanie zapachu początkowej pary $q\bar{q}$. Jest to w pewnym stopniu możliwe dla par najcięższych kwarków $c\bar{c}$ i $b\bar{b}$. Badanie stanów końcowych zawierających ciężkie kwarki jest jednym z głównych osiągnięć LEP-u. Omówimy je bardziej szczegółowo w rozdz. 4; tu warto może powiedzieć, że LEP dostarczył bardzo ciekawych wyników dotyczących czasów życia, spektroskopii i oscylacji w układzie $b\bar{b}$.

3.1. Pomiary świetlności i pomiary przekrojów czynnych

Pomiar przekroju czynnego wymaga znajomości liczby przypadków i odpowiadającego im strumienia padających elektronów i pozytonów (świetlności). Związek między przekrojem czynnym σ oraz liczbą przypadków N' i odpowiadającą jej (scałkowaną po czasie zbierania danych) świetlnością L' wygląda następująco

$$\sigma(\mathbf{X}) = \frac{N'(\mathbf{X})}{L'} = \frac{\int N(t)dt}{\int L(t)dt}, \quad (6)$$

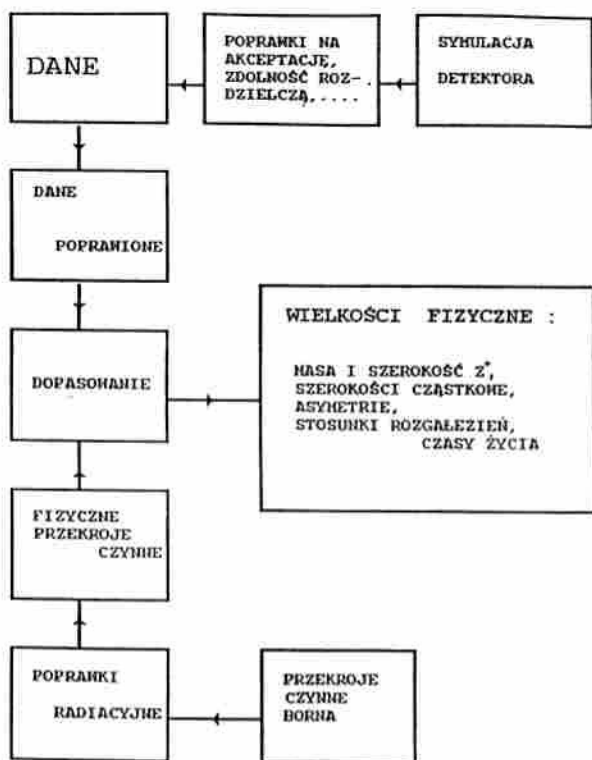
gdzie przez \mathbf{X} oznaczyliśmy symbolicznie zbiór zmiennych opisujących interesującą nas przekrój czynny.

Przed omówieniem wyników warto może przedyskutować pomiar liczby przypadków N' i odpowiadającej jej świetlności L' .

3.1.1. Wyznaczanie liczby przypadków

Ogólny schemat analizy danych jest przedstawiony na rys. 7.

Na podstawie danych zebranych przez detektor, układ wyzwalania dostarcza szybko informacji o tym, czy zaszło oddziaływanie e^+e^- . W eksperymentach prowadzonych przy LEP-ie działa równocześnie kilka układów wyzwalających, które korzystają z informacji pochodzących z różnych poddetektorów. Pozwalają one na uzyskanie sygnału wyzwalającego gdy np. zadziałają detektory mionów,



Rys. 7. Ogólny schemat analizy

bądź gdy energia zarejestrowana w kalorymetrach jest dostatecznie duża, bądź też gdy rejestrujemy dwa skupiska cząstek lecące w przeciwnych kierunkach. Tylko wtedy, gdy zadziała układ wyzwalań, informacja o przypadku ze wszystkich poddetektorów jest zapisywana.

Z zapisanej informacji można rekonstruować wielkości opisujące stan końcowy: pędy i energie cząstek, położenia wierzchołków rozpadów cząstek nietrwałych oraz, jeżeli jest to możliwe, zidentyfikować cząstki. Mając do dyspozycji opis przypadku możemy przystąpić do jego analizy, poczynając od określenia, czy jest to przypadek leptonowy czy hadronowy. Polega to na sprawdzeniu, czy przypadek spełnia pewne warunki, nazywane cięciami eksperymentalnymi. Aby poprawnie wyznaczyć liczbę przypadków w danej klasie musimy uwzględnić poprawki akceptacyjne tj. wydajność systemu detekcyjnego oraz rozmycie aparaturowe mierzonych wielkości, co wymaga zastosowania symulacyjnych metod Monte Carlo. W ten sposób otrzymujemy poprawioną liczbę przypadków uwzględniającą efekty aparaturowe.

Oprócz poprawek aparaturowych musimy uwzględnić w analizie danych efekty związane z emisją fotonów przez cząstki. Są to poprawki radiacyjne, które umiemy obliczać w ramach elektrodynamiki kwantowej (QED). Najistotniejsze z poprawek są związane z emisją fotonów przez początkowe elektrony i pozytony. Każdy akt emisji fotonu obniża energię zderzających się wiązek e^+e^- . Powoduje to obniżenie mierzonego przekroju czynnego w stosunku do wyrażenia (1) poniżej energii odpowiadającej masie Z^0 ($\sqrt{s} < M_{Z^0}$) i podwyższenie powyżej ($\sqrt{s} > M_{Z^0}$), co prowadzi do deformacji rezonansowego kształtu przekroju czynnego. Poprawki radiacyjne QED zależą od sposobu selekcji przypadków, dlatego uwzględnienie tych poprawek wymaga stosowania efektywnych programów Monte Carlo. Duży wysiłek włożony w opracowanie tego zagadnienia doprowadził w ciągu ostatnich lat do powstania szeregu takich programów, bez których wykorzystanie precyzji LEP-u byłoby niemożliwe. Oprócz poprawek radiacyjnych QED wielkości fizyczne mogą zależeć od poprawek silnych, związanych z emisją gluonów, oraz od poprawek elektroślabych, związanych z diagramami pętlowymi. W tych ostatnich pojawiają się kwarki t i cząstki Higgsa. Wszystkie te poprawki uwzględniane są przy dopasowaniu przewidywań modelu standardowego do danych doświadczalnych.

3.1.2. Normalizacja. Pomiar świetlności

Wszystkie detektory pracujące przy LEP-ie wyposażone są w systemy pomiaru świetlności (patrz rozdz. 1.3).

Świetlność wyznaczana jest przez pomiar liczby przypadków rozproszenia Bhabhy $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$. Przekrój czynny dla tego procesu jest dobrze znany teoretycznie.

Różniczkowy przekrój czynny na rozpraszanie Bhabhy bardzo szybko spada z kątem rozproszenia. Dla małych kątów

$$\frac{d\sigma}{d\cos\theta} \propto \frac{1}{\theta^3}. \quad (7)$$

Ustawiając pod małym kątem układ składający się z detektora pozycji mierzącego kąt rozproszenia elektronu (bądź pozytonu) i kalorymetru mierzącego jego energię możemy zmierzyć liczbę przypadków Bhabhy $N_{e^+e^-}$. Przypadki Bhabhy są zapisywane podobnie jak przypadki rozpadów Z^0 .

Stosunek zmierzonej liczby przypadków Bhabhy do teoretycznego przekroju czynnego jest równy świetlności LEP-u scałkowanej po czasie zbierania danych w miejscu przecięcia wiązek, w którym znajduje się dany eksperyment.

Osiągnięta w LEP-ie precyzja pomiarów świetlności, lepsza niż 1%, zasługuje na szczególną uwagę. Jest to możliwe dzięki dobrej znajomości kąta bryłowego

pokrywanego przez liczniki,² ich wysokiej efektywności oraz dzięki dużej dokładności przewidywań teoretycznych.

3.2. Precyzyjne testy sektora elektroslabego modelu standardowego

Wyniki przedstawione w tej części artykułu oparte są na danych zebranych w latach 1989-92. Statystyki, którymi dysponowały eksperymenty, były przedstawione w rozdz. 1.3.

Omówimy trzy zagadnienia: wyznaczenie kształtu linii Z^0 i asymetrii kątowych, wyznaczenie liczby neutrin N_ν oraz ograniczenia na masy kwarku t i cząstki Higgsa.

Są to, naszym zdaniem, najciekawsze wyniki z LEP-u. Przepraszamy z góry Czytelnika za skupienie się na wynikach i ich znaczeniu fizycznym, pomijamy zaś większość szczegółów technicznych dotyczących np. dokładnych kryteriów selekcji przypadków hadronowych (e^+e^- , $\mu^+\mu^-$ czy $\tau^+\tau^-$).

Czytelnik musi uwierzyć, że błędy eksperymentalne zostały poprawnie ocenione. Gdy podajemy dwie wartości błędów, pierwsza jest błędem statystycznym, druga systematycznym. Błąd całkowity jest pierwiastkiem z sumy kwadratów błędów statystycznego i systematycznego.

Większość rezultatów przedstawionych poniżej to wynik wspólnej analizy danych ze wszystkich czterech eksperymentów wykonywanych przy LEP-ie. Dlatego też w tabeli 1 [6], zawierającej podstawowe wyniki, podajemy tylko jedną wartość dla każdej wielkości.

3.2.1. Wyznaczenie kształtu linii Z^0 i asymetrii kątowych

Najdokładniej mierzoną wielkością jest zależność³ całkowitego przekroju czynnego na produkcję hadronów $\sigma(e^+e^- \rightarrow Z^0 \rightarrow \text{hadrony})$ bądź leptonów $\sigma(e^+e^- \rightarrow Z^0 \rightarrow \text{lepton} + \text{antylepton})$ od energii w układzie środka masy e^+e^- , \sqrt{s} . Dokładnie możemy też mierzyć rozkłady kątowe w rozpadach leptonowych Z^0 . Trudniejsze doświadczalnie jest zmierzenie rozkładów kątowych kwarków z rozpadu Z^0 , gdyż wymaga to rekonstrukcji kierunku lotu kwarków z informacji o hadronach, powstałych w wyniku ich fragmentacji. Celem pomiarów rozkładów kątowych różnych fermionów jest wyznaczenie asymetrii kątowych. Znajomość asymetrii kątowej pozwala na wyznaczenie względnego znaku aksjalnej i wektorowej stałej sprzężenia danego fermionu z Z^0 . Dużym sukcesem eksperymentów

² Niepewność pomiaru kąta rozproszenia rzędu 1/3 miliradiana odpowiada niepewności pomiaru światłości rzędu 1%.

³ Zależność tę nazywamy kształtem linii Z^0 .

w LEP-ie jest pomiar rozkładów kątowych ciężkich kwarków. Dopasowanie przewidywań modelu standardowego wymaga uwzględnienia wielu poprawek. Na obserwowany kształt linii Z^0 mają wpływ poprawki elektromagnetyczne, radiacyjne poprawki silne związane z emisją dodatkowych gluonów w stanie końcowym, oraz elektroslabe związane z pojawieniem się w wyrażeniach pętlowych nieobserwowalnych do tej pory cząstek – kwarków t i bozonów Higgsa. Poprawki te zależą od mas tych cząstek.

Dokładne pomiary kształtu linii Z^0 i rozkładów kątowych pozwalają wyznaczyć takie wielkości jak masa (M_{Z^0}) i szerokość (Γ_{Z^0}) Z^0 , leptonowe szerokości cząstkowe (Γ_l), stosunki szerokości cząstkowych hadronowych do leptonowych $R_l = \Gamma_{had}/\Gamma_l$, wartość przekroju czynnego przy energii odpowiadającej masie Z^0 , σ_{had}^0 , asymetrie przód–tył dla różnych kanałów rozpadu Z^0 czy też szerokość na rozpad hadronowe (Γ_{had}) oraz granice mas nie znalezionych cząstek – m_t i m_{H^0} . W każdym z czterech eksperymentów przeprowadzono analizę danych. Przykładowo wyniki dopasowania kształtu linii dla kanałów hadronowych pokazane na rys. 8 pochodzą z eksperymentu DELPHI [7].

Dominującym źródłem błędów systematycznych w tych pomiarach jest precyzja wyznaczenia początkowej energii e^+e^- . Gdy LEP rozpoczął pracę wynosiła ona 30 MeV, a obecnie wynosi ok. 6 MeV. Jest to źródło błędów wspólne dla wszystkich eksperymentów. Drugim źródłem błędów jest niepewność pomiaru świetlności (typowo ok. 0.8%), która jest nieco różna dla każdego z eksperymentów.

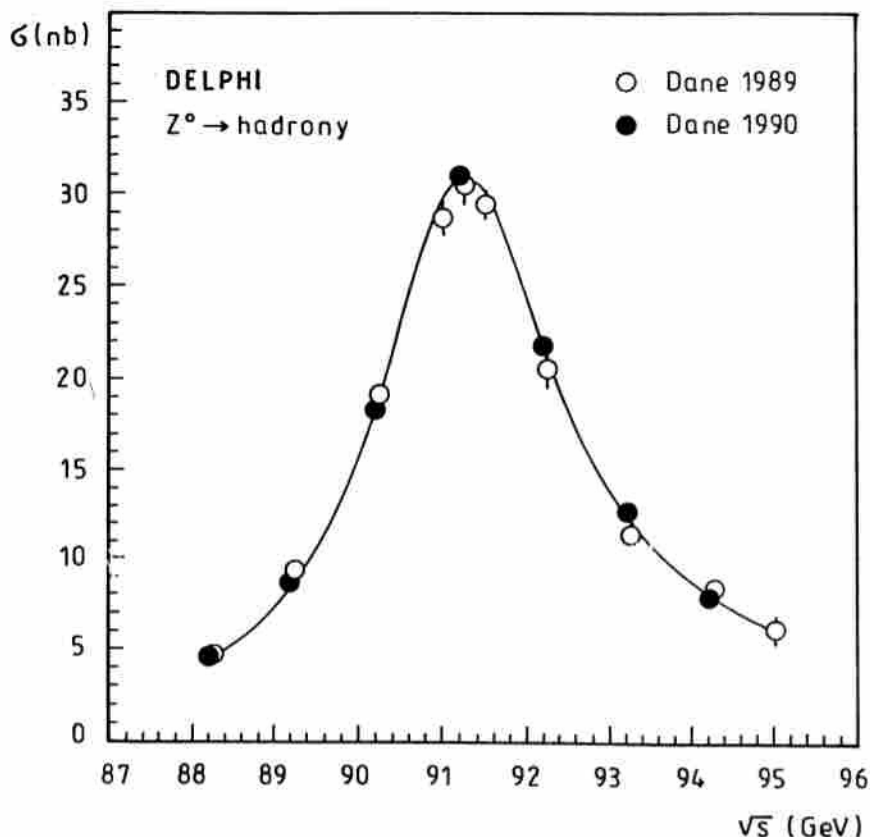
Błędy systematyczne związane z selekcją przypadków hadronowych wynoszą typowo ok. 0.3%, przypadków e^+e^- i $\mu^+\mu^-$ ok. 0.6%, zaś przypadków $\tau^+\tau^-$ ok. 1.2%.

Błędy statystyczne liczby rozpadów Z^0 w danym kanale są zbliżone do błędów systematycznych związanych z selekcją tych kanałów.

Wyniki wszystkich eksperymentów są ze sobą zgodne. Wyniki dotyczące rozpadów leptonowych potwierdzają założenie uniwersalności leptonowej tj. niezależności oddziaływań elektroslabych od rodzaju uczestniczącego leptonu.

Wyznaczenie wielkości fizycznych, które można porównać z przewidywaniami modelu standardowego, wymaga uwzględnienia poprawek radiacyjnych. Współprace prowadzące eksperymenty przy LEP-ie powołały wspólny zespół, którego zadaniem jest wykonanie dopasowań otrzymanych rozkładów wielkości mierzonych do zależności przewidzianych przez ten model [8,9]. Przykładowo, porównanie pomiarów masy bozonu Z^0 otrzymanych w eksperymentach prowadzonych przy LEP-ie pokazane jest na rys. 9, a pomiarów szerokości na rys. 10. Najnowsze wyniki wspólnego dopasowania zebrane są w tab. 1.

W części górnej tab. 1 podajemy wyniki dopasowania do danych, w części



Rys. 8. Wyniki dopasowania kształtu linii Z⁰ dla rozpadu Z⁰ na hadrony w detektorze DELPHI

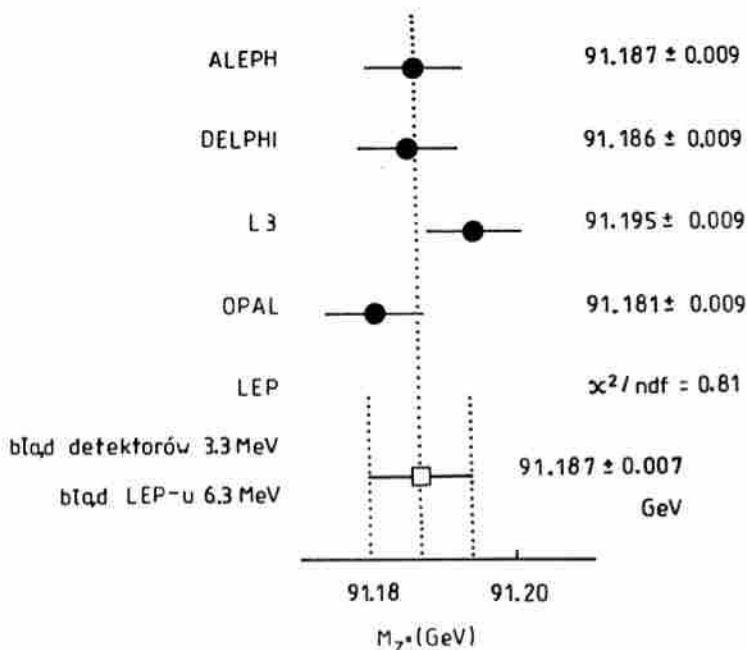
dolnej kilka ważnych wielkości fizycznych obliczonych na podstawie wyników z górnej części tabeli.

3.2.2. Wyznaczanie liczby neutrin N_ν

Pomiaru szerokości rozpadu Z⁰ na cząstki nieobserwowalne Γ_{inv} dokonuje się pośrednio, korzystając ze wzoru:

$$\Gamma_{\text{inv}} = \Gamma - \Gamma_{\text{had}} - 3\Gamma_l. \quad (8)$$

We wzorze tym założyliśmy uniwersalność leptonową: $\Gamma_l = \Gamma_e = \Gamma_\mu = \Gamma_\tau$. Nieobserwowalne rozpady Z⁰ to przede wszystkim rozpady na pary neutrin-antyneutrino, ale także wszelkie kinematycznie dozwolone rozpady na bardzo słabo oddziałujące cząstki, np. lekkie cząstki supersymetryczne. Dlatego



Rys. 9. Porównanie wyników pomiaru masy bozonu Z^0 otrzymanych w czterech eksperymentach prowadzonych przy LEP-ie

bardzo ważne jest sprawdzenie czy zmierzona wartość Γ_{inv} jest zgodna z przewidywaniami modelu standardowego, zakładającego istnienie N_ν rodzajów neutrin:

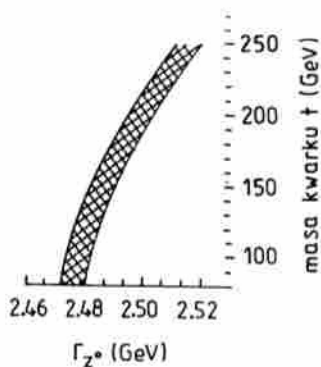
$$\Gamma_{inv} = N_\nu \Gamma_\nu. \quad (9)$$

Wielkość Γ_ν można obliczyć w modelu standardowym; wynosi ona ok. 172 MeV. Procedura, która prowadzi do najmniejszych błędów systematycznych i teoretycznych opiera się na przekształceniu wzoru (8) w taki sposób, żeby występowały w nim tylko stosunki wielkości mierzonych lub obliczonych z modelu standardowego. Część niepewności jest taka sama dla licznika i mianownika, a więc stosunek dwóch wielkości jest na ogół obarczony mniejszym błędem. Daje to następujące wyrażenie na liczbę neutrin:

$$N_\nu = \frac{\Gamma_{inv}}{\Gamma_\nu} = \frac{\Gamma_1}{\Gamma_\nu} \left(\sqrt{12\pi R_1 M_{Z^0}^2 \sigma_{had}^0} - R_1 - 3 \right). \quad (10)$$

Z obliczeń bierzemy tylko stosunek Γ_1/Γ_ν , pozostałe wielkości są wynikiem dopasowania do danych z czterech eksperymentów (tab. 1).

ALEPH	—●—	2.500 ± 0.011
DELPHI	—●—	2.483 ± 0.011
L3	—●—	2.490 ± 0.010
OPAL	—●—	2.482 ± 0.011
LEP		$\chi^2/\text{ndf} = 0.57$
błqd detektorów 5,4 MeV	—□—	2.488 ± 0.007
błqd LEP-u 4,5 MeV		GeV



Rys. 10. Porównanie wyników pomiaru szerokości bozonu Z^0 otrzymanych w czterech eksperymentach prowadzonych przy LEP-ie. Zakresowany pas pokazuje zależność Γ_{Z^0} od masy kwarku t dla masy bozonu Higgsa w przedziale od 60 do 1000 GeV

Wynik nie pozostawia wątpliwości, że istnieją tylko trzy rodzaje lekkich neutrin:

$$N_\nu = 2.99 \pm 0.03.$$

Skoro model standardowy doskonale się zgadza z precyzyjnymi danymi z LEP-u możemy stwierdzić, że liczba rodzin leptonów (dubletów leptonowych) wynosi trzy. Tym samym odkryliśmy już wszystkie leptony naładowane oraz dwa z trzech przewidywanych neutrin.⁴

W modelu standardowym istnieją bardzo silne argumenty teoretyczne za tym, że liczba dubletów leptonowych powinna być równa liczbie dubletów kwarkowych, gdyby bowiem tak nie było, model standardowy nie byłby teorią renormalizo-

⁴ Nie jest bezpośrednio obserwowane neutrino stowarzyszone z leptonem τ .

walną. Stosując ten argument możemy przypuszczać, że liczba rodzin kwarków wynosi również trzy. Nie znamy więc tylko kwarku t .

Wynik powyższy nie pozostawia również wiele miejsca na spekulacje o lekkich cząstkach supersymetrycznych.

Tabela 1. Wyniki dopasowania parametrów modelu standardowego do danych z czterech eksperymentów wykonywanych przy LEP-ie [6].

Wielkość fizyczna	Wyniki dopasowania
Masa Z^0 , M_{Z^0} (GeV)	91.187 ± 0.007
Szerokość Z^0 , Γ_{Z^0} (GeV)	2.488 ± 0.007
Wartość przekroju czynnego przy energii = M_{Z^0} , σ_{had}^0 (nb)	41.45 ± 0.17
Cząstkowa szerokość leptonowa ^a Γ_l (MeV)	83.52 ± 0.28
Cząstkowa szerokość hadronowa ^b Γ_{had} (MeV)	1739.9 ± 6.3
Stosunek szerokości cząstkowych R_l	20.83 ± 0.06
$\Gamma_b/\Gamma_{\text{had}}$	0.220 ± 0.003
Asymetria kątowna l^+l^- , A_{FB}^{ll}	0.0164 ± 0.0021
Asymetria kątowna $b\bar{b}$, A_{FB}^{bb}	0.098 ± 0.009
Asymetria kątowna $c\bar{c}$, A_{FB}^{cc}	0.090 ± 0.019
$\sin^2 \theta_W$ (θ_W – kąt Weinberga)	0.2319 ± 0.0007
Wektorowa stała sprzężenia leptonów naładowanych $g_{Vl}/\sqrt{G_F}$	-0.0372 ± 0.0024
Aksjalna stała sprzężenia leptonów naładowanych $g_{Al}/\sqrt{G_F}$	-0.4999 ± 0.0009

^a Γ_l jest to Γ_f występująca we wzorze (1) gdy fermion f jest elektronem, mionem lub taonem.

^b Γ_{had} jest to Γ_f występująca we wzorze (1) gdy sumujemy po wszystkich rodzajach kwarków.

3.2.3. Ograniczenia na masy kwarku t i cząstki Higgsa

O bezpośrednim poszukiwaniu nowych cząstek przy LEP-ie będziemy mówić w rozdz. 5. Precyzyjne pomiary kształtu linii Z^0 pozwalają na pośrednie wyznaczenie ograniczeń na masy kwarku t i bozonu Higgsa.

Na rysunku 10 pokazany jest wpływ poprawek radiacyjnych związanych z masami kwarku t i standardowego bozonu Higgsa H^0 na przewidywania modelu

standardowego.⁵ Zależność od masy kwarku t jest stosunkowo silna. Dane z LEP-u są dostatecznie precyzyjne, żeby efekty poprawek radiacyjnych były zauważalne.

Ten fakt pozwala na badanie obszaru energii, który nie jest w chwili obecnej bezpośrednio dostępny poszukiwaniom tych cząstek.

Dla danej masy cząstki Higgsa i stałej sprzężenia oddziaływań silnych $\alpha_s(M_{Z^0})$ można otrzymać wartość masy kwarku t , która najlepiej pasuje do precyzyjnie zmierzonych wielkości Γ_{Z^0} , σ_{had}^0 , R_1 , $A_{\text{FB}}^{\text{II}}$ itp. zawartych w tab. 1.

Przykładowo $m_t = 143_{-23}^{+20}$ GeV dla $m_{H^0} = 60$ GeV i $\alpha_s(M_{Z^0}) = 0.123 \pm 0.006$. Tak dopasowywana masa kwarku t wolno zwiększa się z masą cząstki Higgsa; dla $m_{H^0} = 1000$ GeV m_t osiąga 182 GeV.

Z danych otrzymanych przy LEP-ie wynika najbardziej wiarygodne ograniczenie na masę kwarku t : $m_t = 163_{-18-19}^{+16+18}$ GeV. Pierwszy z podanych błędów jest statystyczny, drugi wiąże się ze zmianą masy cząstki Higgsa z 60 GeV (jest to dolna granica masy wyznaczona z bezpośrednich poszukiwań bozonu Higgsa w LEP-ie) do 1000 GeV.

Bezpośrednia zależność mierzonych wielkości od masy H^0 jest dużo słabsza. Dane właściwie nie pozwalają na podanie ograniczeń na m_{H^0} .

4. Fizyka kwarku b w DELPHI

Istotną część programu badawczego eksperymentów zainstalowanych przy LEP-ie stanowi fizyka najcięższego ze znanych obecnie, elementarnych z punktu widzenia modelu standardowego, fermionów – kwarku b .

W przyrodzie nie są bezpośrednio obserwowane kwarki, lecz powstałe w wyniku ich hadronizacji mezony, składające się z par kwark–antykwar, bądź bariony, składające się z trzech kwarków. Hadronami b będziemy nazywać mezony lub bariony, w których składzie znajduje się kwark b .

Dla uniknięcia nieporozumień chcielibyśmy zaznaczyć, że to, co mówimy o kwarku b , odnosi się również do antykwarku \bar{b} , o ile dokonamy sprzężenia ładunkowego, tzn. zamiany wszystkich cząstek na antycząstki i odwrotnie. To, co zostanie powiedziane np. dla mezonu B^0 (kwark b – antykwark \bar{d}), pozostanie ważne dla mezonu \bar{B}^0 (antykwark \bar{b} – kwark d).

Pytania dotyczące zagadnień fizyki ciężkich kwarków mogą być następujące: jakiej informacji o procesach fizycznych dostarczają badania cząstek, w skład których wchodzi ciężkie kwarki, oraz jakie jest optymalne narzędzie do prowadzenia takich badań. Postaramy się odpowiedzieć na pierwsze pytanie i pokazać

⁵ Podobny wpływ na wyniki pomiarów może wywierać istnienie efektów, które nie są przewidywane przez model standardowy.

dla LEP, a w szczególności DELPHI, jest właściwym przyrządem do prowadzenia tego rodzaju badań.

4.1. Znaczenie poznawcze fizyki kwarku b

Szczególne znaczenie kwarku b w modelu standardowym i jego naturalnych rozszerzeniach wynika z przynależności do trzeciej, najcięższej rodziny fermionów, w której jego partnerem byłby poszukiwany kwark t. Postaramy się zwrócić uwagę na niektóre, szczególnie interesujące z poznawczego punktu widzenia, tego konsekwencje.

4.1.1. Sprawdzanie spójności modelu standardowego

Dla wyznaczenia szerokości cząstkowej $\Gamma(Z^0 \rightarrow b\bar{b})$ istotna jest znajomość poprawek radiacyjnych, które zależą od masy kwarku t. Zależność tych poprawek od masy kwarku t jest inna niż dla poprawek użytych do wyznaczenia wielkości omówionych w rozdz. 3.2.3. Porównanie wyników pomiarów $\Gamma(Z^0 \rightarrow b\bar{b})$ oraz parametrów omówionych w rozdz. 3.2.3 jest ważnym sprawdzeniem wewnętrznej spójności modelu standardowego. Brak takiej spójności sugerowałby istnienie efektów fizycznych nie przewidzianych przez model standardowy.

Wynik pomiaru $\Gamma(Z^0 \rightarrow b\bar{b})$ (patrz rozdz. 4.3.1) jest w pełni zgodny z przewidywaniami modelu standardowego.

4.1.2. Wyznaczanie parametrów macierzy CKM (Cabbibo, Kobayashi, Maskawa). Łamanie niezmienniczości CP

Na kilka lat przed odkryciem kwarku b, Kobayashi i Maskawa zasugerowali istnienie trzeciej rodziny fermionów w celu wyjaśnienia mechanizmu łamania niezmienniczości względem przekształcenia CP. Łamanie CP polega na asymetrii pomiędzy stanami fizycznymi, które przechodzą na siebie poprzez kolejne zastosowanie sprzężenia ładunkowego (zamiany cząstek na antycząstki) i operacji odbicia przestrzennego (zamiany cząstek lewoskrętnych na prawoskrętne). Łamanie CP objawia się tym, że stany sprzężone względem CP mają różne prawdopodobieństwa rozpadów do stanów własnych CP.

Efekt ten został zaobserwowany dla neutralnych mezonów dziwnych [10]. Istnienie trzeciej rodziny kwarków wymaga wprowadzenia unitarnej macierzy mieszania 3×3 , w której pojawia się zespolona faza odpowiedzialna za łamanie CP. Dzisiaj jesteśmy przekonani o istnieniu trzeciej generacji kwarków, ale parametry macierzy CKM nie są jeszcze wystarczająco dobrze znane. W szczególności dokładność określenia wielkości odpowiadającej za przejście ($b \rightarrow cW^-$) zależy od dokładności pomiarów szerokości hadronów b i ich czasów życia. Najbardziej

interesującym parametrem jest wyżej wspomniana faza odpowiedzialna za łamanie CP. Bezpośredni pomiar tej fazy nie jest możliwy w obecnie istniejących akceleratorach. Będzie to prawdopodobnie możliwe w LEP-ie przy wykorzystaniu spodziewanej w dalszej przyszłości statystyki kilkunastu milionów Z^0 i możliwości bardzo dokładnego pomiaru czasu lotu mezonów B.

4.2. Produkcja i detekcja hadronów b w LEP-ie

Ze względu na rezonansowy charakter zależności przekroju czynnego na reakcję $e^+e^- \rightarrow Z^0$ i silne sprzężenie Z^0 do pary $b\bar{b}$, żaden z istniejących akceleratorów e^+e^- nie produkuje tak dużej jak LEP liczby par kwark b – antykwark \bar{b} . Liczba bozonów Z^0 zarejestrowana w każdym z czterech detektorów w 1992 r. jest rzędu miliona (rozd. 1.3). Około 30% bozonów Z^0 rozpada się na pary lepton–antylepton, a 70% na hadrony. Z rozpadów Z^0 na hadrony ponad 20% pochodzi z produkcji par kwark b – antykwark \bar{b} . Odpowiada to ok. 150 tysiącom par $b\bar{b}$ zarejestrowanych w każdym detektorze w 1992 r.

Duża liczba przypadków, w których produkowane są hadrony b, jest silnym argumentem za prowadzeniem badań ich własności właśnie w LEP-ie. Spośród przypadków reakcji $e^+e^- \rightarrow Z^0 \rightarrow q\bar{q}$ należy wybrać te, w których powstają hadrony b.

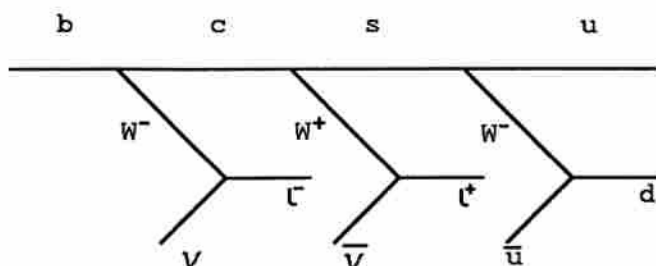
Doświadczalna procedura wyboru jest oparta na znajomości niektórych własności hadronów b. Wymieńmy kaskadowe rozpady, czas życia wystarczający na rozdzielenie wierzchołka pierwotnego i wierzchołka rozpadu, dużą masę hadronu b oraz wysokoenergetyczne widma leptonów powstających w ich rozpadach.

Rozpady kaskadowe kwarku b zachodzą przez przejście kwark b \rightarrow kwark c \rightarrow kwark s \rightarrow kwark u. W każdym akcie rozpadu kwarku b, c lub s emitowany jest wirtualny bozon W o odpowiednim znaku,⁶ który z kolei rozpada się na parę lepton–antylepton lub na parę kwark–antykwark. Schemat kaskadowego rozpadu kwarku b pokazuje rys. 11.

Często używanym sygnałem produkcji mezonu B (składającego się z kwarku b i lekkiego antykwarku) jest obecność wysokoenergetycznego leptonu pochodzącego z rozpadu wirtualnego bozonu W. Znak leptonu mówi o tym, czy obserwuje się rozpad mezonu B czy antymezonu \bar{B} .

Obecnie we wszystkich eksperymentach prowadzonych przy LEP-ie są zainstalowane detektory wierzchołka. Pozwalają one na znajdowanie i bardzo dokładną rekonstrukcję wierzchołków wtórnych pochodzących z bliskich rozpadów produkowanych cząstek, pośród których znajdują się hadrony b. Dzięki lorent-

⁶ Jest to cząstka o tych samych liczbach kwantowych co bozon pośredniczący W (patrz rozdz. 1.1), ale jej energia i pęd nie spełniają warunku $E^2 = c^2(p^2 + m_W^2 c^2)$.



Rys. 11. Schemat kaskadowego rozpadu kwarku b

zowskiemu wydłużeniu czasu, które wynika z dużej energii hadronów b w LEP-ie, średnia ich droga od punktu produkcji do punktu rozpadu wynosi 2-3 mm.

Detektor wierzchołka DELPHI (rozdz. 2.1) ma bardzo dobrą zdolność rozdzielczą i jako jedyny posiada trzy cylindryczne warstwy paskowych detektorów krzemowych. Ma to decydujące znaczenie dla końcowej precyzji pomiarów. W DELPHI efektywna dokładność wyznaczenia położenia punktu na torze wynosi $8 \mu\text{m}$. Wynikająca stąd dokładność położenia toru ekstrapolowanego do wierzchołka pierwotnego dochodzi do $20 \mu\text{m}$, a precyzja określenia położenia wierzchołka wtórnego, wzdłuż kierunku lotu rozpadającej się cząstki, wynosi średnio $200 \mu\text{m}$. Na oddzielenie wierzchołków wtórnych od pierwotnego ma również wpływ doskonała geometria wiązek w LEP-ie. Wymiary obszaru oddziaływania wiązek w płaszczyźnie prostopadłej do kierunku ruchu wiązek wynoszą $150 \mu\text{m}$ w płaszczyźnie zakrzywienia wiązek i $15 \mu\text{m}$ w kierunku do niej prostopadłym. Dla wyselekcjonowania hadronów b ważna jest identyfikacja hadronów, a w szczególności (ze względu na rozpady kaskadowe) identyfikacja naładowanych mezonów K. Z eksperymentów badających oddziaływania e^+e^- w LEP-ie tylko w DELPHI działa specjalny system identyfikacji naładowanych hadronów RICH (rozdz. 2.3). Pewną pomocą w identyfikacji cząstek jest pomiar jonizacji wywołanej przez cząstki w komorach projekcji czasowej. Zasadniczym elementem detektora używanym do selekcji rozpadów hadronów b, w których wirtualny bozon W rozpada się na lepton i neutrino, są kalorymetry elektromagnetyczne (patrz rozdz. 2.2) oraz detektory mionowe pozwalające na znalezienie leptonu znajdującego się w pęku innych cząstek.

Większość danych dotyczących fizyki kwarku b pochodzi z eksperymentów ARGUS i CLEO wykonanych przy pierścieniach akumulujących e^+e^- pracujących przy energiach w obszarze rezonansu $\Upsilon(4S)$ (stan związany $b\bar{b}$) o masie 10.58 GeV oraz z eksperymentów wykonywanych w obszarze masy Z^0 w LEP-ie.

W LEP-ie produkowane są wszystkie hadrony b w odróżnieniu od obszaru energii $\Upsilon(4S)$, gdzie występują jedynie dwa najbliższe mezony: B_d^0 i B_u^\pm .

4.3. Wyniki

Omówimy wyniki pomiarów stosunków rozgałęzień $Z^0 \rightarrow b\bar{b}$ oraz $b \rightarrow cW$, $W \rightarrow l\nu$, masy mezonu B_s^0 , czasów życia poszczególnych hadronów b oraz średniego czasu życia wszystkich występujących w rozpadzie Z^0 hadronów b , oscylacji neutralnych mezonów B oraz wyniki dotyczące barionów, w skład których wchodzi kwarki b .

4.3.1. Stosunki rozgałęzień

Stosunek rozgałęzienia Br dla danej cząstki (mierzony w %) definiujemy jako iloraz liczby rozpadów tej cząstki na dany stan końcowy i całkowitej liczby jej rozpadów.

Na przykładzie rozpadu $Z^0 \rightarrow b\bar{b}$ pokażemy związek między stosunkiem rozgałęzienia $Br(Z^0 \rightarrow b\bar{b})$ a szerokościami cząstkowymi:

$$Br(Z^0 \rightarrow b\bar{b}) = \frac{\Gamma(Z^0 \rightarrow b\bar{b})}{\Gamma(Z^0 \rightarrow \text{wszystkie kanały})} = \frac{Br(Z^0 \rightarrow \text{hadrony}) \Gamma(Z^0 \rightarrow b\bar{b})}{\Gamma(Z^0 \rightarrow \text{hadrony})}. \quad (11)$$

Liczba obserwowanych rozpadów hadronów b , N_b , produkowanych w reakcji $e^+e^- \rightarrow Z^0 \rightarrow b\bar{b}$ i obserwowanych w dowolnym kanale rozpadu hadron $b \rightarrow X$ jest równa

$$N_b = N Br(Z^0 \rightarrow b\bar{b}) Br(\text{hadron } b \rightarrow X) \epsilon(X), \quad (12)$$

gdzie N jest całkowitą liczbą przypadków $e^+e^- \rightarrow Z^0$, $Br(Z^0 \rightarrow b\bar{b})$ jest zdefiniowane przez (11), $Br(\text{hadron } b \rightarrow X)$ jest stosunkiem rozgałęzienia dla rozpadu hadronu b w kanale X ,⁷ $\epsilon(X)$ jest efektywnością selekcji kanału X . Efektywność jest na ogół wyznaczana z rachunków Monte Carlo.

Sygnalem rozpadu hadronu b może być wysokoenergetyczny lepton (elektron, mion lub tau). Liczba przypadków, w których hadron b rozpada się na lepton, dana jest przez

$$N(b \rightarrow \text{lepton}) = N Br(Z^0 \rightarrow b\bar{b}) Br(\text{hadron } b \rightarrow \text{lepton}) \epsilon(\text{lepton}). \quad (13)$$

Używając leptonu jako sygnału obecności hadronu b wyznacza się iloczyn $Br(Z^0 \rightarrow b\bar{b}) Br(\text{hadron } b \rightarrow \text{lepton})$. W eksperymencie DELPHI po raz pierwszy wyznaczono $Br(Z^0 \rightarrow b\bar{b})$ bezpośrednio, tzn. nie używając informacji o rozpadach hadronów b na leptony. Wykorzystano cechy charakteryzujące przypadki z

⁷ Zakładamy, że dla ciężkich kwarków ich stosunki rozgałęzień wyznaczają stosunki rozgałęzień cząstek, w skład których kwarki te wchodzi.

hadronami b, tzn. rozdzielenie wierzchołków rozpadów od punktu produkcji oraz dużą energię hadronów b.

Hadrony b są produkowane parami. Dlatego też dla dostatecznie dużej statystyki w próbce przypadków, w których potrafimy zidentyfikować cząstki pochodzące z rozpadu jednego hadronu b, możemy określić $\epsilon(X)$ dla rozpadu drugiego.

Analiza przypadków, w których obserwujemy jeden lub dwa wysokoenergetyczne leptony, pozwala na wyznaczenie $\text{Br}(\text{hadron } b \rightarrow \text{lepton})$ niezależnie od $\text{Br}(Z^0 \rightarrow b\bar{b})$.

Zamiast $\text{Br}(Z^0 \rightarrow b\bar{b})$ podaje się rzeczywiście mierzony stosunek $\text{Br}(Z^0 \rightarrow b\bar{b})/\text{Br}(Z^0 \rightarrow \text{hadrony})$, zapisywany zazwyczaj jako stosunek szerokości połówkowych Γ . Wielkość ta, na skutek znoszenia się kilku źródeł niepewności, jest obciążona mniejszym błędem systematycznym, tak doświadczalnym, jak i teoretycznym.

Aktualne wyniki DELPHI są następujące:

$$\begin{aligned}\Gamma_{Z^0 \rightarrow b\bar{b}}/\Gamma_{Z^0 \rightarrow \text{hadrony}} &= (21.6 \pm 0.6)\%, \\ \text{Br}(b \rightarrow cW, W \rightarrow l\nu) &= (9.7 \pm 0.4 \pm 0.7)\%.\end{aligned}$$

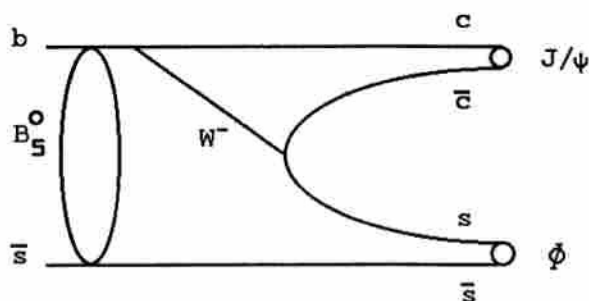
4.3.2. Pomiar masy mezonu B_s^0

W danych zebranych w 1991 r. zarejestrowano sygnał pochodzący od nie obserwowanego wcześniej mezonu B_s^0 (zawierającego kwarki \bar{b} i s), w kanale rozpadu $B_s^0 \rightarrow D_s^- l^+ \nu$, poprzez korelację leptonu i mezonu D_s o przeciwnych znakach. Na podstawie danych zebranych w 1992 r., w trzech eksperymentach przy LEP-ie, wykonano pierwszy, bezpośredni, dokładny pomiar masy mezonu B_s^0 poprzez całkowitą rekonstrukcję rozpadów B_s^0 .

Wartość masy B_s^0 wynosi:

$$\begin{aligned}(5372 \pm 5 \pm 3) \text{ MeV} & \quad \text{ALEPH;} \\ (5353 \pm 12 \pm 7) \text{ MeV} & \quad \text{DELPHI;} \\ (5372 \pm 70) \text{ MeV} & \quad \text{OPAL.}\end{aligned}$$

Mimo, jak na razie, bardzo ograniczonej liczby przypadków (w OPAL-u zaobserwowano pojedynczy przypadek $B_s^0 \rightarrow (J/\psi)\phi$ (rys. 12), w DELPHI kilka przypadków w różnych kanałach rozpadu), średnia wartość masy mezonu B_s^0 dla wszystkich detektorów LEP-u jest wyznaczona bardzo dobrze: $M_{B_s^0} = (5370 \pm 5) \text{ MeV}$ oraz $M_{B_s^0} - M_{B_c^0} = (91 \pm 6) \text{ MeV}$.



Rys. 12. Schemat rozpadu mezonu $B_s^0 \rightarrow (J/\psi)\phi$

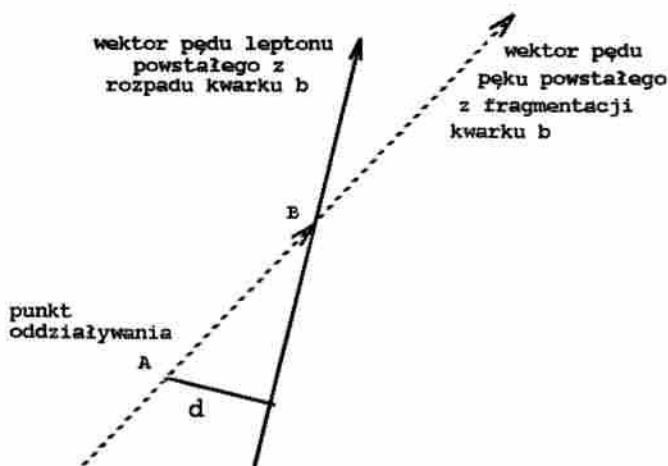
4.3.3. Pomiar czasów życia hadronów b

Oczekiwane czasy życia hadronów b są rzędu 1 ps, co przy prędkościach hadronów b produkowanych w LEP-ie odpowiada zasięgowi ok. 2 mm. Szereg dyskutowanych wcześniej czynników (rozdz. 2.1 oraz 4.2) umożliwia pomiar tak krótkich czasów przez precyzyjny pomiar bardzo niewielkich odległości w detektorach, których wymiary są rzędu 10 m.

Pomiaru czasów życia dokonuje się przez badanie rozkładu parametru zderzenia. Parametr zderzenia, w eksperymencie DELPHI, jest zdefiniowany w płaszczyźnie prostopadłej do kierunku ruchu wiązek e^+e^- (rys. 13). Inną metodą pomiaru czasu życia jest odtworzenie rozkładu czasu własnego przez rekonstrukcję wierzchołka rozpadu. Wierzchołek rozpadu może być wyznaczony przez wszystkie cząstki pochodzące z rozpadu hadronu b lub tylko niektóre z nich.

Rozkład parametru zderzenia pozwala na wyznaczenie średniego czasu życia przez porównanie rozkładu doświadczalnego z rozkładem otrzymanym przez symulację Monte Carlo, w której parametrem jest wyznaczany czas życia. Rozkład parametru zderzenia dla przypadków, w których nie ma cząstek o krótkich czasach życia, powinien być symetryczny wokół zera, o szerokości danej przez przestrzenną zdolność rozdzielczą detektora. Na rysunku 14 pokazano doświadczalny rozkład parametru zderzenia dla przypadków z mionem o pędzie powyżej 3 GeV/c. Za część rozkładu po stronie ujemnych wartości parametru zderzenia odpowiada detektor, po stronie dodatnich wartości parametru zderzenia obserwowane jest poszerzenie rozkładu związane z obecnością hadronów b.

Rekonstrukcja wierzchołka rozpadu służy do pomiaru czasów życia poszczególnych hadronów b. Hadrony b można wyróżnić na podstawie charakterystycznych korelacji przestrzennych leptonu z mezonami D lub leptonu z barionami. Statystyki całkowicie zrekonstruowanych hadronów b są, jak na razie, bardzo ubogie.



Parametr zderzenia, d ,
 ma wartość dodatnią, gdy zwrot wektora AB
 jest taki sam jak zwrot wektora pędu pędu

Rys. 13. Definicja parametru zderzenia w płaszczyźnie prostopadłej do kierunku ruchu wiązki

Rekonstrukcja wierzchołków wtórnych połączona z oceną ładunku poprzez sumę ładunków cząstek wtórnych pozwala na odróżnienie neutralnych i naładowanych hadronów b i na określenie czasów życia najczęściej występujących mezonów B_d^0 i B^\pm .

Badania te można podsumować podając wyniki pomiarów czasu życia hadronów b w DELPHI:

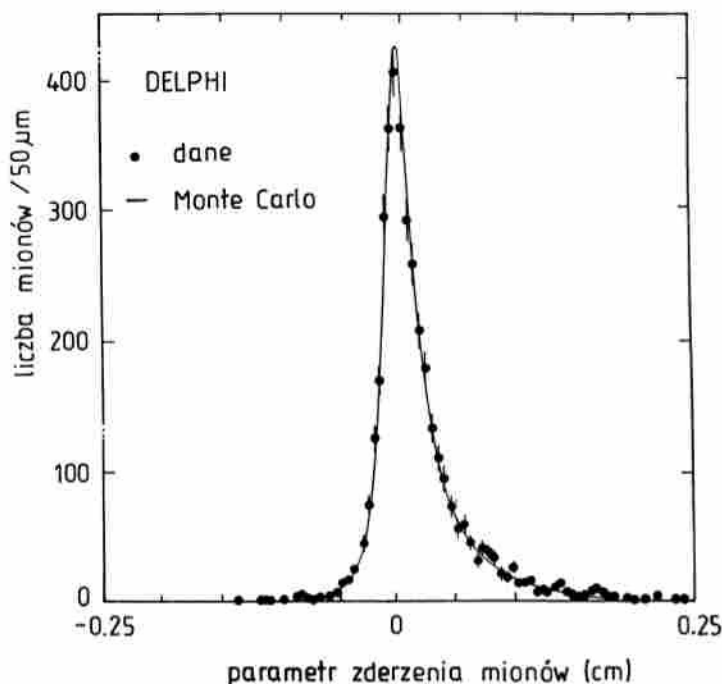
$$\langle \tau_b \rangle = (1.39 \pm 0.03 \pm 0.05) \text{ ps},$$

$$\tau_{B^\pm} = (1.56 \pm 0.20 \pm 0.14) \text{ ps},$$

$$\tau_{B^\pm} / \tau_{B_d^0} = 1.01_{-0.22}^{+0.29} \pm 0.14,$$

$$\tau_{B_d^0} = (1.0 \pm 0.3) \text{ ps},$$

$$\tau_{\Lambda_b^0} = (1.04_{-0.38}^{+0.48} \pm 0.09) \text{ ps}.$$



Rys. 14. Obserwowany w detektorze DELPHI rozkład parametru zderzenia dla przypadków z energetycznym mionem. Dane pokazane są jako punkty, przewidywania Monte Carlo – jako ciągła krzywa

4.3.4. Bariony b

Własności barionów zawierających kwarki b są słabo znane, ponieważ liczba obserwowanych przypadków ich rozpadu jest znikoma.

Średni czas życia barionów b został zmierzony przy wykorzystaniu przestrzennej korelacji leptonu z barionem o liczbie barionowej przeciwnego znaku niż ładunek leptonu. Najłatwiejszym dla obserwacji rozpadu barionu b jest kanał, w którym lepton jest skorelowany z hiperonem Λ^0 – najbliższym barionem zawierającym kwark s. Kwark s obecny w Λ^0 pochodzi na ogół z kaskadowego rozpadu $b \rightarrow c \rightarrow s$. Hiperon Λ^0 może pochodzić z rozpadów różnych barionów b, w tym z najbliższego, Λ_b^0 , o składzie kwarkowym bsu. Hiperon Λ^0 jest łatwy do identyfikacji poprzez rozpad na proton i pion. Zasięg hiperonu Λ^0 pochodzącego z rozpadu $\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda_c^+ \rightarrow \Lambda^0$ wynosi w detektorze od kilku do kilkudziesięciu centymetrów. Stosunek rozgałęzienia $\Lambda_c^+ \rightarrow \Lambda^0$ jest duży i wynosi ok. 50%.

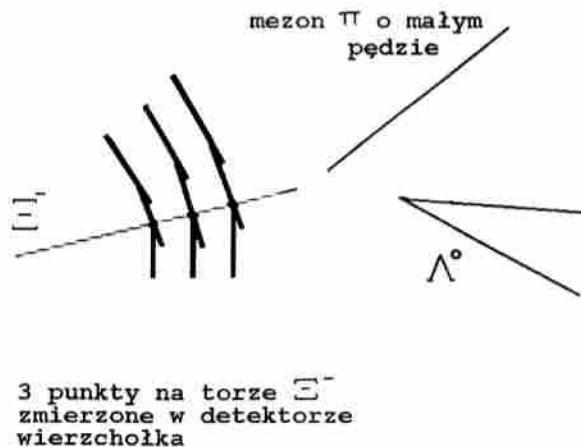
Korelacja przestrzenna barionów Λ_c^+ z ujemnymi leptonami jest również dobrym znakiem obecności barionu Λ_b^0 . Rekonstrukcja najbliższego z barionów zawierających kwark c, Λ_c^+ , jest trudna ze względu na bardzo małe stosunki

rozgałęzień w poszczególnych kanałach, z których największy wynosi 4%. Dla rekonstrukcji Λ_c^+ wykorzystuje się kanał rozpadu na trzy cząstki naładowane, $\Lambda_c^+ \rightarrow$ proton + mezon K + mezon pi.

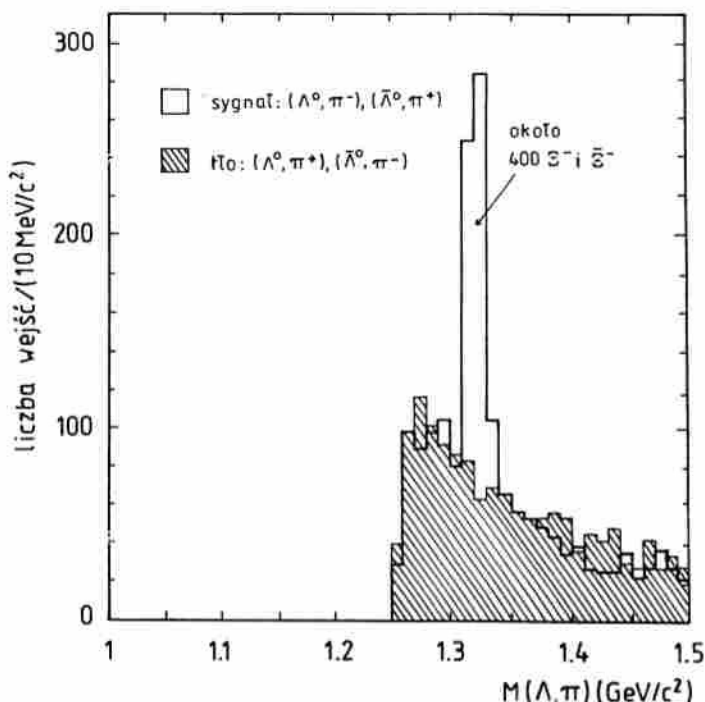
W porównaniu z innymi eksperymentami DELPHI ma dodatkowy atut: możliwość identyfikacji protonów w RICH-u. Niepewność pomiaru czasu życia barionów b wybranych na podstawie identyfikacji protonów jest taka sama jak wybranych przez rekonstrukcję hiperonów Λ^0 , ale użyta statystyka jest o rząd wielkości mniejsza.

Jako ostatnią analizę dotyczącą barionów b chcielibyśmy opisać wyodrębnienie sygnału świadczącego o produkcji barionu zawierającego jednocześnie kwarki b i s. Sygnaturą jest przestrzenna korelacja ujemnego leptonu i barionu Ξ^- (o składzie dss). Zaobserwowanie sygnału jest możliwe dzięki specjalnej procedurze identyfikacji wykorzystującej ślad Ξ^- w detektorze wierzchołka. Wykorzystywana jest obecność trzech warstw płytek krzemowych, co istotnie zmniejsza tło kombinatoryczne.

Schemat rekonstrukcji Ξ^- przedstawia rys. 15. Rozkład masy $\Lambda\pi$ dla sygnału i tła pokazuje rys. 16. Sygnał Ξ^- jest dobrze widoczny. Dane na rys. 17 pokazują, że sygnał Ξ^- (Ξ^-) jest widoczny w przypadkach z leptonem o znaku ujemnym (dodatnim) i nie jest obserwowany w przypadkach z leptonem o znaku dodatnim (ujemnym).



Rys. 15. Schemat rekonstrukcji Ξ^-



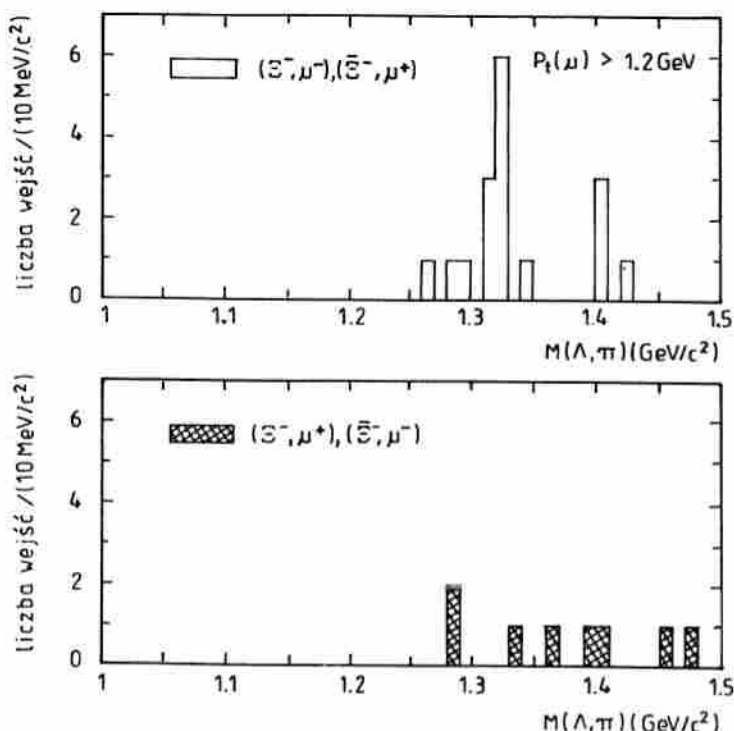
Rys. 16. Rozkład masy $\Lambda\pi$ dla sygnału i tła. Na osi pionowej zaznaczono liczbę kombinacji („wejść”) $\Lambda\pi$ obserwowanych w eksperymencie

4.3.5. Mieszanie $B_s^0 \leftrightarrow \bar{B}_s^0$

Bardzo interesujący z teoretycznego punktu widzenia jest pomiar częstości oscylacji $B_s^0 \leftrightarrow \bar{B}_s^0$. Pomiar ten należy do najtrudniejszych ze względu na niezwykle krótki okres tej oscylacji. Teoretyczne oszacowania wskazują, że jest on co najmniej kilka razy krótszy od czasu życia \bar{B}_s^0 .

Przed eksperymentatorami planującymi pomiar oscylacji stoją dwa zasadnicze wyzwania: uzyskanie jak najlepszej energetycznej i przestrzennej zdolności rozdzielczej i maksymalnej efektywności selekcji. W oczekiwaniu na statystykę rzędu kilku milionów Z^0 prowadzone są prace nad optymalizacją tych wielkości.

Dokładność rekonstrukcji zasięgu B_s^0 wynosi 10%. Praktycznie nie można jej poprawić bez zmniejszenia średnicy wewnętrznego cylindra detektora wierzchołka, ponieważ decydujące znaczenie dla dokładności wyznaczenia zasięgu ma odległość, w jakiej dokonujemy pomiaru pierwszego punktu na torze. Zmniejszenie średnicy wewnętrznej detektora wierzchołka jest niemożliwe bez zmniejszenia średnicy rury próżniowej. Badania nad konsekwencjami takiej operacji są intensywnie prowadzone przez członków DELPHI razem z przedstawicielami pozosta-



Rys. 17. Sygnał Ξ^- skorelowany przestrzennie z leptonami o tym samym znaku oraz skorelowany przestrzennie z leptonami o przeciwnym znaku. Na osi pionowej zaznaczono liczbę kombinacji „wejść” $\Lambda\pi$ obserwowanych w eksperymencie

łych eksperymentów i ekspertów LEP-u.

Niemniej jednak obecnie uzyskiwana dokładność jest na tyle dobra, że dokładność pomiaru energii B_s^0 staje się parametrem o decydującym znaczeniu. Przy okazji pomiarów czasów życia została opracowana metoda określania energii niecałkowicie zrekonstruowanych mezonów B z dokładnością 12%.

Dokładność pomiaru energii całkowicie zrekonstruowanych mezonów B jest o rząd wielkości lepsza, ale wtedy maleje efektywność metody. Przy pomiarach oscylacji konieczne jest określenie, z jakim stanem początkowym mieliśmy do czynienia. Zazwyczaj używa się znaku leptonu o dużej energii powstałego z rozpadu drugiego z wytworzonych przez rozpad Z^0 hadronów b. Największa efektywność jest tylko rzędu 10%. Tutaj dochodzimy do kolejnego atutu DELPHI. Wyjątkowa zdolność identyfikacji hadronów zwiększa efektywność selekcji.

W przypadku dobrej identyfikacji naładowanych kaonów można dodatkowo wzbogacić próbkę nawet o 30%. Do oznaczania stanu początkowego, ze względu na zachowanie dziwności w oddziaływaniach silnych, można użyć szybkich kaonów

obecnych w tym samym pęku co B_s^0 .

Należy dodać, że w trakcie opracowania jest pomiar częstości oscylacji $B_d^0 \leftrightarrow \bar{B}_d^0$ (możliwy już do przeprowadzenia ze względu na czterokrotnie większą liczbę produkowanych mezonów i okres oscylacji porównywalny z czasem życia), który może być traktowany jako sprawdzenie możliwości detektora w tego typu badaniach.

5. Poszukiwanie nowych cząstek

Uruchomienie nowego akceleratora o parametrach lepszych od istniejących pozwala oczekiwać, że przy jego pomocy jesteśmy w stanie wytworzyć i zarejestrować cząstki dotychczas nie obserwowane. Rozliczne teorie wskazują na możliwość występowania w przyrodzie wielu nowych cząstek. Postulowane twory są albo naturalnym rozszerzeniem zbioru cząstek już znanych, albo cząstkami zupełnie nowego rodzaju. Do pierwszej klasy zaliczają się kolejne, zapewne jeszcze cięższe, leptony naładowane, kwarki, ciężkie neutrino oraz wzbudzone stany znanych leptonów i kwarków. Przykładem cząstek nowego typu, zasadniczo różnych od dotychczas obserwowanych, są cząstki „supersymetryczne” czy też „leptokwarki”.

Jednakże spośród wszystkich cząstek, których istnienie postuluje współczesna fizyka, najbardziej poszukiwany jest tzw. bozon Higgsa. Odgrywa on niezmiernie ważną rolę w zrozumieniu własności elementarnych ziaren materii – kwarków i leptonów. Jak wiemy, cząstki te posiadają masy znacznie różniące się między sobą. Na przykład, najcięższy z zaobserwowanych kwarków, kwark b, ma masę 10 tysięcy razy większą od masy elektronu. Bozony pośredniczące słabych oddziaływań W^\pm i Z^0 są obdarzone masą 80–90 GeV/c², a „bozon pośredniczący” oddziaływań elektromagnetycznych, foton, jest bezmasowy. Co powoduje, że masy cząstek są tak bardzo różne? Aby to wyjaśnić wysunięto hipotezę, że przestrzeń jest wypełniona polem, tzw. polem Higgsa, z którym oddziałują cząstki obdarzone masą. Im silniejsze jest to oddziaływanie tym większą masę ma oddziałująca cząstka. Jest to jednak typowe tłumaczenie „nieznanego przez nieznanego”. Zamiast dowolnych, znikąd nie wynikających wielkości mas cząstek wprowadza się nie wynikające z głębszych zasad stałe ich oddziaływania z postulowanym polem. Postulat ten więc nic nie wyjaśnia, chyba że ... pole Higgsa naprawdę istnieje. Aby to udowodnić należy wykazać, że istnieją kwanty tego pola, nazwane „bozonami Higgsa” – H^0 . Odkrycie takiego bozonu oznaczałoby olbrzymi postęp w poszukiwaniu odpowiedzi na pytanie, dlaczego cząstki mają masę i co powoduje, że masy cząstek przyjmują różne wartości.

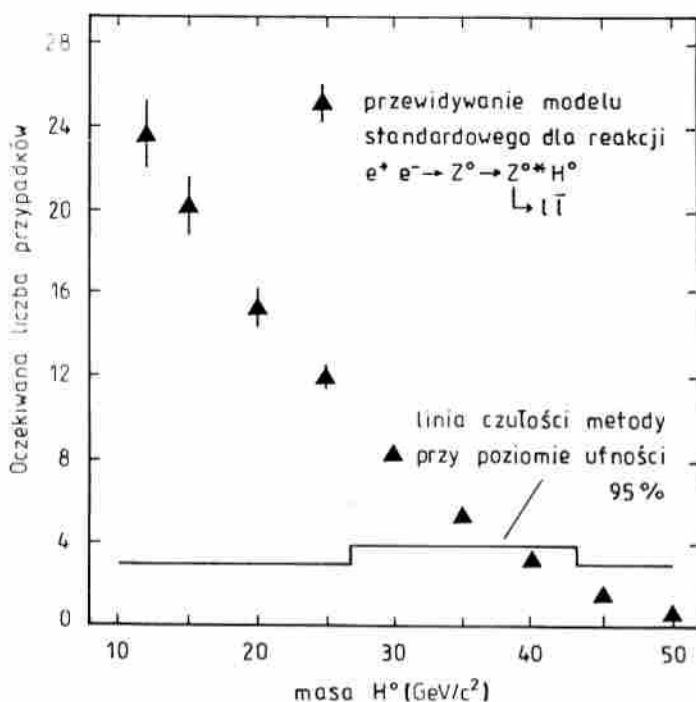
Jednym z obiecujących źródeł, które może emitować kwanty pola Higgsa, są

rozpadu bozonów Z^0 , o ile tylko masa kwantu na to pozwala. Bozon Z^0 , który ma bardzo dużą masę, musi silnie oddziaływać z tym polem. Rozpadając się powinien więc chętnie emitować kwanty tego pola. Może zatem zachodzić rozpad $Z^0 \rightarrow Z^{0*} + H^0$, w którym powstaje kwant pola Higgosa H^0 oraz wirtualna cząstka Z^{0*} . Cząstka ta może być obserwowana jako para fermion-antyfermion. Towarzyszący jej kwant H^0 rozpada się również w ten sam sposób, z tym, że silnie preferowany jest jego rozpad na parę najcięższych z możliwych fermionów czyli na kwark i antykwark \bar{b} . Wirtualna cząstka Z^{0*} może rozpadać się na dowolne pary fermion-antyfermion, gdzie fermionami tymi mogą być leptony lub kwarki. Kwarki jednak nie są obserwowane jako oddzielne cząstki, lecz jako strumienie powstających z nich hadronów – tzw. pęki. Z tego powodu łatwiejsze do poszukiwań kwantów pola Higgosa są rozpad Z^{0*} na pary e^+e^- , $\mu^+\mu^-$, $\tau^+\tau^-$, a nawet $\nu\bar{\nu}$. Należy więc poszukiwać takich zderzeń, w wyniku których powstaje para lepton-antylepton o nieustalonej masie, gdyż powstaje ona z rozpadu cząstki wirtualnej Z^{0*} , oraz para kwark-antkwark \bar{b} , której masa jest równa masie H^0 .

Model standardowy pozwala przewidzieć wielkość przekroju czynnego na produkcję bozonu H^0 oraz prawdopodobieństwo jego rozpadu na daną parę fermionową. Wiemy więc, ile takich zdarzeń powinniśmy obserwować wśród zderzeń zarejestrowanych w detektorze, po uwzględnieniu jego efektywności. Liczba oczekiwanych zdarzeń z zarejestrowanym bozonem H^0 zależy od jego masy i jest pokazana dla detektora DELPHI i danych zarejestrowanych w 1990 r. zawierających 119 tys. rozpadów Z^0 na hadrony (rys. 18 [11]). Z rysunku 18 wynika, że liczba oczekiwanych bozonów H^0 przewyższa tło dla mas poniżej 38 GeV/c². Ponieważ nie zaobserwowano żadnej nadwyżki zdarzeń, które można by uważać za reakcję tworzenia H^0 , należy uznać, że bozon ten (o ile istnieje) ma masę większą od tej wartości.

Rozważane dotychczas pole Higgosa z jednym tylko rodzajem elektrycznie obojętnych kwantów tego pola H^0 jest najprostszą realizacją hipotezy o nadawaniu mas cząstkom przez oddziaływanie ich z wypełniającym przestrzeń polem. Nie wykluczone, że rzeczywistość jest bardziej złożona. Teoria znana jako Minimalny Supersymetryczny Model Standardowy (MSSM) wprowadza pięć różnych kwantów pola Higgosa: H^+ , H^- , h^0 , H^0 i A^0 . Produkcja neutralnych cząstek Higgosa może zachodzić najłatwiej przez następujące dwie reakcje: $e^+e^- \rightarrow h^0 Z^{0*}$ lub $e^+e^- \rightarrow h^0 A^0$.

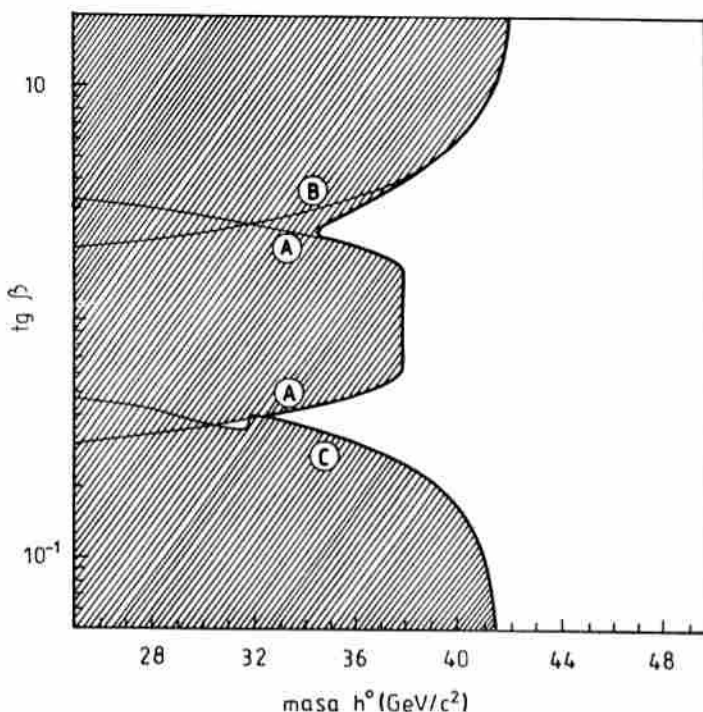
Obydwa kwanty, h^0 i A^0 , rozpadają się przede wszystkim na najcięższe fermiony: $\tau^+\tau^-$, $c\bar{c}$, $b\bar{b}$, jednakże względne prawdopodobieństwa rozpadu zależą od parametru $\tan\beta$ występującego w teorii MSSM. Negatywny wynik poszukiwania standardowej cząstki Higgosa H^0 wyklucza również istnienie kwantów h^0 i A^0 o masach poniżej 38 GeV/c², gdy wartość $\tan\beta$ jest bliska jedności. Dla wartości



Rys. 18. Zależność liczby przypadków reakcji $e^+e^- \rightarrow Z^0 \rightarrow H^0 Z_s^0, Z_s^0 \rightarrow l^+l^-$ od masy bozonu Higgsa H^0 przewidywanych przez model standardowy w detektorze DELPHI (trójkąty). Linia ciągłą pokazano krzywą czułości metody

$tg \beta$ znacznie większych, dominującym rozpadem kwantów h^0 i A^0 jest rozpad na $\tau^+\tau^-$. Poszukiwania takich rozpadów, również zakończone wynikiem negatywnym, wykluczyły istnienie tych kwantów z masami poniżej $34 GeV/c^2$. Wartości parametru $tg \beta$ poniżej 0.4 faworyzowałyby rozpady poszukiwanych cząstek na parę ciężkich kwarków. Prowadziłoby to do zaobserwowania zderzeń, w których powstają cztery pęki, ponieważ każda z cząstek h^0 i A^0 rozpadając się na ciężki kwark i antykwark byłaby rejestrowana jako dwa pęki. I w tym wypadku poszukiwania przyniosły rezultat negatywny. Jeżeli cząstki te istnieją a wartość $tg \beta$ jest niewielka, to ich masa musi przewyższać $32 GeV/c^2$. Ograniczenia otrzymane na wielkość masy cząstki h^0 , m_{h^0} , w zależności od wartości parametru $tg \beta$ są pokazane na rys. 19 [11].

Negatywne wyniki dotychczasowych poszukiwań bozonu(ów) Higgsa nie oznaczają, że hipoteza o istnieniu pola nadającego masy cząstkom jest nieprawdziwa. Doświadczalne zweryfikowanie jej pozostaje jednym z najistotniejszych problemów fizyki cząstek. Niestety okazuje się, że kwanty poszukiwanego pola, o



Rys. 19. Obszar zacieniowany pokazuje dla danej wartości $\text{tg } \beta$ wartości masy h^0 , m_{h^0} , wykluczone przez eksperyment. Kontur (A) uzyskano z poszukiwań standardowej cząstki Higgsa H^0 , kontur (B) z poszukiwań rozpadów h^0 lub A^0 na $\tau^+\tau^-$, a kontur (C) z poszukiwań rozpadów h^0 lub A^0 na 4 pęki

ile ono istnieje, mają masę większą niż 30–40 GeV/c^2 i na razie są niedostępne obserwacji.

6. Podsumowanie

W ciągu czterech lat działania LEP-u, zespół DELPHI opublikował 61 artykułów.

Dotychczasowe wyniki osiągnięte w badaniach prowadzonych w LEP-ie pozwalają na stwierdzenie, że przewidywania modelu standardowego zostały potwierdzone z bardzo dużą precyzją. Wyniki nie pozostawiają miejsca na „nową fizykę”, tzn. nie stwierdzono odstępstw od przewidywań modelu standardowego.

Zmierzono liczbę rodzajów neutrin. Wynosi ona trzy.

Nie znaleziono dawno już oczekiwanego kwarku t . Analiza danych prowadzona w ramach modelu standardowego pozwala na podanie z dobrą dokład-

nością wartości jego masy. Nowe doświadczenia (Tevatron, LHC) zweryfikują te przewidywania.

Nie znaleziono dawno już oczekiwanego bozonu Higgsa, nie ma jednak ostatecznego dowodu, że jest to jedyny mechanizm nadawania mas cząstkom.

Zarówno akcelerator LEP jak i pracujące przy nim detektory osiągnęły dużą stabilność pracy. Osiągnięta została również doskonała kontrola błędów systematycznych.

7. Skład zespołu DELPHI-Polska

J. Błocki^a, P. Brückman de Renstrom^b, A. Budziak^b, A. Czermak^b, W. Duliński^b, K. Doroba^a, K. Gałuszka^b, R. Gokieli^c, M. Górski^c, Z. Hajduk^b, T. Hofmokl^a, P. Jałocha^b, W. Janczur^b, M. Kajetanowicz^b, P. Kapusta^b, B. Kisielewski^b, J. Knapik^b, K. Korcyl^b, J. Królikowski^a, W. Krupiński^b, W. Kucewicz^d, M. Lemler^b, T. Lesiak^b, M. Lewandowski^a, A. Lipniacka-Wesołowska^a, J. Michałowski^b, B. Muryn^e, A. Nawrot^c, K. Pakoński^b, H. Pałka^b, G. Polok^b, K. Rybicki^b, C. Sobczyński^a, R. Sosnowski^c, M. Stodulski^b, M. Szczekowski^c, M. Szeptycka^c, P. Szymański^c, M. Turała^b, M. Witek^b, A. Zalewska^b, P. Zalewski^c.

Wyrażamy gorące podziękowanie pracownikom technicznym naszych Instytutów: A. Adamskiemu, W. Apostolskiemu, T. Balcerzakowi, K. Brzozowskiemu, M. Dąbrowskiej, M. Despetowi, A. Florkowi, B. Florkowi, T. Gdańskiemu, R. Jaworskiemu, K. Kasperowiczowej, T. Marszałowi, A. Palecie, M. Pazdanowskiej, Z. Rosiowi, M. Sobocińskiej, Z. Stopie, A. Strączkowi, M. Strękowi, T. Szczepankowskiemu, J. Węgrzynowi i E. Wiśniewskiej. Ich głębokie zaangażowanie miało zasadnicze znaczenie dla roli jaką odegrały polskie zespoły przy konstrukcji detektora DELPHI.

Zespół DELPHI-Polska pragnie podziękować również Komitetowi Badań Naukowych za sfinansowanie znacznej części omówionych prac w ramach grantów nr 2 0963 91 01 i 2 0252 91 01.

^aInstytut Fizyki Doświadczalnej im. S. Pieńkowskiego, Uniwersytet Warszawski.

^bInstytut Fizyki Jądrowej im. H. Niewodniczańskiego w Krakowie.

^cInstytut Problemów Jądrowych im. A. Sołtana w Warszawie.

^dInstytut Elektroniki AGH w Krakowie.

^eInstytut Fizyki i Techniki Jądrowej AGH w Krakowie.

Literatura

- [1] G. 't Hooft, *Postępy Fizyki* **34**, 19 (1983); S.L. Glashow, *Postępy Fizyki* **32**, 49 (1981); S. Weinberg, *Postępy Fizyki* **32**, 135 (1981); A. Salam, *Postępy Fizyki* **32**, 361 (1981).
- [2] S. van der Meer, *Postępy Fizyki* **37**, 127 (1986); C. Rubbia, *Postępy Fizyki* **37**, 23 (1986).
- [3] J.P. Koutchouk, *Les Rencontres de Moriond*, marzec 1992; S. Myers, *Conclusions of the Third LEP Performance Workshop*, preprint CERN SL/93-08.
- [4] P. Aarnio i in., *Nucl. Instrum. Methods* **A303**, 233 (1991).
- [5] N. Bingenfors i in., *Nucl. Instrum. Methods* **A328**, 447 (1993).
- [6] M. Pepe-Altarelli, *Les Rencontres de Physique de la Vallée d'Aosta*, marzec 1993, preprint INFN-LNF 93/019(p).
- [7] P. Abreu i in., *Nucl. Phys.* **B367**, 511 (1991).
- [8] Zespoły: Aleph, Delphi, L3 i Opal, *Phys. Lett.* **276B**, 247 (1992).
- [9] Zespoły: Aleph, Delphi, L3 i Opal, preprint CERN-PPE/93-53.
- [10] J.W. Cronin, *Postępy Fizyki* **33**, 149 (1982); V.L. Fitch, *Postępy Fizyki* **33**, 29 (1982).
- [11] P. Abreu i in., *Nucl. Phys.* **B373**, 3 (1992).

RÓŻNE

David Deutsch

*Mathematical Institute
Oxford University
Oxford, Wielka Brytania*

Komputery kwantowe*

Quantum computation

Abstract: Harness the full power of quantum mechanics in a computer and some problems could be solved more efficiently. But the implications also extend to philosophy, logic, consciousness and the formulation of new physical theories.

W miarę jak komputery stają się coraz szybsze, muszą stawać się też mniejsze ze względu na skończoną prędkość światła. Historia technologii komputerowych zawiera wiele zmian typów praktycznej realizacji: od kół zębatych do przekaźników, lamp elektronowych, tranzystorów, układów scalonych itd. Następnym krokiem będzie zejście do skali molekularnej – poziomu kwantowego. Teoria kwantowa jest już obecnie ważna w projektowaniu elementów elektronicznych. Ale wkrótce konieczne będzie jej wykorzystanie, a nie tylko wzięcie pod uwagę, aby zapewnić funkcjonowanie elementów elektronicznych.

W trywialnym sensie wszystkie komputery są już komputerami kwantowymi i zjawiska kwantowe, takie jak tunelowanie, wykorzystane są do osiągnięcia celów,

*Artykuł, opublikowany w *Physics World* 5, nr 6, 57 (1992), został przetłumaczony za zgodą Autora i Wydawcy [Translated with permission. Copyright ©1992 IOP Publishing Ltd.] (przyp. Red.).

które można uzyskać, choć mniej wygodnie, za pomocą metod klasycznych. Ale prawdziwie kwantowe komputery będą mogły wykonywać zadania, które byłyby niemożliwe bez efektów kwantowych.

Tunelowanie i kwantyzacja nie są niczym istotnie nowym z punktu widzenia komputerów. Kwantowy indeterminizm pozwala na generację prawdziwie przypadkowych liczb, a nie tylko kwazi-przypadkowych uzyskiwanych z klasycznych programów, jednakże komplementarność, nielokalność i kwantowa interferencja – zjawiska nazywane łącznie kolektywnymi efektami kwantowymi – pozwalają na zupełnie nowe rodzaje obliczeń. Komplementarność (tj. zasadę nieoznaczoności) wykorzystał niedawno Charles Bennett ze współpracownikami z IBM T.J. Watson Research Center w Yorktown Heights, stan Nowy Jork, do opracowania nowego rodzaju szyfrowania, nazwanego szyfrowaniem kwantowym z jawnym kluczem (ang. Quantum Public Key Distribution), który nie mógłby być zastosowany przez żaden istniejący komputer. Nielokalność (występowanie korelacji statystycznych pomiędzy układami kwantowymi, które przestały oddziaływać – i mogą być bardzo odległe – które mogą być większe niż korelacje dozwolone przez jakąkolwiek teorię klasyczną) i interferencja były stwierdzone i badane w laboratoriach, ale nie uzyskano nad nimi na tyle kontroli, aby wykorzystać je w komputerach kwantowych.

Interferencja kwantowa jest wynikiem znanej zasady superpozycji – funkcja falowa układu jest liniową kombinacją funkcji falowych poszczególnych stanów układu (to znaczy stanów własnych). Z punktu widzenia komputerów oznacza to, że bity pamięci o stanach „0” i „1” mogą być też w stanie „spójnej kwantowej superpozycji” stanów „0” i „1”. Ewolucja czasowa stanu jest rządzona jedynie przez hamiltonian układu (poprzez zależne od czasu równanie Schrödingera), a nie przez żaden inny hamiltonian.

Spójne zjawiska kwantowe nie mogą zachodzić w układzie podlegającym pomiarowi, ani innym podobnym do pomiaru oddziaływaniom z zewnętrznym otoczeniem. Ponieważ przypadkowe oddziaływania z pobliskimi atomami są na ogół „podobne do pomiarów”, jedynie dobrze izolowane układy mogą zachowywać się spójnie. Ten typ izolowania nie jest tym, czego oczekujemy. Jeśli układ jest zaburzony przez zewnętrzne otoczenie, to zachowa on swoją spójność; lecz jeśli zewnętrzny świat jest mierzalnie zaburzony przez spójny układ, spójność jest natychmiastowo i nieodwracalnie stracona.

Obecnie spójność jest łatwa do otrzymania w prostych układach, takich jak pojedyncze fotony czy spiny atomowe, a niektóre grupy badawcze twierdzą, że osiągnęły spójność w prądach w nadprzewodnikach. Komputery kwantowe jednak będą wymagały układów, które również będą łącznie pozostawały spójne podczas oddziaływań między sobą w zadany sposób. Takie układy być może będą

wykonane z materiałów o nieliniowości optycznej tak dużej, że będą mogły być uruchomione za pomocą jednego fotonu. Upłynie jednak nieco czasu, zanim takie materiały staną się technicznie osiągalne.

Praktyczne komputery kwantowe będą prawdopodobnie pracowały w układzie dwójkowym, z bankami pamięci składającymi się z dużych macierzy bitów, każdy składający się z układu kwantowego o dwóch stanach. Jeden stan odpowiadać będzie „1”, lub .PRAWDA., drugi zaś odpowiadać będzie „0” lub .FAŁSZ.. Są to analogie z klasycznymi stanami (stanami Turinga). Ale każdy bit, albo cała pamięć, będzie mogła znaleźć się w stanie spójnej superpozycji stanów Turinga.

Komputery uniwersalne

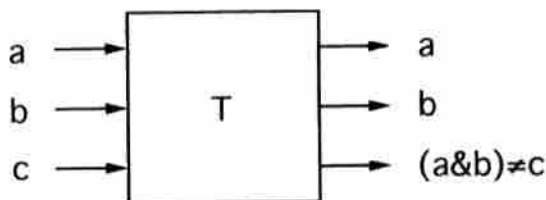
Z punktu widzenia matematyki wszystkie istniejące komputery mogą wykonywać dokładnie te same zadania obliczeniowe. Może to być zdumiewające dla czytelników, którzy właśnie wydali pieniądze na nowy komputer tylko dlatego, że może on wykonywać zadania, których poprzedni nie mógł. Ale te możliwości prowadzą się do większej szybkości lub pamięci, lub wygodniejszych urządzeń wejścia-wyjścia, nie jest to nic fundamentalnego.

Jest faktem, że każdy komputer ogólnego zastosowania można zaprogramować tak, by przewidywał, co może zrobić inny komputer. Może to trwać dłużej, wymagać więcej pamięci, ale w końcu dojdzie się do tego samego wyniku. Jest to podstawa teorii obliczeń sformułowanej pół wieku temu przez Alana Turinga i innych. Turing stwierdził, że niezmiernie prosty model komputera (Uniwersalna Maszyna Turinga) można zaprogramować tak, by wykonywał każdą operację, która „w naturalny sposób może być uznana za obliczalną” – hipoteza Churcha-Turinga. Tutaj interpretujemy tę hipotezę jako nową zasadę fizyki, zasadę Churcha-Turinga – „Istnieje (lub może być zbudowany) uniwersalny komputer, zaprogramowany do wykonania zadania obliczeniowego, które może być wykonane przez dowolny obiekt fizyczny”. Dziś wszystkie komputery ogólnego zastosowania są, w efekcie, realizacją Uniwersalnej Maszyny Turinga i są w tym sensie uniwersalne.

Jest ironią, że większość wczesnych prac o kwantowej teorii obliczeń koncentrowała się na odkryciu, czy mechanika kwantowa nakłada fundamentalne ograniczenia na moc maszyn liczących. Obecnie przyjmuje się, że prawa fizyki nie nakładają absolutnie żadnych ograniczeń na szybkość, niezawodność ani pojemność pamięci maszyn liczących. Jednakże, jeśli komputer ma pracować dowolnie szybko, musi być on odwracalny (to znaczy musi być zbudowany z elementów, których stan na wyjściu może być jednoznacznie wyznaczony z warunków na

wejściu. Jest tak dlatego, że obliczenia nieodwracalne oznaczają stratę informacji (którą można związać z energią) i istnieją ograniczenia termodynamiczne na ilość energii, którą układ może oddać w postaci ciepła.

Komputery wykorzystujące konwencjonalne układy logiczne są nieodwracalne. Na przykład sygnał wejściowy bramki .ORAZ. nie może być wyznaczony z sygnału wyjściowego; jeśli sygnał wyjściowy jest FAŁSZ to sygnał wejściowy mógł być FAŁSZ/FAŁSZ, FAŁSZ/PRAWDA lub PRAWDA/FAŁSZ. Najlepiej znaną odwracalną bramką logiczną jest bramka .NIE. – jeśli sygnał wyjściowy jest FAŁSZ, to sygnał na wejściu musiał być PRAWDA i na odwrót. Dopiero w 1976 r. Charles Bennett udowodnił, że komputer uniwersalny może być zbudowany całkowicie z elementów odwracalnych, i że programy komputerowe nie są znacząco spowolnione jeśli przetłumaczone zostaną na elementarne operacje odwracalne. Później Tommaso Toffoli z MIT zaprojektował odwracalną bramkę logiczną (rys. 1), która jest uniwersalna w tym sensie, że każdy klasyczny komputer może być zbudowany z takich bramek.



Rys. 1. Bramka Toffoliego. Ten element jest odwracalny i uniwersalny

Odkrycie komputerów kwantowych

Fizycy pracujący nad podstawami teorii kwantowych zrozumieli wtedy, że komputer mogący wykorzystać efekty kwantowe, będąc daleki od ograniczeń wynikających z porównania z maszyną Turinga, będzie mógł wykonywać inne możliwe rodzaje zadań (tab. 1). Richard Feynman pokazał jak prosta klasa „uniwersalnych kwantowych symulatorów” może naśladować zachowanie dowolnego obiektu fizycznego. David Albert z University of South Carolina, podczas prac nad zaawansowanymi problemami teorii pomiaru pokazał, że kwantowy automat wykonujący pomiary, zaprogramowany do pomiaru samego siebie uzyskuje subiektywną informację dostępną sobie ale nieosiągalną dla żadnego pomiaru z zewnątrz – coś co nie może wystąpić w przypadku maszyn klasycznych, łącznie z Uniwersalną Maszyną Turinga.

Nieco później wykazałem, że istnieje „Uniwersalny Kwantowy Komputer”, który ma wszystkie możliwości obliczeniowe dowolnej skończonej maszyny podlegającej prawom mechaniki kwantowej, oraz że istnieje uniwersalna kwantowa bramka, będąca kwantowym odpowiednikiem bramki Toffoliego. Uniwersalny odwracalny klasyczny komputer może być w zasadzie zbudowany z elementów podlegających spójnej kwantowej ewolucji. A jeśli taki komputer byłby wyposażony w niewielką liczbę dodatkowych elementarnych operacji, wprowadzających bity pamięci w pewną liniową kombinację stanów „0” i „1”, byłyby to uniwersalny komputer kwantowy. A zatem zasada Churcha-Turinga sformułowana powyżej pozostanie prawdziwa, jeśli ten „uniwersalny kwantowy komputer” zastąpi „uniwersalny komputer”.

Tabela 1. Rozwój teorii obliczeń

-
- Charles Babbage (1834): zaprojektował pierwszy samouczący się komputer (Maszyna Analityczna)
 - Alan Turing, Alonzo Church i Emil Post (1936): podali uniwersalne modele klasycznych obliczeń
 - Charles Bennett (1976): opisał uniwersalny model klasycznych obliczeń wykorzystujący jedynie odwracalne elementy pierwotne
 - Paul Benioff (1982): opisał klasyczne komputery zbudowane z elementów kwantowych
 - Richard Feynman (1982): opisał „uniwersalny kwantowy symulator”
 - David Albert (1984): opisał „kwantowy automat mierzący sam siebie” wykonujący obliczenia i nie posiadający klasycznych odpowiedników
 - David Deutsch (1985): opisał „uniwersalny komputer kwantowy”
 - Charles Bennett (1989): zbudował urządzenie liczące, którego działanie wykorzystuje efekty kwantowe
-

Klasyfikacja kwantowych zadań obliczeniowych jest w początkowym okresie rozwoju, ale znamy już dwie ważne rzeczy, których kwantowe komputery nie będą mogły zrobić:

- obliczyć funkcję, której klasyczne komputery nie mogą obliczyć. (Tutaj „funkcja” oznacza operację, która ma dokładnie jeden wynik na wyjściu przy każdej dozwolonej wartości na wejściu.)
- wykonać klasyczny (w sensie Turinga) program komputerowy wyraźnie szybciej niż komputer klasyczny o podobnych warunkach sprzętowych.

Kwantowe komputery osiągną swoją wyższość w zadaniach, które nie wymagają obliczeń funkcji. Komputery klasyczne pracują obliczając funkcje, ale wiele zadań obliczeniowych (patrz tab. 2) nie wymaga obliczeń funkcji, a niektóre, takie

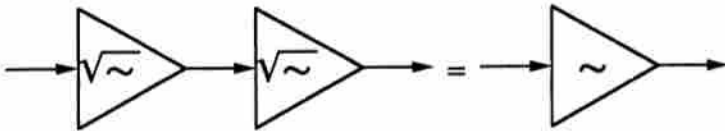
Tabela 2. Niektóre rodzaje zadań obliczeniowych

Zadanie	Opis	Przykład	Komputery kwantowe
Obliczenie funkcji	Mając dane wejściowe oblicz poprawne dane wyjściowe	Pomnóż przez siebie zadane liczby naturalne i wydrukuj wynik	nie są wiele lepsze ani gorsze niż komputery klasyczne
Rozwiązanie problemu	Znajdź dowolny wynik spełniający warunki podane na wejściu	Znajdź dowolny czynnik zadanej liczby złożonej	są znacznie szybsze w rozwiązywaniu niektórych problemów
Dowód	Sprawdź, że dane na wejściu stwierdzenie jest prawdziwe	Mając liczbę całkowitą, wydrukuj „złożona”, jeżeli tylko jest ona złożona	czasami mogą coś udowodnić bez podawania dowodu
Tasowanie	Podaj dane wyjściowe z zadaną gęstością prawdopodobieństwa	Wybierz przypadkową liczbę całkowitą w podanym zakresie	mogą dać naprawdę nieprzewidywalne liczby przypadkowe, w przeciwieństwie do „kwazi-przypadkowych”
Symulacja	Przeprowadź ewolucję naśladującą zachowanie się danego układu fizycznego	Podaj animowane obrazy zachowania się huraganu	są znacznie szybsze w niektórych symulacjach (choć pewnie nie huraganów)
Szyfrowanie	Podaj dane wyjściowe, w których ukryta informacja jest dostępna tylko pod pewnymi warunkami	Problem jawnego klucza	zapewniają nowe, bezpieczniejsze typy szyfrowania
Sztuczna inteligencja	Spróbuj świadomie myśleć	Przejdź przez test Turinga	są, według niektórych, konieczne dla świadomości

jak pewne typy tasowania (randomizacji) i niektóre rodzaje szyfrowania (kryptografii), nie mogą być wykonane poprzez obliczanie funkcji.

Typowe zadanie obliczeniowe polega na „rozwiązaniu problemu”, to znaczy znalezieniu wyniku, który spełnia dane kryterium. Jeśli więcej niż jedna odpowiedź spełnia to kryterium i nie zależy nam na tym, którą odpowiedź komputer wybierze, nie jest potrzebne obliczanie funkcji i program na komputerze kwantowym może dać przypadkowo wybrany poprawny wynik znacznie szybciej, niż jakikolwiek program klasyczny może dać poprawną odpowiedź.

Prawdopodobnie najprostszym zadaniem obliczeniowym, które może być wykonane przez komputer kwantowy, ale nie przez komputer klasyczny, jest obliczenie „pierwiastka kwadratowego z .NIE.” (patrz rys. 2). Zadania polega na tym, aby skonstruować program (albo bramkę logiczną) z jednym bitem jako wejście i wyjście w taki sposób, że dwie kopie tego programu (albo bramki), zastosowane jedna po drugiej, realizują operację .NIE.. Taka bramka nie istnieje klasycznie, ale komputer kwantowy może być zaprogramowany tak, by ją realizował.



Rys. 2. Dwie bramki typu „pierwiastek z .NIE.” połączone szeregowo są równoważne jednej bramce typu .NIE.. Klasyczne komputery nie mogą mieć takich bramek, ale mogą je mieć komputery kwantowe

Obliczenia jako dział fizyki

Jedną z zalet klasycznej teorii obliczeń jest to, że jest ona dziełem matematyki; może być rozwijana przez czyste rozumowanie i nie wymaga doświadczeń. Przez abstrahowanie od fizyki maszyn liczących staje się ona po prostu badaniem Uniwersalnej Maszyny Turinga.

Ale dopiero niedawno zrozumiano, że teoria Turinga nie jest całkowicie teorią matematyczną (jednym z pierwszych, który wskazał na to, był Rolf Landauer z IBM, w 1967 r.). Czynnione są tam ukryte założenia fizyczne, które są nie całkiem prawdziwe. Turing i inni matematycy, którzy skonstruowali uniwersalne modele teorii obliczeń, bardzo się starali nie czynić żadnych założeń dotyczących fizyki, używali znanych i intuicyjnych idei, jak wykonywanie i rozpoznawanie znaków na papierze, i zakładali, że nie wymaga to włączenia fizyki do tych modeli. Ale ich

intuicja nie dostrzegła teorii kwantowej i ich wymagany papier nie wykazywał kwantowej spójności. (Klasyczne układy są całkowicie opisane przez wartości wielkości mierzonych; układy kwantowe nie są. Istnieją tam wielkości nieobserwowalne, jak np. funkcje falowe.) A zatem ich papier nie był całkiem taki jak prawdziwy papier, i co ważniejsze, był zupełnie inny niż prawdziwe mikroskopowe elementy dostępne w Przyrodzie do zbudowania komputerów.

To, że kwantowe komputery nie są opisywalne poprzez teorię Turinga, zmusza nas do sprowadzenia teorii obliczeń z powrotem do fizyki. Co jest rozstrzygalne a co nie, rozwiązywalne lub nierozwiązywalne, musi być rozważane jako kwestia eksperymentu. Analogicznie, geometria była uważana za część matematyki zanim ogólna teoria względności nie zmusiła nas do uznania jej za teorię empiryczną. I podobnie jak geometria, teoria obliczeń okazuje się być głęboką częścią fizyki. Niektórzy fizycy już uważają, że jest to najbardziej podstawowa jej część.

Ale co wynika dla fizyki z istnienia uniwersalnych komputerów? Rozważmy dowolny obiekt fizyczny, przygotujmy lub „zaprogramujmy” go w pewien sposób i następnie zmierzmy, co się z nim stanie. Rezultat tego pomiaru może być uważany za „wynik” programu. W ten sposób dowolny obiekt może być uważany za komputer (bez względu na to, czy był on pomyślany jako komputer) i reakcja tego obiektu na „zaprogramowanie” może być uważana za wykonywanie zadania obliczeniowego. A zatem istnienie komputerów we Wszechświecie nie jest samo w sobie rzeczą dziwną. Jakikolwiek są prawa fizyki, mogą być one interpretowane przez powiedzenie, że obiekty fizyczne wykonują pewne zadania obliczeniowe. Te zadania mogą być zdefiniowane jako „obliczalne”; wszystkie inne zadania będą więc „nieobliczalne”. Jest dziwne (ale powoduje przydatność komputerów), że klasa zadań obliczeniowych słabo zależy od tego, z czego komputery są zrobione. To jest uniwersalne.

Jest to konsekwencja zasady Churcha-Turinga. Jeśli zbuduje się uniwersalny komputer (lub, jeśli wykorzysta się efekty kwantowe, uniwersalny kwantowy komputer) z jakichkolwiek elementów, osiągnie się zawsze tę samą klasę możliwych zadań obliczeniowych. Powiedzenie, że jeden komputer może wykonać te same zadania co każdy inny oznacza to samo co stwierdzenie, że każdy komputer może symulować zachowanie każdego innego komputera; i ponieważ każdy obiekt może być uważany za komputer, oznacza to, że uniwersalny komputer może symulować każdy obiekt fizyczny.

Zasada Churcha-Turinga jest głębokim faktem dotyczącym Wszechświata. Mogłoby być tak, że niektóre zadania byłyby „obliczalne przez metalowe koła zębate” ale „nieobliczalne przez mózg ludzki”, lub „obliczalne na papierze” ale „nieobliczalne przez układy elektroniczne”. Ale wiemy z doświadczeń, że tak nie jest i zasada Churcha-Turinga jest podstawowym powodem, dla którego równania

napisane ołówkiem na papierze, lub pomyślane przez mózg ludzki, mogą poprawnie opisywać koła zębate, układy elektroniczne, kwarki, czarne dziury i wszystko inne.

Zasada fizyki powinna być czymś więcej niż tylko wspólną cechą istniejących praw lub ich uogólnieniem, które akurat jest prawdziwe. Jeśli odkrywa ona prawdziwą strukturę Świata to powinna być też przydatna – tak jak zasada równoważności masy i energii jest przydatna. Mamy nadzieję, że zastosowanie zasady Churcha-Turinga (to znaczy poszukiwanie teorii, która dopuszcza istnienie uniwersalnego komputera) będzie przydatne w formułowaniu nowych teorii fizycznych. Na przykład Frank Tipler z Tulane University, New Orleans (USA), wykazał, że pozornie niewinnie brzmiąca hipoteza mówiąca, że prawa fizyki nie ograniczają ilości obliczeń, które mogą być wykonane w czasie życia Wszechświata, narzuca ostre ograniczenia na parametry kosmologiczne, takie jak szybkość ekspansji Wszechświata. Oczywiście zasada ta będzie musiała być zarzucona jeśli choć jedna nowa teoria fizyczna ją złamie. Jak na razie żadna teoria nie jest z nią sprzeczna.

Światy równoległe

Najbardziej znanym przykładem interferencji kwantowej jest „doświadczenie z dwiema szczelinami”, w którym cząstka, taka jak elektron lub foton, przechodzi przez barierę z dwiema szczelinami i jest następnie obserwowana w miejscu, do którego nie mogłaby dojść w takim doświadczeniu, gdzie jedna ze szczelin była zasłonięta. Fizycy ciągle jeszcze dyskutują, co to właściwie oznacza. W interpretacji Everetta, zwanej też „wieloświatową interpretacją mechaniki kwantowej” (którą ja wyznaję), przy przechodzeniu przez szczeliny położenie cząstki staje się dwuznaczne i przy detekcji przekazuje swoją dwuznaczność do detektora, a więc do obserwatora i reszty świata (według bardziej powszechnego punktu widzenia, podczas detekcji cząstka zostaje wtrącona do jednego z dwóch położań). Interpretacja Everetta opisuje rozgałęziającą się rzeczywistość z ciągle wzrastającą liczbą gałęzi. „Mieszkańcy” jednej gałęzi nie mogą wprost odczuwać istnienia innych gałęzi, ale mają one wpływ na zjawiska interferencyjne. W ten sposób interferencja jest używana w kwantowych komputerach.

W tabeli 3 opisane jest zadanie typowe dla przypadków, w których programy na komputery kwantowe będą działać znacznie szybciej niż programy na komputery klasyczne. Szukana odpowiedź zależy logicznie od wyniku każdej z dużej liczby niezależnie obliczanych funkcji, $f(0), f(1), \dots, f(2N - 1)$, ale wartości te nie są częścią odpowiedzi. Wymagany jest tylko pewien wniosek, taki jak: „nie

wszystkie N wartości są nieparzyste”. Aby rozwiązać ten problem, klasyczny komputer musi obliczyć wszystkie wartości po kolei (w najgorszym przypadku jest to $N + 1$ wartości) i odrzucić prawie całą informację, którą właśnie uzyskał. Kwantowy komputer może być tak zaprogramowany, by obliczył wszystkie $2N$ funkcji jednocześnie, każdą w innym „równoległym świecie”, w czasie najbardziej czasochłonnego pojedynczego obliczenia. Oczywiście co najwyżej tylko jedna wartość jest dostępna dla użytkownika, tak więc kwantowy paralelizm nie może przyspieszyć tablicowania – komplementarność czyni wszystkie wartości niedostępne, ale gwarantowane jest rozwiązanie problemu w każdym ze „światów”. Jeśli problem ma więcej niż jedną poprawną odpowiedź, to w różnych światach uzyskuje się różne odpowiedzi, ale każda z nich będzie poprawna.

Tabela 3. Przykład

Przykład problemu, który jest szczególnie prosty do rozwiązania metodami kwantowymi: nasz przeciwnik zadaje nam funkcję f i liczbę naturalną N taką, że każda z liczb naturalnych $f(0), f(1), \dots, f(2N - 1)$ może być obliczona w czasie ograniczonym przez wielomian z logarytmu N .

Które z poniższych dwóch stwierdzeń jest prawdziwe:

- (a) Co najmniej jedna z liczb $f(0), f(1), \dots, f(2N - 1)$ jest nieparzysta.
 - (b) Nie jest prawdą, że dokładnie N liczb z pośród $f(0), f(1), \dots, f(2N - 1)$ jest nieparzystych.
-

Kwantowy paralelizm jest całkiem inny od szeroko dziś stosowanych klasycznych obliczeń równoległych. Klasyczny równoległy procesor składa się z ustalonej liczby, powiedzmy N , procesorów i jest N razy szybszy niż indywidualny procesor. Kwantowy paralelizm stosuje się tylko do niektórych zagadnień, ale dla nich „ N ” jest parametrem zależnym od problemu i może być wybrane przez użytkownika, tak więc kwantowy komputer może być szybszy od klasycznego procesora dowolnie wiele razy.

Równoległe światy opisane przez Everetta rozpatrywano kiedyś jako dziedzinę filozofii, a nie fizyki, ponieważ sądzono, że nigdy nie będą mogły one być odkryte w doświadczeniu. Jest tak dlatego, że według większości innych interpretacji mechaniki kwantowej nie ma sensu pytanie, co dzieje się naprawdę podczas procesu interferencji (na przykład, przez którą szczelinę przeszedł elektron). Interpretacje te są trudne do utrzymania, a nawet zastosowania, w dyskusji kwantowych komputerów; stwierdzają one tylko: „komputer da poprawny wynik, ale nie ma sensu pytać, w jaki sposób”. Przyszli programiści kwantowych komputerów

będą wiedzieli w jaki sposób komputer uzyska odpowiedź: poprzez wykonywanie podzadań przez kopie samego siebie w różnych światach i używanie interferencji do konstrukcji i przekazywania pełnej odpowiedzi do wszystkich światów.

Ponadto w 1985 r. pokazałem, że eksperymentalne przewidywania interpretacji Everetta i konwencjonalnej interpretacji mechaniki kwantowej nieco się od siebie różnią, wbrew temu, co wcześniej sądzono. Wykrycie tych różnic (aby stwierdzić, czy istnieją inne światy) będzie wymagać w pełni kwantowego komputera wykonującego programy sztucznej inteligencji. Jest to zadanie na przyszłość.

Mimo, że interpretację Everetta wyznają jedynie nieliczni fizycy, jest jednak chyba ważne, że interpretacja ta jest powszechna wśród fizyków pracujących nad kwantową kosmologią i kwantowymi komputerami. Tylko w tych dziedzinach musimy wiedzieć, co naprawdę dzieje się z układem kwantowym, a nie tylko jak reaguje on na pomiary z zewnątrz.

Udowodnić a podać dowód

Jak dotąd wykazano, że jedynie dość wydumane problemy, jak ten z tab. 3, mogą być szybciej rozwiązane przez kwantowy paralelizm. Mimo, że nie jest jeszcze całkiem jasne, że kwantowy paralelizm kiedykolwiek stanie się techniką do otrzymywania odpowiedzi na pytania, których nie można inaczej rozwiązać, to jednak samo jego istnienie ma teoretyczne implikacje wykraczające daleko poza fizykę – w matematyce i logice.

Dowód jest centralnym pojęciem w tych dziedzinach. Od czasów starożytnych Greków uznaje się, że aby udowodnić dane stwierdzenie, to znaczy pokazać bez najmniejszych wątpliwości jego prawdziwość, konieczne jest podanie dowodu. (Dowód jest ciągiem stwierdzeń spełniających prawa wynikania, zaczynający się od aksjomatów a kończący się na danym stwierdzeniu.) Kiedy wykonujemy rachunek w pamięci, wykonujemy (w pamięci) poszczególne kroki dowodu, które możemy przedstawić innym ludziom z wysiłkiem różniącym się stałym czynnikiem od wysiłku potrzebnego do uświadomienia go sobie samemu. Ale kwantowy paralelizm wymaga, by pojęcia *udowodnienia* i *podania dowodu* zostały oddzielone od siebie. Kiedy uzyskamy z kwantowego komputera powiedzmy odpowiedź (b) na pytanie z tab. 3, dalsza tabelaryzacja funkcji nie będzie wtedy mogła obalić wyniku. Ze wszystkich praktycznych względów udowodnione zostało stwierdzenie (b) – ale nie został podany dowód. Komputer nie wygenerował też dowodu w swojej pamięci. Każdy z $2N$ podstawowych kroków dowodu istniał w innym świecie – mechanika kwantowa nie pozwalała na to, by wszystkie kroki były zapamiętane w jednym świecie. Mimo to poprawna odpowiedź zależna logicznie od wszystkich

kroków może być zapamiętana w każdym ze światów.

Podobna zmiana musi zajść w naszej matematycznej intuicji dotyczącej powtarzalności. Klasycznie, jeśli coś udowodnione zostało raz, to łatwo jest dowód powtórzyć. Nie jest tak w przypadku kwantowym. Jeśli raz uzyskało się odpowiedź (b), to powtarzając program wiele razy można za każdym razem uzyskać odpowiedź (a). To dowodzi, że zarówno (a) jak i (b) są prawdziwe. Ale sceptyk, który nie wierzy, że raz uzyskano odpowiedź (b), nie będzie przekonany, że (b) jest prawdziwe, bo nie możemy udowodnić, że raz uzyskano (b). Nie można zagwarantować, że komputer kiedykolwiek udowodni (b) po raz kolejny. A dowód tego zwykłą, klasyczną metodą może trwać więcej niż życie ludzkie.

Świadomość

Natura ludzkiej świadomości i jej związek ze światem fizycznym jest jednym z najstarszych, i ciągle nierozwiązanych, problemów filozofii. Powszechnie uznawana „silna” teoria AI (sztucznej inteligencji) głosi, że świadomość jest pewną, jeszcze nie poznaną cechą, którą może mieć program komputerowy oraz, że myśl jest takim programem wykonywanym przez swój komputer (mózg), i że inne komputery mogą w zasadzie być zaprogramowane do bycia świadomymi w dokładnie tym samym sensie co ludzie.

Wielu filozofów uważa silną teorię AI za trudną do przyjęcia, ponieważ silnie subiektywne zjawiska, takie jak wygląd jakiegoś koloru, nie zdają się być cechami, które może mieć program komputerowy. Możemy napisać program, który powie, że zobaczył kolor żółty, połączyć go z detektorem który rozpoznaje żółty kolor – ale co by znaczyło napisanie programu, który odczułby żółty kolor? Matematyk Roger Penrose z Uniwersytetu Oxfordzkiego i informatyk Joseph Weizenbaum z MIT twierdzą, że mózg ludzki wykonuje czynności, które nie mogą być, nawet w zasadzie, wykonane przez maszynę Turinga. Wyznawcy silnej teorii AI (Turing był jednym z pierwszych) dowodzą, że komputery muszą być w stanie symulować wszystkie funkcje mózgu: wyobraźmy sobie, że zastąpimy, jeden po drugim, wszystkie Twoje neurony przez równoważne układy elektroniczne – czy straciłbyś świadomość? Jeśli nie, to nie ma lepszych podstaw do odmawiania komputerom świadomości niż do odmawiania posiadania świadomości innym ludziom.

Ta kontrowersja wygląda dziś nieco inaczej, ponieważ musimy traktować każdy proces fizyczny, włącznie ze świadomością, jako obliczenie i każdy obiekt fizyczny, włączając mózg, jako komputer. Musi być więc prawdą, że komputery mogą mieć świadomość. Ponadto, jeśli zasada Churcha-Turinga jest prawdziwa, to mózg nie jest jedynym komputerem zdolnym do świadomości – komputery wy-

konane z materii nieożywionej też mogą być świadome. Tak więc nie powinniśmy pytać, czy sztuczna świadomość jest możliwa. Musi być. Powinniśmy raczej pytać, jaki komputer jest potrzebny. Czy obecne komputery typu maszyny Turinga są wystarczające (pogląd silnej teorii AI)? Czy kwantowe komputery są konieczne? Czy też świadomość wymaga, jak sądzi Roger Penrose, komputerów opartych na nowej, bardziej egzotycznej (i na razie nieznanej) zasadzie fizycznej, która nie jest kwantowo obliczalna?

Wiele ze specjalnych cech kwantowych komputerów niesamowicie przypomina charakterystyczne cechy mózgu – takie jak bardzo szybkie korelowanie dużych ilości rozproszonych informacji do osiągnięcia konkluzji (inspiracja) bez możliwości podania, czy nawet zrozumienia, poszczególnych kroków prowadzących do konkluzji; lub dowód Davida Alberta, że kwantowe programy mogą uzyskać coś w rodzaju „subiektywizmu” (czyli dostępu do wewnętrznej informacji nieosiągalnej dla zewnętrznych pomiarów). Można też argumentować, że Natura nie „marnowałaby” tak podstawowego obiektu jak kwantowe komputery i że ich istnienie będzie najbardziej prawdopodobne tam, gdzie proces selekcji doprowadził je do najwyższego rozwoju – czyli do ludzkiego mózgu. Nawet jeśli mózg okaże się kwantowym komputerem, nie widzę, jaki aspekt problemu „co to jest świadomość” zostanie rozwiązany.

Rozważania antropiczne

Fakt, że mechanika kwantowa dopuszcza istnienie uniwersalnego kwantowego komputera jest jednym z wielu przypadków, gdzie prawa fizyki wydają się dobrze dopasowane do obliczeń. Przez szereg lat kosmologowie rozważali koncepcję, że ludzka inteligencja nie jest tylko wyjątkowym chemicznym efektem na małej planecie gdzieś w głębi Galaktyki, ale że pojawiła się z jakiegoś powodu. Ta „silna zasada antropiczna” jest atrakcyjna dla niektórych ludzi z wielu przyczyn: np. ustawia Człowieka jako centrum Stworzenia, być może celowego, skąd był on wygnany od początków współczesnej nauki. Mimo to ten sam powód czyni zasadę antropiczną niemożliwą do przyjęcia; trudno jest uświadomić sobie, jak dowolne prawo fizyki, tak proste, że dotyczy wprost specyficznej istoty (jak Człowiek) może być związane z prawami już znanymi.

Zasada Churcha-Turinga stwierdza, że prawa fizyki są takie, że jedna specjalna maszyna może symulować w zasadzie dowolny układ fizyczny. Taka symulacja wymaga zebrania informacji o sobie w stanie wszechświata, co w gruncie rzeczy zastosowane jest w rozwoju nauki. A zatem zasada Churcha-Turinga jest właśnie tym, co pozwala na rozwój nauki. Ale stwierdza ona także, bez odwoły-

wania się do życia czy ludzkości, że prawa fizyki muszą być zgodne z istnieniem ludzkich myśli i samego życia. (DNA jest nośnikiem informacji, a ewolucja biologiczna, która generuje nowe geny, jest formą przemiany informacji. Geny nie mogłyby ewoluować do stworzenia nisz ekologicznych gdyby problemy związane z fizyką światła słonecznego, wody i grawitacji nie były rozwiązywalne przez obliczenia wykonane przez zupełnie inne układy fizyczne, takie jak cząsteczki organiczne o długich łańcuchach.) Zatem zasada Churcha-Turinga jest formą zasady antropicznej bez odwoływania się wprost do antropiczności.

Uwagi końcowe

Jest jeszcze zbyt wcześnie aby powiedzieć, kiedy pierwsze uniwersalne kwantowe komputery zostaną zbudowane i czy (uczciwie mówiąc) będzie warto używać kwantowych obliczeń. Ich największe znaczenie może okazać się w teorii – ukazując nam nowe struktury u podstaw fizyki i innych dyscyplin. Dziś możemy powiedzieć, że kwantowe komputery muszą stać się częścią każdego światopoglądu, który ma ambicje być podstawowym.

Tłumaczył *Jan Mostowski*
Instytut Fizyki PAN
Warszawa

Literatura uzupełniająca

- C. Bennett, G. Brassard, A. Ekert, *Sci. Am.* **267**, nr 4, 26 (1992); polskie tłumaczenie w *Świecie Nauki*, nr 12(16), 28 (1992).
- D. Deutsch, *Proc. Roy. Soc. A* **400**, 97 (1985).
- D. Deutsch, *Proc. Roy. Soc. A* **425**, 73 (1989).
- R.P. Feynman, *Optics News* **11**, 11 (1985).
- *Int. J. Theor. Phys.* 1982 (dwa kolejne zeszyty tomu 21 poświęcone są fizyce obliczeń).
- B.S. de Witt, N. Graham, *The Many Worlds Interpretation of Quantum Mechanics* (Princeton University Press, Princeton 1973).

Granty KBN z fizyki – II i III konkurs

Grants in physics of the State Research Committee

Poniżej przedstawiamy listę projektów badawczych (grantów) finansowanych przez Komitet Badań Naukowych począwszy od stycznia 1992 (II konkurs) i od czerwca 1992 (III konkurs). Ogólną informację o grantach KBN-u i wyniki I konkursu przedstawiliśmy w *Postęпах Fizyki* 44, 131 (1993).

Lista projektów została opracowana przy współpracy Pani Bożeny Makowieckiej-Królak z Sekcji Fizyki KBN.

Redakcja

II konkurs

Kierownik projektu Tytuł projektu	liczba wykonawców; czas (w miesiącach); koszt (w mln zł)
--------------------------------------	--

METODY MATEMATYCZNE, TEORIA POLA, FIZYKA STATYSTYCZNA, ASTROFIZYKA

dr A. Herdegen (IF UJ) Badanie pól podczerwonych w elektrodynamice kwantowej	1 12 35.4
---	-----------

FIZYKA WYSOKICH ENERGII

dr hab. S. Jadach (IF UJ) Przewidywania modelu standardowego w nowych kolajderach	3 32 697
prof. K. Fiałkowski (IF UJ) Badanie wielorodnej produkcji hadronów	11 24 250
prof. R. Rączka (IPJ) Analiza zderzeń przy bardzo wysokich energiach	3 8 19

FIZYKA JĄDROWA I FIZYKA PLAZMY

doc. A. Jasiński (IFJ)	5	24	960
Mikroskopia na zasadzie magnetycznego rezonansu jądrowego			
doc. Z. Majka (IF UJ)	3	36	824
Rozpad układu powstałego w centralnym zderzeniu ciężkich jonów przy pośrednich energiach			
prof. R. Kulesa (IF UJ)	4	36	737
Badanie jądrowych i elektromagnetycznych wzbudzeń w procesach zderzeń relatywistycznych ciężkich jonów			
prof. Z. Wilhelmi (IFD UW)	7	21	638
Badanie wzbudzeń jądrowych realizowanych w zderzeniach ciężkich jonów			
prof. E. Infeld (IPJ)	5	36	268.3
Badania teoretyczne fal i niestabilności w plazmie			
doc. A. Guła (IFi'TJ AGH)	6	18	217
Badanie katalizy mionowej w mieszaninach izotopów wodoru			
doc. S. Drózdź (IFJ)	3	32	197
Badanie silnych oddziaływań w jądrowych układach wielu ciał			
prof. C. Królikowski (IE PP)	6	21	176
Właściwości termodynamiczne i elektryczne plazmy niskotemperaturowej			
dr Z. Stuglik (IChi'TJ)	1	24	122
Badanie procesów radiacyjnych zachodzących w wodzie i roztworach wodnych pod wpływem wiązek przyśpieszonych jonów			
prof. S. Szpikowski (IF UMCS)	4	12	20
Supersymetria w jądrach atomowych			

FIZYKA ATOMOWA I MOLEKULARNA, OPTYKA, AKUSTYKA

dr inż. L. Jaroszewicz (IFPiLM)	2	24	331
Badanie transmisji polaryzacji w elementach światłowodowych			
prof. M. Gaj (IF PWr)	7	30	312
Zbadanie warunków poprawy jakości odwzorowania optycznego przy zastosowaniu apodyzacji i ośrodków gradientowych			
dr K. Wojciechowski (IFM PAN)	2	24	171
Termodynamiczne i strukturalne własności modelowych układów molekularnych			
prof. M. Pluta (CLO)	1	14	125
Mikroskopia fourierowska			
dr J. Rzeszotarska (WCh UW)	3	31	120
Emisja akustyczna w wybranych procesach fizykochemicznych			

prof. M. Paluch (WCh UJ)	4	18	110
Badanie mechanizmu wzajemnych oddziaływań cząsteczek w adsorpcyjnych filmach mieszanych			
mgr J. Wąs (Instytut Ekspertyz Sądowych)	1	36	105
Badania wpływu zmian zachodzących we włóknach pod wpływem temperatury			

METALE, MAGNETYKI, NADPRZEWODNIKI

prof. J. Skonieczny (IMiF ATR)	3	24	621
Elektronowe właściwości powierzchni metali i półprzewodników			
doc. L. Maksymowicz (IE AGH)	3	32	606
Cienkie warstwy magnetyczne; układy wielowarstwowe			
doc. F. Stobiecki (IFM PAN)	7	36	590
Amorfizacja wielokrotnych warstw TM/TM			
prof. A. Sukiennicki (IF PW)	3	36	574
Wpływ powierzchni na dynamikę i chaos deterministyczny w cienkich warstwach magnetycznych			
doc. dr K. Mikke (IEA)	4	36	500
Fale spinowe w antyferromagnetycznych stopach g-Mn w ortorombowej fazie krystalicznej			
prof. B. Wysłocki (WF PCz)	5	36	450
Mechanizm magnesowania nowej klasy materiałów magnetycznie twardych Nd-Fe-B o najwyższych parametrach magnetycznych			
doc. H. Ratajczak (IFM PAN)	3	29	376
Zbadanie wpływu powierzchni i grubości na własności cienkich warstw stopów o strukturze ultra-drobnoziarnistej			
prof. W. Wojciechowski (IF PWr)	5	32	375
Własności elektronowe i magnetyczne układów z jonami przejściowymi o mieszanej walencyjności			
prof. A. Jabłoński (IChF PAN)	3	35	331
Analiza powierzchni ciał stałych za pomocą spektroskopii elektronowej			
prof. L. Dobrzyński (KF UW-B)	9	36	305
Badania struktury elektronowej metali przejściowych metodami spektrometrii Comptonowskiej			
prof. H. Puzkarski (IF UAM)	4	36	300
Kwantowa teoria SWR			
dr J. Czerbniak (IF UŁ)	5	36	286
Oddziaływanie jonów z powierzchniowymi warstwami materii krystalicznej			

prof. H. Puzkarski (IF UAM) Badanie własności układów wielowarstwowych; efekty powierzchniowe i międzypowierzchniowe	4	36	183
prof. Z. Jacyna-Onyszkiewicz (IF UAM) Teoretyczne badania układów metamagnetycznych	8	21	155
dr J. Wolny (MIFi TJ AGH) Kwazikryształy, struktury modulowane i nieuporządkowane	2	36	150
dr P. Wróbel (INTiBS PAN) Własności transportowe i oddziaływanie quasi-cząstek w modelu t-J	1	12	21
dr T. Kostyrko (IF UAM) Badanie modeli teoretycznych opisujących jądrową relaksację magnetyczną w nadprzewodnikach wysokotemperaturowych	2	12	20
dr inż. L. Smardz (IFM PAN) Oscylacje sprzężenia magnetycznego i magnetooporu w supersieciach Cu/Fe	1	12	20
dr hab. R. Taranko (IF UMCS) Własności elektronowe powierzchni metali pokrytych adsorbentem	2	21	20

KRYSZTAŁY MOLEKULARNE I POLIMERY

prof. J. Godlewski (WFTiMS PG) Elektryczne i optyczne właściwości kryształów i warstw molekularnych	3	36	874
dr R. Pędrys (IF UJ) Fizyczne i chemiczne procesy w erozji zestalonych gazów cząstkami naładowanymi	3	36	540
doc. W. Kuczyński (IFM PAN) Badanie anizotropii dielektrycznej ferroelektrycznych ciekłych kryształów	4	24	464
dr J. Heimann (IF UŚI) Otrzymywanie i własności monokryształów związków R_3Ni	2	24	400

PÓLPRZEWODNIKI I IZOLATORY

dr hab. M. Drozdowski (IF PP) Badanie własności fizycznych powierzchni układów cienkowarstwowych i monokryształów metodami ramanowskiego i brillouinowskiego rozpraszania światła	7	32	1136
prof. H. Męczyńska (IF UMK) Zjawiska powierzchniowe i międzypowierzchniowe w półprzewodnikach $A^{II}B^{VI}$	4	36	807

dr K. Ławniczak-Jabłońska (IF PAN)	4	36	606
Zastosowanie promieniowania synchrotronowego do badania struktury krystalicznej i elektronowej materiałów półprzewodnikowych			
prof. M. Chybicki (WFTiMS PG)	8	36	427
Modyfikacja elektrooptycznych właściwości powierzchni szkieł tlenkowych			
prof. R. Trykozko (IF PW)	5	18	397
Procesy elektronowe związane z defektami w półprzewodnikach potrójnych I-III-VI ₂			
dr J. Szuber (IF PŚI)	2	32	200
Badanie własności fizykochemicznych i elektronowych powierzchni półprzewodników tlenkowych metodami spektroskopii elektronowej			
dr R. Hrabański (KF PCz)	2	24	175
Spektroskopia EPR wybranych dielektryków z fazą niewspółmierną			

Ekologia, Biofizyka, Fizyka Medyczna

prof. J. Blicharski (IF UJ)	10	36	1215
Badanie układów biologicznych metodami magnetycznego rezonansu jądrowego			
prof. T. Florkowski (IFi TJ AGH)	6	32	565
Badanie procesów formowania się składu izotopowego węglanowych osadów jeziornych jako indykatorów zmian klimatu			
dr inż. J.L. Gębicki (MITR PŁ)	4	32	301
Procesy elektronowe i rodnikowe w układach micelarnych jako modelach membran biologicznych			

Inne

prof. M. Teisseyre (ITCiMP PWr)	2	18	254
Ekstremalne badania ruchu cząstek stałych w polu elektrycznym			
dr J. Turło (IF UMK)	3	36	166
Nowe dydaktyczne eksperymenty fizyczne wspomagane komputerowo			
dr hab. K. Sokalski (IF UJ)	3	12	60
Dydaktyka fizyki doświadczalnej: 1. Urządzenie do badania efektu Dopplera w cieczech; 2. Interferometr ultradźwiękowy			

Imprezy Naukowe

prof. M. Stęślicka (IFD UW)			120
Organizacja 16 Międzynarodowego Seminarium Fizyki Powierzchni 1992			

prof. L. Jarczyk (WMiF UJ)

55

Konferencja: „Produkcja dziwności i fizyka hiperjader”

III konkurs

Kierownik projektu	liczba wykonawców; czas (w miesiącach); koszt (w mln zł)
Tytuł projektu	

**METODY MATEMATYCZNE, TEORIA POLA,
FIZYKA STATYSTYCZNA, ASTROFIZYKA**

prof. K. Parliński (IFJ) Mechanizmy strukturalnych przejść fazowych	4	36	1020
doc. P. Pierański (IFM PAN) Badania nieliniowych układów dynamicznych oraz modelowych układów wielu ciał metodami numerycznymi	4	36	850
dr S. Bugajski (IF UŚI) Geometrical Berry phase and quantum mechanics on phase space	3	36	320
prof. J. Sznajd (INTiBS PAN) Stan podstawowy i faza niskotemperaturowa dwuwymiarowych kwantowych modeli spinowych	4	24	300
dr C. Oleksy (IFT UWr) Symulacja procesów dynamicznych w układach fizycznych	6	12	200
prof. J. Rzewuski (IFT UWr) Geometryczne i algebraiczne metody w teorii pola	4	24	180
prof. I. Białynicki-Birula (CFT PAN) Badanie dynamiki cząstek w silnych polach przy użyciu relatywistycznej funkcji	2	24	140
doc. M. Lewenstein (CFT PAN) Badania modeli sieci neuronowych metodami fizyki statystycznej	3	24	120
dr hab. Z. Popowicz (IFT UWr) Algebraiczna interpretacja (supersymetrycznych) nieliniowych równań hierarchii KP	3	24	96
prof. Z. Haba (IFT UWr) Grupa dyfeomorfizmów w teorii pola i modelach strun	3	12	30
prof. M. Błaszak (IF UAM) Bihamiltonowska teoria nieliniowych układów całkowalnych	1	12	29
prof. J. Rayski (IF UJ) Klasyfikacja fundamentalnych pól fizyki	5	12	24

FIZYKA JĄDROWA I FIZYKA PLAZMY

prof. R. Broda (IFJ)	5	36	1100
Badanie reakcji ciężkojonowych poprzez koincydencyjną analizę dyskretnego promieniowania gamma			
doc. M. Waligórski (IFJ)	5	36	400
Modelowanie oddziaływania promieniowania jądrowego w obszarach nanometrowych			
prof. S. Grzędzielski (CBK PAN)	4	24	202
Dyfuzja i konwekcja promieni kosmicznych niskiej energii na granicy obszaru modulacji			

FIZYKA ATOMOWA I MOLEKULARNA, OPTYKA, AKUSTYKA

prof. M. Szustakowski (WAT)	10	30	1790
Podstawy interferometrii światłowodowej			
prof. J. Prochorow (IF PAN)	5	36	1015
Stany przejściowe reakcji przenoszenia ładunku we wzbudzonych układach molekularnych			
prof. M. Szymański (IF UAM)	7	36	950
Badanie ultraszybkich procesów fotofizycznych i dynamiki nieemitujących stanów energetycznych w węglowodorach i tioketonach metodami absorbcyjnej i emisyjnej spektroskopii laserowej w zakresie nano- i pikosekundowym			
dr W. Jastrzębski (IF PAN)	5	24	700
Spektroskopia polaryzacyjna wysoko wzbudzonych stanów cząsteczek metali alkalicznych			
dr M. Głódź (IF PAN)	3	24	500
Badanie naturalnych czasów życia i procesów depopulacji stanów rydbergowskich o wyższych orbitalnych liczbach kwantowych w atomach metali alkalicznych			
prof. J. Mostowski (IF PAN)	5	24	400
Teoretyczne badanie procesów propagacji światła w silnie pompowanych ośrodkach			
dr M. Polasik (ICh UMK)	2	36	338
Badanie jonizacji w procesach zderzeniowych poprzez szczegółową analizę teoretyczną widm rentgenowskich			
prof. R. Parzyński (IF UAM)	3	36	300
Badanie wpływu kwazikontinuum silnie wzbudzonych poziomów atomowych na dynamikę i widma rezonansowych procesów wielofotonowych			
mgr R. Szmytkowski (IFTiA UG)	1	36	290
Teoria rozpraszania powolnych elektronów i pozytonów na atomach i cząsteczkach			

doc. A.L. Sobolewski (IF PAN)	1	36	200
Dynamika fotofizyczna prostych cząsteczek aromatycznych			
prof. T. Szoplik (IG UW)	5	12	120
Opracowanie nowych metod nieliniowego przetwarzania obrazów ze skalą szarości			

METALE, MAGNETYKI, NADPRZEWODNIKI

prof. J. Klamut (INTiBS PAN)	19	30	1150
Wodorki nadprzewodników wysokotemperaturowych i związków do nich pokrewnych			
prof. J. Suwalski (IEA)	6	18	900
Uporządkowanie atomowe w martenzycie węglowym			
prof. K. Krop (WFiTJ AGH)	7	24	600
Magnetyzm związków $R\text{Mn}_2$ - oddziaływania nadsubtelne a niestabilność momentu magnetycznego Mn			
prof. J. Baszyński (IFM PAN)	4	36	313
Oddziaływania wzajemne warstw magnetycznych poprzez niemagnetyczne warstwy amorficzne			
dr A. Szewczyk (IF PAN)	1	24	300
Badanie pola krystalicznego i oddziaływań wymiany poprzez pomiar ciepła właściwego i obserwację struktury domenowej magnetyków zawierających lantanowce i metale przejściowe			
mgr M. Kuźmiński (IF PAN)	1	24	153
Stanowisko do obserwacji dynamiki struktur domenowych w procesie magnesowania			
prof. J. Zieliński (IF UŚl)	4	18	150
Korelacje elektronowe i nadprzewodnictwo w modelach Hubbarda			
doc. K. Wierzbanowski (MIFiTJ AGH)	3	36	102
Badanie niejednorodności deformacji plastycznej i tekstur krystalograficznych w polikryształach			

PÓLPRZEWODNIKI I IZOLATORY

prof. F. Rozpłoch (IF UMK)	7	36	900
Cienkie warstwy polikrystalicznego diamentu otrzymywanego z fazy gazowej metodami CVD (Chemical Vapour Deposition)			
doc. H. Sodolski (WFTiMS PG)	5	36	500
Wpływ wysokiego ciśnienia na elektryczne i optyczne właściwości żeli krzemionkowych			
dr Z. Wilamowski (IF PAN)	5	18	500
Relaksacja spinowa w półprzewodnikach półmagnetycznych			
dr W. Kuszko (IFD UW)	7	24	450
Badania nadprzewodnikowych wytrąceń w GaAs			

dr Z. Żytkiewicz (IF PAN)	6	36	450
Opracowanie technologii wzrostu i charakteryzacja grubych warstw GaAlSb otrzymywanych metodą elektroepitaksji			
prof. B. Westwański (WMFCh UŚI)	7	18	400
Skalowanie w ferroelektrykach z punktem krytycznym indukowanym przez pole elektryczne			
mgr M. Palczewska (ITME)	2	24	280
Mikrofalowa absorpcja nadprzewodzących wytrąceń w kryształach GaAs			
prof. M. Suffczyński (IF PAN)	3	24	233
Domieszki w studniach i kropkach kwantowych			
dr W. Jaskólski (IF UMK)	1	36	120
Badanie struktury stanów elektronowych powierzchni, studni kwantowych i supersieci			
dr A. Witowski (IFD UW)	1	36	100
Badanie relaksacji magnetyzacji na półprzewodnikach półmagnetycznych z manganem			

EKOLOGIA, BIOFIZYKA, FIZYKA MEDYCZNA

prof. A. Dobek (IF UAM)	7	36	900
Badanie nieliniowych zjawisk optycznych w roztworach biomakromolekuł			

INNE

dr W. Migdał (IChiTJ)	6	36	683
Wykorzystanie promieniowania hamowania w technologiach obróbki radiacyjnej			
prof. A. Oleś (IFiTJ AGH)	5	30	314
Komputerowy system analizy symetrycznej i jego zastosowanie			

WSPOMNIENIA – ROCZNICE

Łukasz A. Turski

*Centrum Fizyki Teoretycznej PAN
Warszawa*

Onsager

Abstract: Impact of Lars Onsager (1903 – 1976) on statistical physics is described together with reminiscence from a symposium organised in Trondheim on the occasion of his 90th anniversary.

W wietrzny i deszczowy poranek 2 czerwca 1993 r. w auli Wydziału Chemii Politechniki w Trondheim rozpoczęło się sympozjum poświęcone rocznicy 90-lecia urodzin zmarłego przed siedemnastu laty laureata nagrody Nobla w dziedzinie chemii, profesora Uniwersytetu Yale, Larsa Onsagera. Oficjalny tytuł sympozjum (wszyscy uczestnicy musieli przecież jakoś uzasadnić swój udział przed „grantodawcami”) brzmiał: *Zjawiska transportu i przemiany fazowe*. Tytuł ten odzwierciedla, w wielce przybliżony sposób, dwie najszerzej znane sfery działalności naukowej Onsagera.

Kulminacyjnym punktem programu sympozjum było wręczenie pierwszego medalu im. Onsagera i wygłoszenie wykładu jego imienia. Laureatem medalu był Michel Fisher, profesor Uniwersytetu Marylandzkiego w College Park, laureat nagrody Wolfa, jeden z twórców współczesnej teorii przemian fazowych. Równoległe i niezależnie od uroczystości, Politechnika w Trondheim ufundowała gościnną profesurę im. Onsagera. W roku 1993 objął ją George Stell z Uniwersytetu stanu Nowy Jork w Stony Brook.

Wszystkie te podniosłe uroczystości posłużyły za pretekst organizatorowi spotkania, profesorowi Perowi Hemmerowi, do zebrania grupy byłych uczniów i współpracowników Onsagera wraz z niewielką grupą zaproszonych gości po to,

aby zastanowić się, jaki właściwie był wpływ Onsagera na rozwój współczesnej fizyki statystycznej i w ogóle fizyki teoretycznej oraz jakie wnioski z jego działalności naukowej, a także z jego sposobu uprawiania nauki możemy wyciągnąć dzisiaj. A czas jest to właściwy do zastanowienia się nad wieloma sprawami, bowiem *fin de siècle* przyniósł nam wielkie i dramatyczne zmiany, które nie pozostaną bez wpływu na rozwój nauki.



Lars Onsager

Lars Onsager znany jest wszystkim fizykom i chemikom jako jeden z twórców teorii procesów nierównowagowych i „kojarzy” się ze znanym związkiem pomiędzy strumieniami i bodźcami termodynamicznymi. Na odsłoniętej w czasie sympozjum płaskorzeźbie Onsagera znalazł się wzór wyrażający symetrię tzw. współczynników Onsagera: $L_{ij} = L_{ji}$. Inskrypcja ta jest tak samo symboliczna jak umieszczenie na płycie nagrobnej Boltzmanna w Wiedniu wzoru $S = k_B \log W$ wiążącego entropię z prawdopodobieństwem termodynamicznym. Symbolika bywa jednak czasami zwodnicza, bowiem najważniejsze osiągnięcie naukowe Onsagera to podanie ścisłego rozwiązania dwuwymiarowego modelu Isinga. Znaczenia tego wyniku niesposób przecenić. Wraz z nim, niezwykle ważny dla całej fizyki, chemii a także biologii dział – fizyka przemian fazowych – stał się nauką

opartą na trwałych fundamentach. Dziś wiemy również, że dla wielu zdawałoby się odległych dziedzin fizyki – o których myślimy jako o dziedzinach „podstawowych”, np. teorii pola czy fizyki wysokich energii – rozwiązanie Onsagera stanowi podstawę. Wartość wielu przybliżonych metod tych dziedzin sprawdzić bowiem można li tylko porównując je ze ścisłym wynikiem Onsagera. Z tym rozwiązaniem, jak i z wieloma innymi wielkimi osiągnięciami Onsagera, wiążą się anegdoty i dykteryjki. Na przykład Lars Onsager nigdy nie opublikował obliczenia magnetyzacji dwuwymiarowego modelu Isinga poniżej temperatury krytycznej. Podczas jednej z konferencji po prostu napisał ten wzór na tablicy. C.N. Yang poświęcił kilkanaście miesięcy na to, aby udowodnić poprawność wyniku Onsagera. W 1949 r. Onsager, podczas konferencji dotyczącej zjawisk turbulencji, mimochodem zauważył, że natężenie wirów w cieczy nadciekłej (znano wtedy tylko jedną – ^4He), w odróżnieniu od cieczy klasycznych winno być skwantowane i podał wzór dzisiaj nazywany wzorem Feynmana-Onsagera (Feynman rozwinął niezależnie od Onsagera teorię takich wirów).

Onsager nigdy nie przywiązywał jakiegokolwiek wagi do tzw. „priorytetów” naukowych czy innych form „zaklepywania” sobie miejsca. Właściwie cała jego kariera naukowa była takim pasmem uwag, komentarzy i wyników, które środowisko naukowe z czasem dopiero uznawało i ... zachwycało się nimi. Od momentu gdy norweski olbrzym wkroczył w Zurychu do gabinetu tytana fizyki lat trzydziestych, ojca duchowego mechaniki kwantowej, współczesnej chemii fizycznej, fizyki ciała stałego itp. itd., Petera Debye’a, i powiedział: „Profesorze Debye, w Pana pracy o własnościach elektrolitów jest błąd” (Debye dopiero po II Wojnie Światowej „pogodził” się z Onsagerem i uznał zasadność krytyki), poprzez moment gdy niemal wyrzucono go z pracy w Uniwersytecie Browna i przedstawienie jako podstawy doktoratu wydziałowi Chemii Uniwersytetu w Yale manuskryptu pracy poświęconej własnościom funkcji specjalnych, Onsager poruszał się poza ścieżkami i szosami, którymi zaczęła podążać do przodu rozgrzewana zmianami politycznym zachodzącymi w świecie nauka. W czasie wojny i po wojnie Onsager był poza wszystkimi wielkimi wydarzeniami – bombą atomową, zindustrializowaniem nauki, gigantomanią laboratoriów federalnych, multibilionowymi programami badawczymi. Publikował mało, wykladał bardzo trudno i źle (w Yale mówiono, że jego wykłady z fizyki statystycznej I i II to wykłady z norweskiego I i II), a mimo to na wszystkich ważnych konferencjach naukowych oczy wszystkich zwrócone zawsze były na śpiącego w pierwszym rzędzie widowni olbrzyma w muszce. Kiedy w początku lat siedemdziesiątych większość fizyków pracujących w najbliższej Onsagerowi dziedzinie, fizyce przemian fazowych, rzuciła się niemal na oślep do wykonywania coraz to bardziej skomplikowanych rachunków metodą grupy renormalizacji (Ken Wilson dostał za to Nagrodę Nobla), Onsager

nie brał w tym żadnego udziału. Czy dlatego, że uważał, że fizyka przemian fazowych jest w bardzo dobrych rękach, jak o tym mówi Michel Fisher, czy dlatego, że uważał, że jego własne prace nad fundamentalnymi procesami fizycznymi w procesach biologicznych są ważniejsze – jak twierdzi jeden z ostatnich uczniów Onsagera John Nagle? A może dlatego, że Onsager był po prostu zupełnie nieczuły na mody i ogólne „trendy” w nauce. Był ostatnim Don Kichotem w nauce. Człowiekiem, który marzył i którego marzenia czasami ziszczały się – dlatego chyba najlepszym podsumowaniem konferencji było to, że gdy wszyscy zebraliśmy się na krewetkowym obiedzie na wyspie Munkholmen, tuż poza falochronami portu Trondheim (dawne opactwo i miejsce egzekucji), bratanek Onsagera, znany norweski projektant i śpiewak, zaśpiewał dla nas balladę z musicalu „Człowiek z La Manczy” (niezapomniane role Sofii Loren i Petera O’Toole’a), balladę o nieziszczalnym marzeniu, niewygrwalnej bitwie i niespełnionej miłości.

Dziś, gdy wraz z końcem najdłuższej wojny cywilizowanego świata (nie wiadomo dlaczego zwanej *zimną wojną*) mamy nadzieję, że bezpowrotnie minął zły czas, gdy nauka wrzęgnięta została w kierat działalności mającej udowodnić przewagę jednego systemu nad drugim, może wrócimy do tego rozumienia nauki, któremu całe swoje piękne życie wierny był Lars Onsager. Tego, w którym nauka, a fizyka przede wszystkim, to odwaga posiadania nieziszczalnych marzeń, to miłość do otaczającej nas przyrody w całej jej skali wielkości, złożoności, piękna i brzydoty, okrucieństwa i łagodności i niewygrwalna bitwa o poznanie prawdy.

Dzień po zakończeniu konferencji był również deszczowy. Większość uczestników zwiedzała katedrę Nidaros i „traciła” czas czekając niedzieli by wrócić do domów tańszymi połączeniami lotniczymi. Białe noce nie skłaniały do pójścia wcześniej spać. Nie bardzo wiem dlaczego tego dnia po Trondheim paradowały orkiestry dęte, zespoły muzyczne itp. I tak, kiedy siedzieliśmy na tarasie hotelowym i popijaliśmy cienkie norweskie piwo, przechodząca orkiestra zagrała starą wojskową piosenkę amerykańską: „Old soldiers never die . . . they just fade away . . .”. I ta piosenka wraz z songiem o Don Kichocie pozostanie teraz ze mną na zawsze połączona ze wspomnieniem o olbrzymim, niedźwiedziowatym Norwegu, który w subtelny sposób zmienił współczesną fizykę.

Kiedy piszę te słowa komputerowe sieci komunikacyjne przegrzewają się przekazując informacje o udowodnieniu przez Andrewa Wileasa wielkiego twierdzenia Fermata. Nie znam Wileasa, ale z tego co dochodzi do mnie z sieci Internetu, to pewnie jeden z tych, którzy też mieli wielkie marzenie. Przez 300 lat było to nieziszczalne marzenie, problem, z którym za bary brały się setki uczonych, dla którego wielu zajęło się matematyką i niejeden stracił swe najlepsze lata i zdrowie. Jestem przekonany, że Lars Onsager byłby jednym z tych, którzy najlepiej zrozumieliby Wileasa.

ZAGADNIENIA DYDAKTYKI FIZYKI W SZKOŁACH WYŻSZYCH

Andrzej Trautman

*Instytut Fizyki Teoretycznej
Uniwersytet Warszawski
Warszawa*

O tym, jak nietoperze obaliły teorię względności

How bats have proved the theory of relativity to be wrong

Abstract: In this didactic article, the theory of special relativity is derived from simple assumptions, somewhat different from the traditional postulates of relativity and constancy of the velocity of light. The basic assumption is that clocks are synchronized by 'universal signals'. Bats might have assumed them to be provided by sound, but they would have found that elementary clocks do not run in agreement with such a synchronization mechanism.

Szczególna teoria względności Einsteina, akceptowana i stale używana przez fizyków, budzi jeszcze czasami wątpliwości wśród osób stykających się z nią po raz pierwszy i pragnących zrozumieć jej podstawy i miejsce w rozwoju nauki. Wątpliwości te bywają wywołane lekturą książek popularnonaukowych, których autorzy przedstawiają tę teorię jako źródło paradoksów i starają się epatować czytelnika uproszczonymi, ale łatwymi do zapamiętania zdaniami o skracaniu wymiarów ciał i spowalnianiu zegarów w ruchu. Nie bez winy są także fizycy, którzy oswoili się z teorią względności na tyle, że większość z nich nie czuje potrzeby przedstawiania jej podstaw w sposób staranny i przystępny dla laików. Tradycyjnie, wykłady teorii względności rozpoczyna się od przypomnienia doświadczeń Michelsona i Morleya. Fizycy ci, w końcu XIX w., wykonali za pomocą specjalnie

zbudowanego interferometru pomiary mające na celu stwierdzenie ruchu Ziemi względem hipotetycznego eteru, ośrodka, mającego być nośnikiem fal elektromagnetycznych, a w szczególności światła. Z negatywnego wyniku tych doświadczeń wysnuwa się wniosek, formułowany jako *postulat stałości prędkości światła*; w połączeniu z *postulatem względności*, mówiącym o równouprawnieniu wszystkich inercjalnych układów odniesienia, wyprowadza się z niego postać przekształceń Lorentza. Podejście takie nie jest historycznie w pełni uzasadnione, gdyż Einstein, formułując w 1905 r. swoją teorię, wcale się nie odwoływał do tych doświadczeń, chociaż prawdopodobnie o nich wiedział (zob. [4], s. 115-119). Z drugiej strony, negatywne wyniki doświadczeń Michelsona i Morleya można wyjaśnić na podstawie *hipotezy emisyjnej* Ritza, według której światło rozchodzi się w próżni ze stałą, taką samą prędkością, ale w układzie odniesienia źródła.

O prawdziwości szczególnej teorii względności, tzn. o tym, że opisuje ona dobrze – a w każdym razie lepiej niż fizyka Newtona i Galileusza – stosunki czasoprzestrzenne, łącznie z tymi przy dużych prędkościach, świadczy ogromne bogactwo zjawisk towarzyszących ruchom, przyspieszaniu, zderzeniom i rozpadom cząstek elementarnych i atomów. Nowe spojrzenie na tę teorię zawdzięczamy fizyce zjawisk kwantowych i nierozróżnialności cząstek („wszystkie elektrony są dokładnie jednakowe”). Z tego powodu wydaje się celowe rozpoczynanie wykładu szczególnej teorii względności od sformułowania prostych obserwacji („zasad”, „postulatów”) dostosowanych do obecnego stanu fizyki. Celem tego artykułu jest właśnie przedstawienie takiego zespołu postulatów i naszkicowanie, w jaki sposób można z niego w prosty sposób wydedukować znane przewidywania szczególnej teorii względności. Podejście to jest oparte w znacznej mierze na wykładzie Bondiego [1]; w nieco innej postaci można je także znaleźć w [3] i [5]. Istotną rolę odgrywają w nim wyróżnione sygnały, służące do synchronizacji zegarów; w szczególnej teorii względności są nimi sygnały elektromagnetyczne (światłne), ale jak to podkreślał sam Einstein (zob. [2], s. 37) mogłyby być nimi inne, „uniwersalne” sygnały. Aby uwypuklić ten punkt widzenia i równocześnie unaocznic wyróżnioną rolę zjawisk elektromagnetycznych w przyrodzie, artykuł kończy się bajką o nietoperzach, które, gdyby rozwinęły fizykę, mogłyby używać sygnałów ultradźwiękowych do ustalania relacji czasoprzestrzennych i synchronizacji zegarów.

Pierwsza Zasada Dynamiki

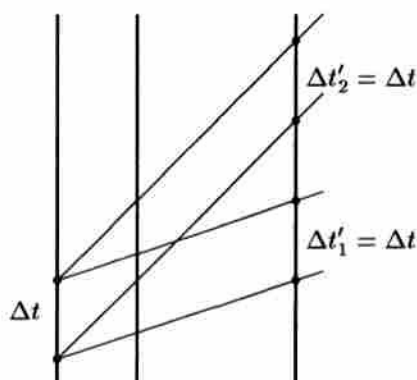
Podstawą całej klasycznej fizyki, z pominięciem grawitacji, jest Pierwsza Zasada Dynamiki Newtona mówiąca, że *istnieją takie zegary i układy odniesienia, względem których ruchy swobodne odbywają się bez przyspieszeń*. Inaczej mówiąc, istnieją współrzędne (x, y, z, t) takie, że ruchy swobodne są opisywane za pomocą *liniowych* związków między współrzędnymi.

Dla uproszczenia będziemy tu rozważać wyłącznie ruchy jednowymiarowe; zatem do ich opisu wystarczą dwie współrzędne, np. x i t , określone na podstawie Pierwszej Zasady z dokładnością do przekształceń liniowych

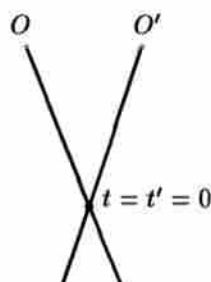
$$x' = ax + bt + x_0, \quad t' = cx + dt + t_0, \quad (1)$$

gdzie a, b, c, d, x_0 i t_0 są stałymi (liczbami rzeczywistymi) i $ad - bc \neq 0$. Kładąc w (1) $a = 1, c = 0$ i $d = 1$ otrzymujemy znane *przekształcenie Galileusza*. Współczynniki a i d wiążą się z możliwością zmiany jednostek, a $c \neq 0$ występuje np. wtedy, gdy posługujemy się zmieniającym się w sposób ciągły czasem słonecznym.

Pierwszą Zasadę w zastosowaniu do ruchów jednowymiarowych można wysłowić tak: zbiór wszystkich zdarzeń jest *płaszczyzną afiniczną*, tzn. taką, na której obowiązuje twierdzenie Talesa, ale nie ma jeszcze twierdzenia Pitagorasa. Wygodnie jest przedstawiać graficznie historie punktów materialnych i obserwatorów: ich zbiory zdarzeń tworzą *linie świata*, które są prostymi w przypadku ruchów swobodnych i obserwatorów inercjalnych. Proste równoległe przedstawiają względny spoczynek. Obserwatorzy, spoczywający względem siebie, mogą uzgodnić wspólną jednostkę czasu, wysyłając do siebie dowolne sygnały, spełniające jedynie warunek, aby ich linie świata były równoległe (rys. 1). Obserwatorzy, którzy w swojej historii mieli wspólne zdarzenie, mogą je przyjąć za początek rachuby czasu, ale sama Pierwsza Zasada nie wystarcza do ustalenia wspólnej jednostki czasu (rys. 2).



Rys. 1. Obserwatorzy spoczywający względem siebie mogą zgodnie ustalić jednostkę czasu, ale nie jego początek

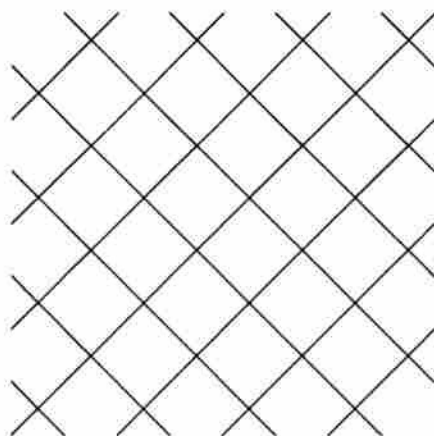


Rys. 2. Obserwatorzy, mający wspólne zdarzenie w swojej historii, mogą je przyjąć za początek rachuby czasu

Postulat o uniwersalnych sygnałach

Aby móc ustalić wspólną jednostkę czasu dla obserwatorów poruszających się względem siebie, a także aby określić zgodny sposób mierzenia odległości i odstępów czasu, trzeba mieć do dyspozycji *rodzinę uniwersalnych sygnałów*, reprezentowanych na płaszczyźnie afinicznej przez dwa zbiory prostych równoległych o tej własności, że przez każdy punkt (zdarzenie) na tej płaszczyźnie przechodzą dokładnie dwie proste rodziny (rys. 3).

Powyższy Postulat zastępuje hipotezę stałości prędkości światła oraz stwierdza niezależność ruchu sygnałów od ruchu źródła. Równoległość linii świata sygnałów poruszających się w tym samym kierunku można lapidarnie, choć niezbyt ściśle, wyrazić w stwierdzeniu, że „foton fotonu nie dogoni”. Od tego miejsca, w niniejszym artykule, cienkie linie na rysunkach przedstawiają linie świata wyróżnionych sygnałów.



Rys. 3. Dwie rodziny prostych równoległych przedstawiają linie światła „sygnałów”

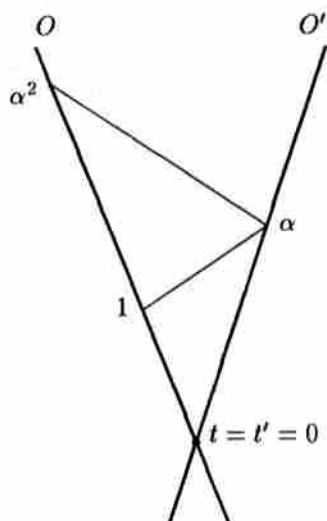
Uzgodniwszy, jakie sygnały będą służyły do synchronizacji zegarów i upewniwszy się, że spełniają one warunki Postulatu, obserwatorzy inercjalni mogą teraz uznać, że obowiązuje

Umowa na temat jednostki czasu

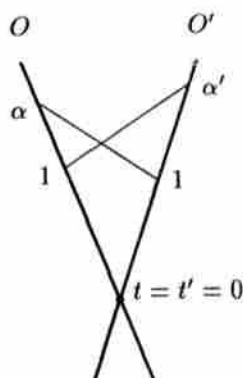
Jak już mówiliśmy, obserwatorzy pozostający w spoczynku jedni względem drugich, mogą uzgodnić jednostkę czasu, używając do tego jakichkolwiek sygnałów. Rozpatrzmy teraz obserwatorów O i O' poruszających się względem siebie: ich linie świata przecinają się w chwili, którą przyjmują za początek liczenia czasu, $t = t' = 0$ (rys. 4). W chwilach, kiedy zegary obu obserwatorów wskazują 1, wysyłają oni sobie nawzajem sygnały wyróżnionego, uniwersalnego rodzaju i notują wskazania, odpowiednio α i α' swoich zegarów w chwilach, kiedy te sygnały do nich docierają.

Jeden z nich („dżentelmen kłania się pierwszy”) postanawia przeskalować swój zegar tak, aby $\alpha = \alpha'$. Współczynnik α ma prostą interpretację fizyczną: jeśli sygnał wysyłany przez O jest monochromatyczny i ma okres T , to odbierany przez O' sygnał będzie miał okres αT . Inaczej mówiąc, α jest *współczynnikiem Dopplera*. Po przeskalowaniu zegarów o jakim była mowa przed chwilą, na mocy twierdzenia Talesa sygnał wysłany przez O w chwili t , odebrany przez O' w chwili αt i natychmiast odbity, wraca do O w chwili $\alpha^2 t$ (rys. 5). Umowa ta jest dobra w tym znaczeniu, że jest symetryczna – obserwatorzy O i O' są na równych prawach

–i konsystentna, tzn. przechodnia ze względu na obserwatorów: jeśli obserwatorzy O_1 i O_2 oraz O_2 i O_3 uzgodnią parami swoje zegary, to także zegary obserwatorów O_1 i O_3 będą zgodne: łatwo się o tym przekonać, stosując twierdzenie Talesa

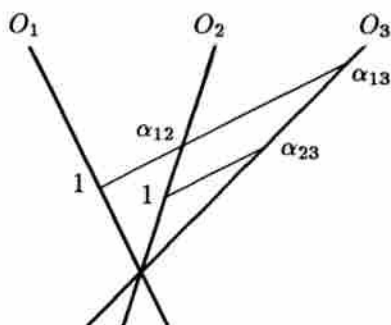
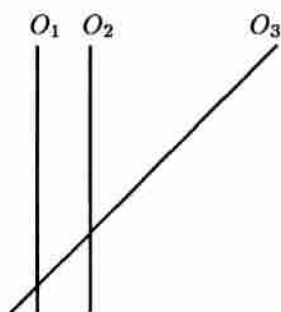


Rys. 4. Umowa $\alpha = \alpha'$ stanowi o równoprawieniu obserwatorów inercjalnych



Rys. 5. Konsekwencja umowy i twierdzenia Talesa

do sytuacji przedstawionych na rys. 6. O zegarach spełniających warunki naszej Umowy będziemy mówili, że są *dobrze*. Należy jednak podkreślić, że Umowa nie



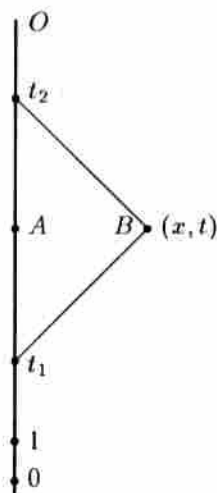
Rys. 6. Umowa na temat jednostki czasu używanej przez różnych obserwatorów jest dobra, bo konsystentna (przechodnia). Prawo składania współczynnika Dopplera:

$$\alpha_{13} = \alpha_{12}\alpha_{23}$$

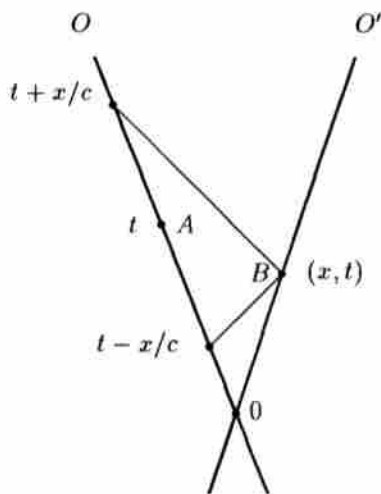
podaje konstrukcji dobrych zegarów. Gdybyśmy np. nawiązali kontakt radiowy i wymianę informacji z odległą cywilizacją pozaziemską, ale nie mogli wysyłać do niej ani odbierać sygnałów biegnących prostoliniowo, bez rozproszeń, to, na podstawie dotychczasowych rozważań nie potrafilibyśmy uzgodnić czym jest jedna sekunda. Zapominając na chwilę o tej trudności, możemy podać

Przepis na pomiary odległości i czasu

Obserwator O uważa zdarzenie B za równoczesne ze zdarzeniem A zachodzącym w chwili $t = \frac{1}{2}(t_1 + t_2)$, gdzie t_1 i t_2 są odpowiednio wskazaniem jego (dobrego!) zegara, odpowiadającymi wysłaniu i odebraniu sygnałów „spotykających” zdarzenie B (rys. 7). Odległość B od O jest proporcjonalna do $\frac{1}{2}(t_2 - t_1)$; współczynnik proporcjonalności c wybiera się odpowiednio do zakresu rozpatrywanych zjawisk. Na przykład w astronomii często przyjmuje się $c = 1$ i używa roku jednocześnie jako jednostki czasu i odległości. Dopiero teraz, mając metodę pomiaru odległości i czasu, można określić *względna prędkość* dwu obserwatorów lub punktów materialnych. Obserwator O, stwierdziwszy, że O' w chwili t znajduje się od niego w odległości x , określi prędkość O' jako $V = x/t$ (rys. 8).



Rys. 7. Obserwator O uważa zdarzenia A i B za równoczesne i przypisuje zdarzeniu B odległość $x = \frac{1}{2}c(t_2 - t_1)$ oraz czas $t = \frac{1}{2}(t_1 + t_2)$



Rys. 8. Interpretacja współczynnika α : $x/t = V$ oraz $t + x/c = \alpha^2(t - x/c)$ daje wzór (2)

Z drugiej strony (rys. 5) mamy $t + x/c = \alpha^2(t - x/c)$, co daje

$$\alpha = \sqrt{(1 + \beta)/(1 - \beta)}, \quad (2)$$

gdzie $\beta = V/c$. Obserwator O (rys. 8 i 11) uważa zdarzenia A i B za równoczesne, natomiast zegar obserwatora O' w chwili B wskazuje czas $t' = \alpha(t - x/c)$; na mocy $x = Vt$ oraz równania (2) otrzymujemy stąd wzór na *relatywistyczną dylatację czasu*:

$$t' = \sqrt{1 - \beta^2} t. \quad (3)$$

Podobnie łatwo wyprowadza się *przekształcenia Lorentza* (rys. 9): obserwatorzy O i O' przypisują zdarzeniu Z odpowiednio współrzędne (x, t) i (x', t') ; na podstawie Umowy i twierdzenia Talesa mamy

$$t' - x'/c = \alpha(t - x/c), \quad t + x/c = \alpha(t' + x'/c).$$

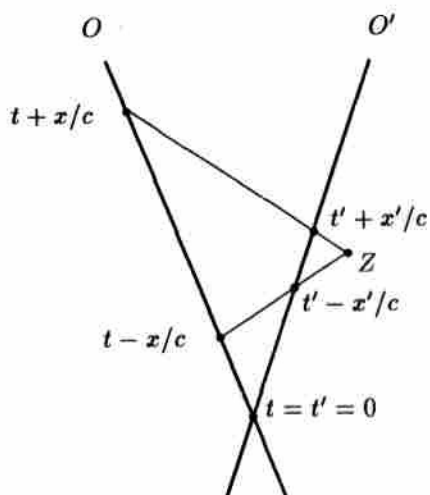
Otrzymujemy stąd *niezmienniczość interwału czasoprzestrzennego*

$$c^2 t'^2 - x'^2 = c^2 t^2 - x^2$$

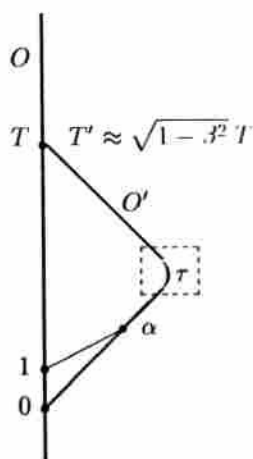
oraz wzory Lorentza

$$x' = (x - Vt)/\sqrt{1 - \beta^2}, \quad t' = (t - Vx/c^2)/\sqrt{1 - \beta^2}. \quad (4)$$

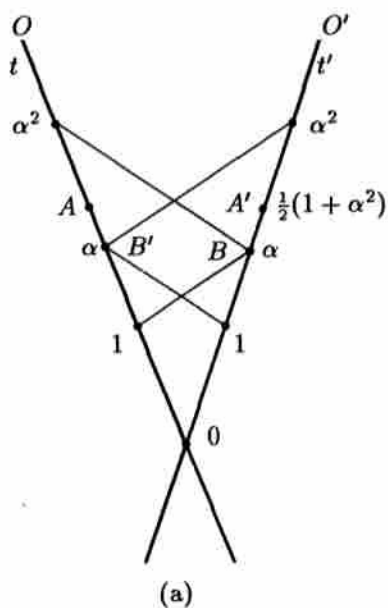
„Paradoks bliźniąt” zilustrowany jest na rys. 10: bliźniak O' wyrusza w podróż z prędkością V bliską prędkości światła, $\beta \approx 1$. Po pewnym czasie, uruchamia silniki wsteczne swojej rakiety (obszar wewnątrz pudełka na rysunku) i rozpoczyna podróż powrotną, z tą samą co do wielkości bezwzględnej prędkością V . Bliźniacy spotykają się ponownie i porównują swój wygląd i wskazania zegarów: podróżnik jest młodszy. Mianowicie, jeśli okres czasu τ , gdy O' doznawał przyspieszenia jest mały w stosunku do trwania podróży, ale równocześnie na tyle duży, aby przyspieszenie było małe i nie wpłynęło w istotny sposób na bieg zegara (i stan zdrowia) O', to związek między wskazaniem zegarów T i T' bliźniaków po zakończeniu podróży można odczytać ze wzoru (3), tzn. $T' \approx \sqrt{1 - \beta^2} T \ll T$.



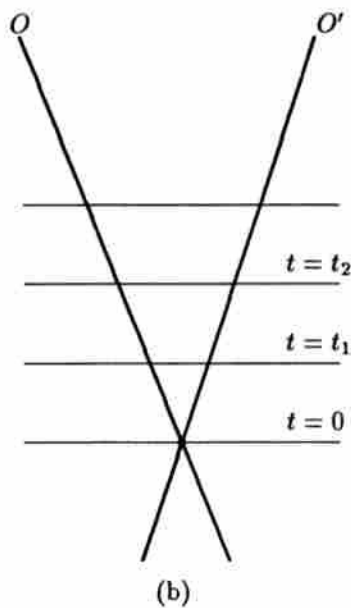
Rys. 9. Przekształcenie Lorentza: obserwatorzy O i O' przypisują zdarzeniu Z odpowiednio współrzędne (x, t) i (x', t')



Rys. 10. „Paradoks bliźniąt”



(a)



(b)

Rys. 11. Równoczesność zdarzeń w teorii Einsteina (a) i w teorii Newtona (b). W teorii względności obserwator O uznaje zdarzenia A i B za równoczesne, a A' za zachodzące później niż A . Podobnie, O' uznaje A' i B' za równoczesne, a A za późniejsze od nich.

Fakt doświadczalny: zegary elementarne są dobre

Powyższe wywody nie miałyby znaczenia dla rzeczywistego świata, gdyby nie to, że istnieje wiele dobrych zegarów spełniających warunki Umowy bez potrzeby uzgadniania ich biegu. Znajomość takich zegarów zawdzięczamy fizyce mikroświata – fizyce kwantowej. Są nimi jądra, atomy i proste cząsteczki. Przejściom kwantowym w takich układach między stanami o określonej energii może towarzyszyć emisja promieniowania elektromagnetycznego, którego okres dostarcza jednostki czasu. Stany kwantowe atomu można określić za pomocą skończonych ciągów liczb całkowitych; nadają się one do ewentualnego przekazania cywilizacji pozaziemskej. Wiadomo, że w praktyce stosuje się zegary atomowe, wykorzystujące przejście kwantowe związane ze strukturą nadsubtelną cezu. Także dobre są „zegary jądrowe”, w których o częstotliwości wysyłanego promieniowania współdecydują oddziaływania silne lub słabe. Świadczy to o jedności przyrody i rzeczywistej uniwersalności geometrii czasoprzestrzeni, wprowadzonej początkowo w oparciu o zjawiska elektromagnetyczne.

Literatura

- [1] H. Bondi, *Relativity and common sense* (Doubleday, Garden City 1964).
- [2] A. Einstein, *Istota Teorii Względności*, tłum. z ang. (PWN, Warszawa 1958).
- [3] W. Kopczyński i A. Trautman, *Czasoprzestrzeń i grawitacja* (PWN, Warszawa 1981).
- [4] A. Pais, *'Subtle is the Lord...'* (Oxford University Press, Oxford 1982).
- [5] A.K. Wróblewski i J.A. Zakrzewski, *Wstęp do fizyki*, t. 1 (PWN, Warszawa 1984).

BAJKA O NIETOPERZACH

Jest gdzieś długa i wąska Jaskinia, w której rozwinęła się cywilizacja inteligentnych, choć niewidomych nietoperzy. Przez tysiąclecia posługiwały się one opartą na ultradźwiękach echolokacją do ustalania odległości i bezkolizyjnego poruszania się po Jaskini. Czyniły to w sposób wyłącznie instynktowny do czasu, kiedy ich wielki uczoney Isaac Einstein podał naukowe ujęcie idei czasu i przestrzeni, zjawisk ruchu i rozchodzenia się dźwięku. Sformułował on Pierwszą Zasadę Dynamiki i Postulat o Uniwersalnych Sygnałach („pisk pisku nie dogoni”), narzucił Umowę na Temat Jednostki Czasu, a nietoperze intuicje na temat odle-

głości zastąpił Przepisem na Pomiary Odległości i Czasu. Od dawien dawna jako jednostkę czasu przyjmowano jedną sekundę, zdefiniowaną jako przeciętny okres bicia nietoperzego serca, a jako jednostkę długości – sekundę ultradźwiękową, tak że prędkość dźwięku wynosiła $C = 1$. Ultradźwiękowa mechanika relatywistyczna święciła tryumfy do czasu, kiedy zbankrutowała Agencja Turystyczna *Żyj Dłużej Dzięki Podróżom*. Jej działalność oparta była na przewidywanym przez teorię zjawisku dylatacji czasu („paradoksie bliźniąt”): długie podróże z prędkością bliską prędkości dźwięku miały opóźnić proces starzenia (w stosunku do nietoperzy, które podróży nie podejmowały). Takich skutków podróży nie zaobserwowano; wynikało stąd, że „zegar biologiczny” nietoperza wcale nie jest „dobry” w znaczeniu nadanym temu przymiotnikowi w Umowie. Okazało się, że jest jeszcze gorzej: żadne ze starannie konstruowanych zegarów nie były dobre w sensie Umowy opartej na uniwersalności sygnałów ultradźwiękowych; dotyczyło to w szczególności doskonałych zegarów atomowych. W tym samym czasie odkryto fale elektromagnetyczne, o których początkowo sądzono, że rozchodzą się z nieskończoną prędkością. Wielki Albert Newton wprowadził *Państwową Służbę Czasu Absolutnego*: polegała ona na wysyłaniu regularnych sygnałów radiowych z nadajnika umieszczonego w jednym końcu Jaskini. W ten sposób nietoperze obaliły teorię względności i zastąpiły ją prostszą i zgodną z obserwacjami teorią Galileusza-Newtona. Upadła także speleologia relatywistyczna. Po pewnym czasie odkryto, że fale elektromagnetyczne rozchodzą się ze skończoną prędkością c , a stosunek c/C wynosi około miliona. Ponieważ trudno sobie wyobrazić teorię tłumaczącą tak dużą liczbę, wysunięto hipotezę, że stosunek c/C jest proporcjonalny do wieku Jaskini. W chwili jej powstania był on równy 1; obowiązywała wtedy Teoria Małej Unifikacji, zwana także Teorią *Son et Lumière*. Pokazano, że gdyby stosunek c/C nie był taki jaki jest, nie powstałaby Jaskinia umożliwiającą rozwój Inteligentnych Nietoperzy; tę obserwację podniesiono do rangi Zasady Chiropterycznej.

Dochodzą słuchy, że fizyka w Jaskini rozwija się coraz lepiej dzięki wprowadzeniu *stad kwantowych* i *petrologicznej teorii pola*. Mówi się tam także o Nowej Teorii Względności, opartej na uniwersalnej roli sygnałów świetlnych.

ZE ZJAZDÓW I KONFERENCJI

XVI Międzynarodowa Konferencja Fizyki Cząstek Elementarnych
w Kazimierzu

W dniach 23–29 maja 1993 r. w Domu Architekta w Kazimierzu odbyła się XVI Międzynarodowa Konferencja Fizyki Cząstek Elementarnych *Nowa fizyka w nowych eksperymentach*. Konferencja była poświęcona przeglądowi najnowszych wyników fizyki cząstek elementarnych ze szczególnym uwzględnieniem tych rezultatów, które mogłyby umożliwić nam wyjście poza model standardowy oddziaływań fundamentalnych. Tematyka konferencji uwzględniała testowanie modelu standardowego, nowe wyniki z dziedziny oddziaływań silnych, fizykę bozonów Higgsa, fizykę zapachów cząstek elementarnych, fizykę neutrin, wielką unifikację, fenomenologię supersymetrii oraz związki fizyki cząstek elementarnych i astrofizyki. Ze względu na wiele doskonałych wykładów i bardzo interesującą fizykę konferencja była bardzo udana.

Przedstawiono nowe precyzyjne wyniki doświadczalne z akceleratora LEP w Genewie, dotyczące zarówno tradycyjnych testów teorii oddziaływań elektroslabych jak i testów chromodynamiki kwantowej, fizyki leptonów τ i mezonów B. Najistotniejsze nowe informacje dotyczyły wartości silnej stałej sprzężenia $\alpha_s(M_Z)$ oraz oszacowań masy kwarka t poprzez jej wpływ na poprawki promieniste. Otrzymywane w różnych doświadczeniach i różnymi metodami wartości silnej stałej sprzężenia są ze sobą coraz bardziej zgodne i dają $\alpha_s(M_Z) \simeq 0.12$. Oszacowania masy kwarka t oparte na nowych wynikach z większą statystyką i mniejszymi błędami systematycznymi dają wartości wyraźnie wyższe od poprzednich i wskazują, że masa kwarka t winna być rzędu $160 \text{ GeV}/c^2$. Być może zaobserwowano już pierwsze przypadki produkcji kwarka t w eksperymentach przeprowadzonych przy użyciu akceleratora CDF w Batawii. Omówiono pierwsze dane o funkcjach struktury nukleonów z nowego akceleratora HERA w Hamburgu oraz bogatsze dane na temat funkcji struktury z eksperymentów głęboko nieelastycznego rozpraszania mionów na nukleonach i jądrach.

Przedyskutowano pierwsze wyniki analizy strumienia neutrin słonecznych w eksperymentach z detektorami galowymi. Dwa niezależne eksperymenty SAGE i GALLEX dają wyniki zgodne w granicach błędu doświadczalnego. Choć rozbieżność tych wyników z przewidywaniami standardowego modelu Słońca jest wyraźnie mniejsza niż wyników wcześniejszych, to statystycznie jest ona bardziej znacząca ze względu na znacznie mniejszy błąd. Bardzo interesującym wynikiem jest również to, że biorąc pod uwagę wszystkie dotychczasowe doświadczenia mierzące strumień neutrin słonecznych (o różnych energiach) otrzymuje się bardzo silne ograniczenia na masy i kąty mieszania neutrin.

Referaty teoretyczne poświęcone były analizie przewidywań różnych modeli będących rozszerzeniem modelu standardowego. Przedyskutowano zwłaszcza teorie supersymetryczne. Są to w tej chwili jedyne precyzyjnie sformułowane rozszerzenia modelu

standardowego, które prowadzą do wielu interesujących, konkretnych i sprawdzalnych doświadczalnie przewidywań. Warto również podkreślić, że choć nie ma na razie doświadczalnego potwierdzenia supersymetrii, to jednak teoria ta (w przeciwieństwie do wielu innych popularnych rozszerzeń modelu standardowego, np. teorii technicolorowych) nie jest wykluczona przez istniejące bardzo precyzyjne dane. Szczególną rolę w teoriach supersymetrycznych odgrywa sektor Higgsa i poświęcono mu w czasie konferencji sporo uwagi. Bardzo ciekawym wynikiem jest silne ograniczenie $m_H \leq 150 \text{ GeV}/c^2$ na masę cząstki Higgsa w każdej „rozsądnej” teorii supersymetrycznej. Odkrycie lub nieodkrycie cząstki Higgsa w tym obszarze jest kryterium „być albo nie być” dla supersymetrii. Ostatnio znaczny postęp w badaniach nad teoriami supersymetrycznymi dotyczy szczególnie supersymetrycznych teorii wielkiej unifikacji. Supersymetria okazała się bardzo istotna dla „uratowania” teorii wielkiej unifikacji – proste niesupersymetryczne modele są obecnie wykluczone przez precyzyjne pomiary stałych sprzężenia oddziaływań elektroślabych i silnych. Supersymetryczne teorie wielkiej unifikacji prowadzą do wielu interesujących przewidywań ilościowych, które będą sprawdzane w planowanych nowych akceleratorach.

Omówiono również dane astrofizyczne uzyskane przy użyciu satelity COBE. Ogromne zainteresowanie fizyków i astrofizyków wzbudza obserwacja anizotropii promieniowania reliktowego, która wydaje się potwierdzać teorię inflacji. Dużo czasu poświęcono analizie coraz silniejszych związków fizyki cząstek elementarnych z kosmologią i astrofizyką. Kosmologia i astrofizyka opierają się na teoriach oddziaływań elementarnych i dostarczają jednocześnie bardzo silnych ograniczeń na te teorie. Przykładami mogą być szeroko dyskutowane problemy generowania liczby barionowej i ciemnej materii we Wszechświecie.

Wśród wielu innych problemów omawianych w czasie konferencji trzeba przede wszystkim wymienić problem mas fermionów w modelach wielkiej unifikacji i modelach supersymetrycznych. Omawiano także przewidywania dla procesów, w których nie zachowuje się liczba leptonowa, i procesów zachodzących z naruszeniem symetrii CP.

W czasie konferencji odbyło się uroczyste wręczenie Medalu PTF im. Mariana Smoluchowskiego za rok 1992 profesorowi Arnoldowi W. Wolfendale'owi z Uniwersytetu w Durham (Wielka Brytania). Laureat medalu wygłosił wykład „Fizyka promieni kosmicznych i kosmologia”, którego tłumaczenie ukaże się w *Postęпах Fizyki*.

Konferencja została zorganizowana przez Instytut Fizyki Teoretycznej i Instytut Fizyki Doświadczalnej Uniwersytetu Warszawskiego przy współpracy Instytutu Problemów Jądrowych w Warszawie i Instytutu Fizyki Cząstek Uniwersytetu w Walencji (Hiszpania). Była ona dofinansowana z grantu Komitetu Badań Naukowych nr 2 0167 91 01. Uczestnikami konferencji było 50 fizyków z zagranicy (z CERN-u, Austrii, Belgii, Białorusi, Danii, Finlandii, Francji, Grecji, Gruzji, Hiszpanii, Izraela, Kanady, Niemiec, Portugalii, Rosji, Szwajcarii, Szwecji, W. Brytanii, Włoch i USA) oraz 44 fizyków polskich (z Katowic, Krakowa, Lublina, Łodzi, Warszawy i Wrocławia). Łącznie przedstawiono 75 referatów przeglądowych i komunikatów z prac własnych, w tym 22 wystąpienia mieli uczestnicy polscy. Materiały konferencji zostaną opublikowane przez World Scientific (Singapur) wiosną 1994 r.

Zygmunt Ajduk i Stefan Pokorski
Instytut Fizyki Teoretycznej UW
Warszawa

RECENZJE

Koichi Shimoda: **Wstęp do fizyki laserów**
 tłum. Włodzimierz Komar, PWN, Warszawa 1993, s. 250

Wstęp do fizyki laserów jest podręcznikiem dla studentów starszych lat studiów fizyki i elektroniki. Wydaje się, że należy potraktować go jako literaturę uzupełniającą, ułatwiającą zrozumienie podstaw fizycznych działania laserów. Samym laserom poświęcono niewiele miejsca, bowiem tylko rozdział I (s. 13-35) zawiera bardzo szkieletowe omówienie ważniejszych laserów. Książkę napisał znakomity fizyk japoński, dobrze znany także ze swojego wkładu do fizyki maserów. Stanowi ona pożyteczne uzupełnienie literatury w języku polskim na temat fizyki laserów. Dodatkową zaletą książki jest zaopatrzenie każdego rozdziału w zadania, których rozwiązanie podano w części końcowej książki.

Rozdziały 2, 3 i 4 poświęcone są spójności światła, teorii elektromagnetycznej światła oraz emisji i absorpcji. Są to zagadnienia, które łatwo znaleźć w wielu istniejących podręcznikach. Dopiero część końcowa rozdz. 3 zawiera teorię rezonatorów optycznych. Książka została napisana w 1983 r., stąd nie może ona zawierać zagadnień tak interesujących, jak np. kontrolowana (osłabiona lub wzmocniona) emisja spontaniczna.

Rozdział 5 (zasada działania laserów) omawia inwersję obsadzeń w układach trój- i czteropoziomowych, zjawisko wzmocnienia w ośrodku czynnym oraz warunki wzbudzenia oscylacji niegasnących, a więc generacji światła. Z kolei rozdz. 6 zawiera charakterystyki emisji lasera. Oddziaływanie spójne pola elektromagnetycznego z atomem opisano w rozdziale 7. Efekty nieliniowe (nasycenie, nieliniowa podatność elektryczna, zanik swobodny, echo fotonowe, wymuszona przezroczystość) przedstawione są w rozdz. 8.

Rozdział 9 traktuje o teorii oscylacji w emisji lasera, w tym o oscylacjach jedno- i wielomodowych, o równaniu van der Pola oraz o zjawisku synchronizacji modów. Ostatni rozdział książki opisuje teorię lasera gazowego korzystającą z macierzy gęstości. W pełni kwantowa teoria lasera według Lamba i Hakena podana jest tylko szkieletowo na dwóch stronach.

Tłumaczenie tej książki uważam za dobre. Zauważyłem tylko nieliczne potknięcia (zresztą nie tylko tłumacza). Są to:

- 1) Spis treści, p. 4.1: nie gęstość modów fali elektromagnetycznej, a gęstość modów pola elektromagnetycznego;
- 2) Spis treści, p. 5.4: zamiast wzmocnienia lasera powinno być wzmocnienie w ośrodku czynnym. Laser nie tyle wzmacnia, co wytwarza (generuje) promieniowanie;
- 3) Spis treści, p. 8.5: nie wypalenie otworu, lecz raczej dziury;
- 4) Tytuł rozdziału I: „Bezprecedensowe źródła światła” brzmi nieco kuriozalnie, raczej: nowe źródła światła.

Szata graficzna książki, jakość papieru i kontrast druku są na poziomie średnim, dość

mocno odbiegającym od jakości renomowanych wydawnictw światowych. Bibliografię umieszczono na końcu książki. Byłoby lepiej, gdyby zalecana literatura była podana na końcu odpowiedniego rozdziału.

Książkę można polecić bez wahania nieco zaawansowanym czytelnikom interesującym się fizyką laserów.

Franciszek Kaczmarek

Institut Fizyki UAM

Poznań

K R O N I K A

P T F

Sprawozdanie z działalności Polskiego Towarzystwa Fizycznego
od września 1991 r. do września 1993 r.*1. Sprawy organizacyjne*

Dnia 24 września 1991 r. w czasie XXXI Zjazdu Fizyków Polskich w Poznaniu Walne Zebranie Delegatów PTF dokonało wyboru Prezesa i Zarządu Głównego PTF na kadencję 1991-93. Prezesem PTF został Stefan Pokorski, a ZG PTF ukonstytuował się następująco: wiceprezesa – Jerzy Niewodniczański i Tadeusz Skaliński, sekretarz generalny – Zygmunt Ajduk, skarbnik – Lucjan Zemło, członkowie i zastępcy członków – Zofia Gołąb-Meyer, Stanisław Hoffmann, Bożena Moldenhawer, Ireneusz Strzałkowski, Jerzy Wdowczyk, Cecylia Wesołowska, Maria Zaborowska-Kuśmierk.

W okresie sprawozdawczym Zarząd Główny PTF odbył 8 posiedzeń, zapraszając na niektóre z nich przewodniczących komisji i sekcji, redaktorów pism PTF i przedstawicieli oddziałów. Łączność z oddziałami uległa poprawie po zainstalowaniu w 1993 r. w Zarządzie Głównym PTF telefaksu i automatycznej sekretarki oraz podłączeniu komputera ZG PTF do sieci komputerowej Wydziału Fizyki Uniwersytetu Warszawskiego.

W celu rozwijania działalności statutowej w różnych dziedzinach Zarząd Główny powołał następujące komisje:

1. Historii Fizyki (przewodniczący Wiesław Kamiński),
2. Ochrony Środowiska (Jerzy Niewodniczański),
3. ds. Nauczania Fizyki w Szkołach (początkowo Jerzy Ginter, potem Jan Blinowski),
4. ds. Nauczania Fizyki w Uczelniach Wyższych (Ireneusz Strzałkowski),
5. Legislacyjną (Stanisław G. Rohoziński),
6. Nagród i Odznaczeń (Tadeusz Skaliński),
7. Nagród Dydaktycznych (Zofia Gołąb-Meyer),
8. ds. Współpracy z Zagranicą (Józef Spatek).

Komisja Ochrony Środowiska nie podjęła działalności, a próba utworzenia Komisji ds. Współpracy z Przemysłem (powierzona Andrzejowi Olesiowi) i Komisji ds. Popularyzacji Fizyki (powierzona Andrzejowi Filipkowskiemu w marcu 1993 r.) nie powiodła się.

Przewodniczącym Komitetu Głównego Olimpiady Fizycznej był Jerzy Prochorow.

Członkiem Rady Towarzystw Naukowych przy Prezydium Polskiej Akademii Nauk był Tadeusz Skaliński. Odbyły się cztery posiedzenia Rady, przeprowadzono szczegółową ankietę dotyczącą działalności towarzystw naukowych, a 19 grudnia 1992 r. odbył się Zjazd Towarzystw Naukowych Specjalistycznych, na którym omówiono kierunki i warunki działalności towarzystw, wybrano przedstawicieli do Rady na nową kadencję i zgłoszono postulaty programujące jej działalność.

Przedstawicielem PTF w Komitecie Współpracy Wschód-Zachód Europejskiego Towarzystwa Fizycznego był J. Spałek. Odbyło się pięć posiedzeń Komitetu, w tym jedno z udziałem przedstawicieli Amerykańskiego Towarzystwa Fizycznego.

Z rekomendacji PTF Izabela Sosnowska została członkiem Komitetu Koordynacyjnego Europejskiego Programu Wymiany Studentów Fizyki, powstałego z inicjatywy Europejskiego Towarzystwa Fizycznego, i reprezentuje w nim Polskę, Czechy i Słowację.

Z upoważnienia Walnego Zebrania Delegatów, ZG PTF, uchwałą z listopada 1991 r., podwyższył wysokość składek członkowskich na lata 1992-93. Dla członków zwyczajnych składka roczna wynosi obecnie: dla profesorów i docentów – 80 tys. zł, dla studentów i początkujących pracowników (w ciągu pierwszych trzech lat ich pracy) – 20 tys. zł, dla pozostałych pracowników – 40 tys. zł. Emeryci są zwolnieni z płacenia składek. Minimalna składka roczna dla członków wspierających wynosi 1 mln zł.

W czasie kadencji liczba członków zwyczajnych Polskiego Towarzystwa Fizycznego zmalała z około 1940 do 1820 (choć w niektórych oddziałach liczba członków wzrosła), a składkę opłaca średnio dwie trzecie członków. Liczba członków wspierających wynosi 56, lecz składkę za 1992 r. opłaciły tylko 24 instytucje, a za 1993 r. – 25.

W kwietniu 1992 r. Zarząd Główny podjął próbę określenia zasięgu terytorialnego poszczególnych oddziałów, aby oddziaływaniami PTF objąć cały kraj. Poniżej przedstawione są dane o 18 oddziałach PTF z września 1993 r. Podano kolejno nazwę oddziału, zasięg, imię i nazwisko przewodniczącego oddziału i liczbę członków.

- Białostocki (białostockie, łomżyńskie, suwalskie), Michał Święcki, 20 (dane z grudnia 1992 r.);
- Bydgoski (bydgoskie, olsztyńskie), Bronisław Grzegorzewski, potem Aleksandra Wronkowska, 33;
- Częstochowski (częstochowskie), Włodzimierz Zapart, potem Zygmunt Bąk, 59;
- Gdański (gdańskie, elbląskie), Jerzy Grzywacz, potem Czesław Szmytkowski, 119;
- Gliwicki (zach. część katowickiego), Mieczysław F. Pazdur, potem Tomasz Goslar, 53;
- Katowicki (wsch. część katowickiego, bielskie), Wiesława Zarek, 64;
- Kielecki (kieleckie, radomskie, tarnobrzeskie), Adam S. Wroński, potem Marek Pajek, 42;
- Krakowski (krakowskie, nowosądeckie, tarnowskie), Andrzej Kisiel, potem Andrzej Szytuła, 227;
- Lubelski (lubelskie, chełmskie, białkopodlaskie, zamojskie), Stanisław Hałas, 106;
- Łódzki (łódzkie, piotrkowskie, sieradzkie, skierniewickie), Bazyli Bończak, potem Maria Giller, 97 (dane z grudnia 1992 r.);
- Opolski (opolskie, kaliskie), Mieczysław Piróg, potem Józef Musielok, 38;
- Poznański (poznańskie, konińskie, leszczyńskie, pilskie, zielonogórskie), Stanisław K. Hoffmann, 135;
- Rzeszowski (rzeszowskie, krośnieńskie, przemyskie), Marek Rytel, potem Ryszard Kępa, 29 (dane z grudnia 1992 r.);
- Słupski (słupskie, koszalińskie), Henryk Wrembel, 81 (dane z grudnia 1992 r.);
- Szczeciński (szczecińskie, gorzowskie), Tadeusz Rewaj, 57 (dane z grudnia 1992 r.);
- Toruński (toruńskie, włocławskie), Franciszek Rozpłoch, potem Andrzej Bielski, 89 (dane z grudnia 1992 r.);
- Warszawski (warszawskie, ciechanowskie, ostrołęckie, płockie, siedleckie), Ireneusz

Strzałkowski, 385;

- Wrocławski (wrocławskie, jeleniogórskie, legnickie, wałbrzyskie), Maria Suszyńska, potem Zygmunt Galasiewicz, 187.

W Oddziale Warszawskim dla usprawnienia kontaktów powołano łączników w większych instytutach oraz w środowisku nauczycieli.

Kontynuowała swą działalność Sekcja Optyki PTF (przewodniczący Tomasz Szoplik), a od 28 listopada 1992 r. zaczęła działalność Sekcja Nauczycielska PTF (przewodnicząca Zofia Gołąb-Meyer).

Komisja Legislacyjna PTF opracowała projekt nowego statutu PTF, który po szerokiej dyskusji został przedstawiony do przyjęcia na Walnym Zebraniu Delegatów w Krakowie we wrześniu 1993 r. Zarząd Główny PTF i Komisja Rewizyjna PTF poprawiły regulaminy swej działalności. Uchwalone zostały również nowe regulaminy nagród PTF i regulamin wyborczy do władz Sekcji Optyki PTF oraz opracowany został nowy regulamin obrad Zebrania Delegatów PTF.

2. Działalność naukowa

PTF uczestniczyło w organizacji konferencji i sympozjów naukowych. W Lublinie w maju 1992 r. odbył się *Isotope Workshop*, w Toruniu w grudniu 1991 r. kolejne *Symposium on Mathematical Physics* i w marcu 1992 r. konferencja *Fizyka a Mikroelektronika*, w Jaszowcu w maju 1992 r. (przy udziale Oddziału Krakowskiego) *International Symposium on Synchrotron Radiation in Natural Science*, w Rokosowie we wrześniu 1993 r. (przy udziale Sekcji Optyki PTF) *International Colloquium on Nonconventional Optical Imaging Elements*. Oddział Krakowski PTF we współpracy z Wydziałem Fizyki i Techniki Jądrowej Akademii Górniczo-Hutniczej zorganizował w Krakowie XXXII Zjazd Fizyków Polskich (20-23 września 1993 r.).

Konwersatoria, seminaria i posiedzenia naukowe organizowały wszystkie oddziały, a liczba spotkań wynosiła zwykle od kilku do kilkudziesięciu (Bydgoszcz – 5, Częstochowa – 8 (dane z grudnia 1992 r.), Gdańsk – 14, Gliwice – 6, Katowice – 1, Kielce – 9, Kraków – 51, Lublin – 12, Łódź – 9 (dane z grudnia 1992 r.), Opole – 2, Poznań – 9, Rzeszów – 3 (dane z grudnia 1992 r.), Słupsk – 9, Szczecin – 5 (dane z grudnia 1992 r.), Toruń – 4 (dane z grudnia 1992 r.), Warszawa – 6, Wrocław – 13). Wykładowcami byli fizycy z Polski i z zagranicy, a w spotkaniach uczestniczyło zwykle od kilkunastu do stu osób. Szczególnie długą tradycję mają regularne posiedzenia organizowane od lat przez Oddziały Krakowski, Lubelski i Wrocławski. Dodatkowo we Wrocławiu PTF przejął patronat nad Środowiskowym Seminarium z Teorii Fazy Skondensowanej.

W Toruniu działa biblioteka PTF pod kierownictwem przewodniczących Oddziału Toruńskiego F. Rozpłocha i A. Bielskiego. Zbiory czasopism naukowych zwiększyły się w 1992 r. roku o 16 woluminów. W bibliotece dostępnych jest 25 bieżących tytułów czasopism naukowych.

Komisja Historii Fizyki zebrała dane o osobach zajmujących się historią i metodologią fizyki, wystąpiła z inicjatywą opracowania historii powojennej fizyki polskiej w poszczególnych ośrodkach oraz kontynuacji wydawania serii *Polish Men of Science*. Adam Kujawski i Wojciech Królikowski rozpoczęli prace nad tomem poświęconym Wojciechowi Rubinowiczowi. Staraniem PTF na Cmentarzu Powązkowskim w Warszawie na tablicy wybitnych uczonych umieszczone zostało nazwisko Wojciecha Rubinowicza.

3. Działalność popularyzatorska i dydaktyczna

Działalność popularyzatorska i dydaktyczna prowadzona była dla szerokiej publiczności, w tym zwłaszcza dla młodzieży. Poszczególne oddziały kontynuowały wypracowane od lat różnorodne formy tej działalności:

- odczyty, wykłady i pokazy z fizyki dla młodzieży szkolnej (Częstochowa, Gdańsk, Katowice, Kraków, Lublin, Łódź, Opole, Poznań, Rzeszów, Słupsk, Toruń, Warszawa, Wrocław),
- zwiedzanie laboratoriów naukowych i organizacja dni otwartych na wyższych uczelniach (Gdańsk, Kielce, Kraków),
- kursy przygotowawcze dla kandydatów na wyższe uczelnie (Bydgoszcz, Gliwice),
- opieka nad szkołami, szkolnymi kołami zainteresowań i kołami naukowymi (Bydgoszcz, Kielce, Poznań, Rzeszów, Słupsk, Toruń, Warszawa, Wrocław),
- konkursy wiedzy fizycznej (Bydgoszcz, Lublin, Opole, Warszawa),
- seminaria, pokazy i wykłady dla nauczycieli fizyki (Częstochowa, Kraków, Łódź, Opole, Poznań, Toruń, Warszawa).

W XXXIII Pokazach z Fizyki w Lublinie w 1992 r. wzięło udział przeszło 9000 osób i impreza ta przyniosła dochód pozwalający Oddziałowi Lubelskiemu na zakup dużego kserografu (XXXIV Pokazy odbyły się w dn. 15-25 września 1993 r.). W XXVI Międzynarodowym Turnieju Fizycznym w Opolu wzięło udział 395 uczniów szkół średnich Opolszczyzny. W Krakowie odbyło się we wrześniu 1992 r. Krakowsko-Japońskie Seminarium poświęcone nauczaniu fizyki. W lipcu 1993 r. PTF dofinansowało udział przedstawicielki Sekcji Nauczycielskiej PTF w konferencji GIREP *Światło i informacja* w Portugalii.

W 1992 i 1993 r. odbyły się XLI i XLII Olimpiada Fizyczna oraz XXIII i XXIV Międzynarodowa Olimpiada Fizyczna. W XLII Olimpiadzie Fizycznej wzięło udział 1300 uczniów. Działalność Komitetu Głównego Olimpiady Fizycznej jest finansowana głównie przez Ministerstwo Edukacji Narodowej.

Komisja ds. Nauczania Fizyki w Szkołach brała aktywny udział w pracach programowych reformy nauczania. Komisja ds. Nauczania Fizyki w Uczelniach Wyższych przedstawiła Radzie Głównej Szkolnictwa Wyższego postulaty środowiska fizyków w sprawie nauczania fizyki w uczelniach technicznych, rolniczych i medycznych. Wspólnie z Polskim Towarzystwem Matematycznym, Polskim Towarzystwem Chemicznym i Polskim Towarzystwem Przyrodników im. M. Kopernika Komisja opracowała memoriał w sprawie kształcenia w zakresie niekierunkowych przedmiotów podstawowych w szkołach wyższych i przekazała go Ministrowi Edukacji Narodowej. Obie komisje wspólnie wystąpiły do Ministra Edukacji Narodowej z koncepcją utworzenia Centrum Technologii Nauczania.

4. Działalność wydawnicza

Acta Physica Polonica A (redaktor naczelny Jerzy Prochorow) były wydawane przez Wydawnictwa Instytutu Fizyki PAN.

Acta Physica Polonica B (redaktor naczelny Wiesław Czyż) były wydawane przez Wydawnictwa Instytutu Fizyki PAN do końca 1992 r., a obecnie są wydawane przez Instytut Fizyki Uniwersytetu Jagiellońskiego (kolportaż pozostaje w Wydawnictwach Instytutu Fizyki PAN). Czasopismo jest dofinansowywane przez Komitet Badań Naukowych.

Reports on Mathematical Physics (redaktorem naczelnym był Roman S. Ingarden, a obecnie jest Andrzej Jamiołkowski) były wydawane przez PWN pod patronatem Instytutu Fizyki Uniwersytetu Mikołaja Kopernika. Dokończono wydawanie tomu 28 (1989), wydano tomy 29-30 (1991) i rozpoczęto wydawanie tomu 31 (1992). W 1993 r. zlikwidowane zostanie opóźnienie (dokończone zostanie wydanie tomu 31 (1992) oraz ukążą się tomy 32 i 33 (1993)).

Postępy Fizyki (organ PTF, nakład 1100 egz. w 1992 r. i 1000 egz. w 1993 r., redaktor naczelny Adam Sobieczewski) były wydawane przez Wydawnictwa Instytutu Fizyki PAN do końca 1992 r., a obecnie są wydawane bezpośrednio przez Zarząd Główny PTF i Redakcję pod patronatem Wydziału Fizyki Uniwersytetu Warszawskiego. Przez cały czas czasopismo jest dofinansowywane przez Komitet Badań Naukowych. Dla usprawnienia przygotowywania składu Redakcja została wyposażona w komputer (podłączony do sieci komputerowej Wydziału Fizyki Uniwersytetu Warszawskiego) i drukarkę laserową.

Fizyka w Szkole (nakład 9000 egz., redaktor naczelny Zygmunt Przeniczny) była publikowana przez Wydawnictwa Szkolne i Pedagogiczne przy dofinansowaniu z Ministerstwa Edukacji Narodowej.

Delta (nakład 8000 egz. w 1992 r. i 5500 egz. w 1993 r., redaktor działu fizyki Jan Kalinowski) jest wydawana pod patronatem Uniwersytetu Warszawskiego przy dofinansowaniu z Ministerstwa Edukacji Narodowej, Komitetu Badań Naukowych i Komitetu Nauk Matematycznych PAN.

Wszystkie czasopisma (poza *Reports on Mathematical Physics*) ukazują się bez opóźnień, ale mają trudności finansowe i kłopoty z kolportażem. Apel ZG PTF do oddziałów PTF o pomoc w kolportażu *Postępów Fizyki* i *Delt* przyniósł małe efekty. Nadal istotną rolę odgrywa prowadzenie prenumeraty *Postępów Fizyki* przez oddziały i jedynie Oddziały Gdański i Warszawski zorganizowały punkty sprzedaży tych czasopism.

Staraniem Sekcji Nauczycielskiej PTF (początkowo Sekcji Nauczycielskiej Oddziału Krakowskiego PTF), przy pomocy Instytutu Fizyki Uniwersytetu Jagiellońskiego i Polskiej Akademii Umiejętności, ukazało się 21 numerów nowego czasopisma dydaktycznego *Foton* (nakład 500 egz., redaktor naczelny Zofia Gołąb-Meyer).

Z inicjatywy ZG PTF został opracowany (pod redakcją Z. Ajduka) informator *Physics Research in Poland 1992-1993*. Informator został opublikowany przez Ośrodek Wydawnictw Naukowych PAN w Poznaniu przy dofinansowaniu z Komitetu Badań Naukowych i Komitetu Fizyki PAN. Informator zawiera informacje o placówkach naukowych z dziedziny fizyki: nazwy, adresy, nazwiska profesorów i doktorów habilitowanych, programy badań itp. i ma służyć informacji oraz promocji polskiej fizyki w kraju i na świecie. Zebrane dane pozwoliły opracować polski rozdział w informatorze *Physics Institutes in Central Europe*, który wydał Komitet Współpracy Wschód-Zachód Europejskiego Towarzystwa Fizycznego.

Ukazały się trzy *Biuletyny Polskiego Towarzystwa Fizycznego* (wydane przez ZG PTF) oraz regularnie ukazywały się *Wrocławski Informator Fizyków* (wydawany przez Oddział Wrocławski PTF) i *Biuletyn Informacyjny Oddziału Warszawskiego PTF*.

5. Współpraca międzynarodowa

Istniejące od dawna umowy o współpracy PTF z towarzystwami fizycznymi Bułgarii, Czechosłowacji, Niemiec i Węgier oraz podpisana we wrześniu 1991 r. umowa o współpracy z Instytutem Fizyki (IOP) w W. Brytanii przewidują wymianę publikacji i wymianę

osobową (np. udział w konferencjach i sympozjach organizowanych przez współpracujące towarzystwa). W 1992 i 1993 r. współpraca sprowadzała się głównie do wymiany publikacji i informacji. Stan polskiej fizyki i perspektywy jej rozwoju zostały przedstawione w artykule J. Spalka w *Physikalische Blätter*. W przypadku umowy z Wielką Brytanią kilka bibliotek skorzystało dodatkowo z możliwości bezpłatnej lub tańszej prenumeraty czasopism wydawanych przez IOP Publishing. W maju 1992 r. podpisana została umowa o współpracy z Amerykańskim Towarzystwem Fizycznym (APS), która przewiduje wzajemne rozszerzenie przywilejów na członków bratniego towarzystwa, a w szczególności zniżek w opłatach na zjazdach i konferencjach organizowanych przez towarzystwa i w cenach prenumeraty publikowanych przez nie czasopism. Polskie Towarzystwo Fizyczne w czerwcu 1993 r. przyłączyło się do apelu APS i innych towarzystw fizycznych o niewznowienie prób z bronią jądrową.

Duże znaczenie ma współpraca PTF z Europejskim Towarzystwem Fizycznym (EPS). PTF jest członkiem zbiorowym EPS, a 121 członków PTF jest członkami indywidualnymi EPS. Prezes PTF w marcu 1992 r. wziął udział w posiedzeniu Rady EPS w Atenach, na którym m. in. omawiano zmiany w strukturze organizacyjnej EPS oraz uchwalono konwencję EPS o wymianie studentów fizyki między uniwersytetami europejskimi. W 1993 r. Europejskie Towarzystwo Fizyczne kontynuowało prace nad reorganizacją, w wyniku której EPS stanie się federacją narodowych towarzystw fizycznych. Członkowie sfederowanych narodowych towarzystw fizycznych staną się członkami EPS i za pośrednictwem towarzystw narodowych będą otrzymywać *Europhysics News*. Zarząd Główny PTF zadeklarował chęć przystąpienia PTF do EPS na nowych zasadach. Do Europejskiego Programu Wymiany Studentów Fizyki zgłosiło się 10 polskich uczelni i jeśli będą odpowiednie fundusze, to od września 1993 r. uczelnie te mogą przyjąć u siebie studentów z zagranicy i skierować swoich studentów na studia zagraniczne. Wymiana studentów ma być wspomagana przez Europejską Wspólnotę Gospodarczą w ramach programów ERASMUS i TEMPUS. Dary w akcji pomocy bibliotekom w krajach Europy Środkowej, zorganizowanej przez EPS, pozwoliły kilku polskim bibliotekom naukowym zlikwidować niektóre luki w zbiorach czasopism. W wyniku wsparcia działań Komitetu Współpracy Wschód-Zachód EPS przez Amerykańskie Towarzystwo Fizyczne (APS) kraje Europy Wschodniej i Środkowej (w tym Polska) otrzymały po jednej bezpłatnej trzyletniej prenumeracie czasopism wydawanych przez APS i po dwa używane komputery osobiste AT. Kolejne posiedzenie Rady EPS odbędzie się w Krakowie wiosną 1994 r.

Sekcja Optyki PTF współpracowała aktywnie z Europejskim Towarzystwem Optycznym (EOS), Amerykańskim Towarzystwem Optycznym (AOS) i Międzynarodową Komisją Optyki (ICO). Przez kilka lat korzystała ona z ulgowej prenumeraty czasopism wydawanych przez AOS. Do EOS należy indywidualnie 10 optyków z Polski, a Katarzyna Chałasińska-Macukow jest członkiem Komitetu Doradczego i Zarządu EOS oraz od sierpnia 1993 r. pełni funkcję wiceprezesa ICO. W 1992 r. na zaproszenie Sekcji czterech wybitnych optyków z USA, Kanady, Hiszpanii i Holandii złożyło wizytę w Polsce.

6. Nagrody i odznaczenia PTF

Dla zwiększenia rangi nagród PTF Zarząd Główny postanowił podnieść ich wysokość i nadać głównym nagrodom imiona wybitnych fizyków polskich: Wojciecha Rubinowicza, Arkadiusza Piekary i Grzegorza Białkowskiego.

Komisja Nagród i Odznaczeń PTF przyznała w latach 1992 i 1993 Medal PTF im. Mariana Smoluchowskiego Arnoldowi W. Wolfendale'owi z Uniwersytetu w Durham w Wielkiej Brytanii i Stanisławowi Kielichowi z Uniwersytetu Adama Mickiewicza w Poznaniu. A. W. Wolfendale jest znanym specjalistą z zakresu fizyki promieniowania kosmicznego i astrofizyki i od wielu lat współpracuje naukowo z Polską, a zwłaszcza z Łódzkim Ośrodkiem Fizyki Promieniowania Kosmicznego. S. Kielich jest twórcą poznawczej szkoły optyki nieliniowej. Nagrody naukowe PTF im. Wojciecha Rubinowicza otrzymali fizycy z Warszawy: Krystyna Siwek-Wilczyńska i Janusz Wilczyński za prace nad mechanizmem reakcji ciężkojonowych, Krzysztof Wódkiewicz za prace z teoretycznej optyki kwantowej i Tomasz Story za znaczący wkład w poznanie półprzewodników półmagnetycznych. Nagrody za prace magisterskie z fizyki otrzymali: Krzysztof Stanek z Warszawy i Bartłomiej Andrzejewski z Poznania (nagrody im. Arkadiusza Piekary), Jacek Jasiński, Piotr Magierski i Piotr Kondratowicz z Warszawy oraz Roman Ciuryło z Torunia. Nagrodę za popularyzację fizyki (ustanowioną w 1993 r.) otrzymał Waldemar Gorzkowski z Warszawy za wieloletni wybitny wkład w organizację Olimpiad Fizycznych.

Komisja Nagród Dydaktycznych PTF przyznała 10 nagród wyróżniającym się nauczycielom fizyki: Zenonie Stojeckiej z Wielunia i Zenobii Teresie Białeckiej z Warszawy (nagrody im. Grzegorza Białkowskiego), Bożenie Bogdańskiej z Łodzi, Aleksandrze Miłosz i Włodzimierzowi Natorfowi z Warszawy, Stefanowi Kurowskiemu z Koszalina, Lidii Fenert z Lublina, Bolesławowi Wojtowiczowi ze Słupska, Andrzejowi Muzyce z Jarocina i Zofii Niewiarowskiej z Krosna.

Nagrody specjalne PTF otrzymały Magdalena Staszczel z Warszawy i Józefina Turło z Torunia za wybitny wkład w organizację konferencji GIREP '91 w Toruniu oraz Barbara Wojtowicz-Natanson za wieloletni wybitny wkład w prace Redakcji *Postępów Fizyki*.

7. Sytuacja finansowa

Dla zilustrowania sytuacji finansowej PTF przedstawiamy strukturę wpływów i wydatków w 1992 r.:

Wpływy:

składki członków zwyczajnych	8.0%
składki członków wspierających	2.9%
składki członków indywidualnych EPS	2.3%
wpływy z wykładów i pokazów	16.1%
wpływy z działalności wydawniczej	2.8%
dotacje z Komitetu Badań Naukowych	48.9%
dotacja z III Wydziału PAN	2.4%
dotacja z przedsiębiorstw Polskiej Agencji Atomistyki	6.0%
dotacja z Wydziału Fizyki Uniwersytetu Warszawskiego	0.8%
odsetki bankowe	9.7%
Razem	100%

Wydatki:

działalność wydawnicza	31.0%
działalność naukowa, popularyzatorska i dydaktyczna	25.6%
wydatki administracyjne	19.2%

współpraca z EPS (składki, wyjazd do Aten)	14.9%
nagrody	7.0%
inne wydatki	2.2%
Razem	100%

Powyższe zestawienie wydatków nie obejmuje kosztów działalności Zarządu Głównego, oddziałów i redakcji pokrywanych przez wiele instytutów naukowych bezpośrednio.

Działalność PTF nie byłaby możliwa bez dotacji, które w 1992 r. stanowiły prawie 60% wpływów. Szczególnie duże znaczenie mają dotacje z Komitetu Badań Naukowych na działalność ogólnotechniczną, działalność wydawniczą i współpracę międzynarodową oraz dotacja z przedsiębiorstw Polskiej Agencji Atomistyki. Warto dodać, że składki związane z członkostwem PTF w EPS opłaciliśmy tylko częściowo (w 1992 r. w 40%, w 1993 r. w 50%), a członkowie indywidualni EPS opłacali tylko jedną trzecią składki.

8. Podziękowania

Serdecznie dziękujemy wszystkim członkom i sympatykom PTF za udział w działalności Polskiego Towarzystwa Fizycznego oraz za wsparcie finansowe i techniczne. Dziękujemy również wielu osobom, instytucjom i organizacjom, które prowadziły działalność w zakresie upowszechniania fizyki niezależnie od PTF.

Kraków, wrzesień 1993 r.

Zarząd Główny PTF

Medal Smoluchowskiego

Polskie Towarzystwo Fizyczne nadało Medal Mariana Smoluchowskiego za rok 1993 Stanisławowi Kielichowi, profesorowi Uniwersytetu Adama Mickiewicza w Poznaniu. Medal został wręczony na XXXII Zjeździe Fizyków Polskich w Krakowie, dnia 20 września 1993 r. Niestety, ciężko chory prof. Kielich nie mógł odebrać Medalu osobiście. Niecały miesiąc później dowiedzieliśmy się ze smutkiem, że prof. Kielich zmarł 15 października 1993 r.

Stanisław Kielich był wybitnym uczy-nym, światowej sławy autorytetem w dziedzinie optyki nieliniowej. Jego sylwetka będzie przedstawiona w odrębnej notatce biograficznej Kroniki.

Ryszard Tanaś

Oddział Warszawski

Dnia 17 czerwca 1993 r. odbyło się Walne Zebranie Sprawozdawczo-Wyborcze Oddziału Warszawskiego PTF. Po

pięknym wykładzie prof. Marka Demiańskiego pt. „Poznanwanie Wszechświata”, przewodniczący ustępującego zarządu Ireneusz Strzałkowski przedstawił sprawozdanie z dwuletniej działalności władz Oddziału. Działalność ta była ukierunkowana przede wszystkim na popularyzację fizyki, współpracę ze szkołami i pomoc nauczycielom fizyki oraz na integrację warszawskiego środowiska fizyków.

Wznowiono po dłuższej przerwie cykl wykładów popularnych pt. „Najnowsze osiągnięcia fizyki” oraz kontynuowano wykłady z pokazami dla uczniów (patrz następna notatka). Wzięło w nich udział ok. 3500 młodzieży, a jedyną przeszkodą w rozszerzeniu tej akcji było zbyt duże obciążenie wykładami sali wykładowej.

Prowadzono comiesięczne spotkania seminaryjne z nauczycielami fizyki, głównie ze szkół podstawowych.

Zarząd Oddziału wspomagał działalność Międzyszkolnego Koła Fizycznego prowadzonego przez swojego członka Alek-

sandrę Miłosz z L. L.O. w Warszawie oraz objął patronatem konkurs fizyczny dla szkół podstawowych.

Oddział Warszawski jest największym oddziałem PTF, liczącym średnio ok. 400 członków. W tak licznym środowisku bardzo istotną sprawą jest sprawność informacji. Zarząd redagował kwartalny biuletyn informacyjny, który był wysyłany do różnych instytucji skupiających naszych członków. Wierzymy, że poprawienie informacji dodatnio wpłynęło na integrację naszego środowiska.

Na Walnym Zebraniu wybrano nowe władze Oddziału w następującym składzie: przewodniczący – Ireneusz Strzałkowski, członkowie – Jan Borkowski, Janusz Dmochowski, Teresa Grycuk (z-ca przew.), Ewa Jędryka (korespondent), Marek Kowalski (skarbnik), Marian Kozielski (sekretarz), Aleksandra Miłosz, Zuzanna Suwald i Maria Zaborowska-Kuśmierak.

Teresa Grycuk

Wykłady z fizyki OW PTF

Organizowanie wykładów popularnych dotyczących najczęściej różnych nowości w fizyce oraz wykładów z fizyki doświadczalnej dla młodzieży szkolnej należy do tradycyjnych form działalności Oddziału Warszawskiego PTF.

Wykłady popularyzujące różnorodne, często trudne problemy i zjawiska fizyczne zostały zapoczątkowane w Warszawie już w pierwszym roku istnienia Polskiego Towarzystwa Fizycznego (1920) i w okresie międzywojennym były organizowane corocznie jako tzw. Wykłady Wielkopostne. Jako wykładowcy występowali znakomici fizycy i dydaktycy, nierzadko profesorowie o światowej sławie. Tutaj np., już w latach powojennych, Arkadiusz Piekara tłumaczył zasadę działania lasera posługując się zbiorem napiętych pułapek na myszy z uwiecznionymi w nich piłeczkami pingpongo-

wymi a Włodzimierz Kołos wyjaśniał niuanse struktury elektronowej cząsteczki wodoru. Wiadomo, że właśnie te wykłady pobudziły bądź pogłębiły zainteresowanie fizyką conajmniej kilku osób obecnie pracujących w tej dziedzinie.

Nawiązując do tradycji Wykładów Wielkopostnych Zarząd Oddziału Warszawskiego PTF wznowił w 1992 r. podobny cykl wykładów pt. „Najnowsze Osiągnięcia Fizyki”, zapraszając do ich wygłoszenia profesorów, znanych specjalistów w danej dziedzinie. Odbyły się dwie serie tych wykładów: w jesieni 1992 i na wiosnę 1993. Oto ich tytuły:

- Jan Żylicz: Wiązki radioaktywne – nowe perspektywy fizyki jądrowej,
- Tomasz Dietl: Na granicy miniaturyzacji elementów elektronicznych,
- Adam Kujawski: Światło w świetle fizyki i historii,
- Janusz Zakrzewski: Wielkie energie – dokąd zmierzamy,
- Kazimierz Rzążewski: Oddziaływanie atomów z bardzo silnym światłem laserowym,
- Jacek Kossut: Inżynieria atomowa i architektura kwantowa w ciałach stałych.

Niezależnie od działalności popularyzatorskiej Zarząd Oddziału Warszawskiego od dawna rozwijał różne formy współpracy z nauczycielami i młodzieżą szkolną. Już w pierwszych latach powojennych zostały zainicjowane wykłady z fizyki doświadczalnej, bogato ilustrowane pokazami, adresowane do uczniów starszych klas licealnych. Do końca lat sześćdziesiątych wykłady te odbywały się co tydzień w dwóch seriach, jesiennej i wiosennej, przyciągając ogromne rzesze młodzieży. W późniejszych latach, choć nie udało się utrzymać takiej częstości wykładów, ta pożyteczna akcja była kontynuowana a nawet rozwijana. Bardzo udanym pomysłem oka-

zało się wprowadzenie w 1986 r. wykładów o podobnym charakterze dostosowanych do programu nauczania fizyki w klasach ósmych szkół podstawowych. Od początku cieszyły się one ogromnym zainteresowaniem młodzieży i nauczycieli, dla których stanowiły nieocenioną pomoc dydaktyczną.

Z przykrością wspominamy, że w jesieni 1991 r. byliśmy zmuszeni zawiesić wykłady dla uczniów szkół średnich z powodu trudności lokalowych Wydziału Fizyki UW, a w szczególności – nadmiernego obciążenia sali wykładowej, która m.in. musiała sprostać potrzebom ok. 600-osobowej rzeszy studentów fizyki I roku studiów. Wykłady te zostały wznowione dopiero na wiosnę 1993 r.

Organizatorzy z satysfakcją zauważyli dużą frekwencję młodzieży, która szczególnie na wykładach dla klas ósmych każdorazowo niemal całkowicie wypełniała salę na 350 miejsc.

Żywe zainteresowanie demonstrowanymi zjawiskami oraz długotrwałe owacje na stojąco po każdym wykładzie pozwalają sądzić, iż mimo wręcz dramatycznej sytuacji fizyki w szkołach, a szczególnie w szkołach podstawowych, fizyka znajduje tam swoich entuzjastów. Nie miała w tym zasługa pewnej grupy ofiarnych nauczycieli. Szczególnie wdzięczni jesteśmy pani mgr Barbarze Biesiednej za pomoc w doborze treści wykładów dla klas ósmych.

Liczne uczestnictwo młodzieży w wykładach dla uczniów szkół średnich, mających także inne możliwości pogłębiania wiedzy fizycznej (np. ciekawe wykłady prowadzone przez Instytut Fizyki PAN w Warszawie), świadczy o potrzebie wykładów z fizyki doświadczalnej, w czasie których komentarz słowny jest ograniczony do niezbędnego minimum.

Z tą świadomością nowo wybrany Zarząd Oddziału Warszawskiego PTF przy-

gotowuje kolejną serię wykładów w r. szk. 1993/94.

Teresa Gryczuk

Nominacja profesorska

Tytuł naukowy profesora nauk fizycznych, nadany przez Prezydenta RP, otrzymała w dniu 30 lipca 1993 r. Barbara Badełek (UW, Warszawa).

Sprawy Nauki, nr 5 (1993)

Komitet Fizyki PAN

W połowie 1993 r. odpowiednie Rady Wydziałów wyższych uczelni oraz Rady Naukowe instytutów posiadających uprawnienia do nadawania stopnia doktora habilitowanego przeprowadziły wybory delegatów do Komitetu Fizyki Polskiej Akademii Nauk na nową, trzyletnią kadencję. Przewodniczący poprzedniej kadencji, prof. Jan Stankowski, zaprosił tych delegatów oraz członków PAN, którzy wyrazili chęć uczestniczenia w pracach Komitetu, na walne zebranie w dniu 8 września 1993 r. Zebranie odbyło się w pięknym, niedawno oddanym do użytku Domu Nauki w Poznaniu. Głównym celem zebrania był wybór przewodniczącego i prezydium Komitetu Fizyki oraz powołanie Sekcji i Zespołów roboczych.

Zebraniu wyborczemu przewodniczył prof. Jerzy Kołodziejczak. Sprawozdanie z działalności Komitetu Fizyki w kadencji 1991-93 złożył jego sekretarz prof. Jerzy Małecki. Sprawozdanie zawierało krótkie omówienie najważniejszych zagadnień, jakie w swojej działalności Komitet podejmował oraz sposób wykorzystania skromnych środków finansowych pozostających do dyspozycji KF PAN. Prawie w całości środki te przeznaczono na dofinansowanie konferencji i spotkań naukowych organizowanych w kraju oraz na opracowanie i wydanie informatora o polskich fizy-

kach *Kto jest kim w fizyce w Polsce*. W wyniku następnie przeprowadzonych wyborów prof. Jan Stankowski został ponownie wybrany na przewodniczącego Komitetu Fizyki PAN na nową kadencję 1993-95. Od tego momentu przejął on przewodniczenie zebraniu.

W wyniku kolejnych wyborów ustalono następujący skład Prezydium KF PAN: przewodniczący – prof. Jan Stankowski, wiceprzewodniczący – prof. Andrzej Budzanowski i prof. Henryk Szymczak, członkowie – prof. Andrzej Hrynkiwicz, prof. Jerzy Kołodziejczak, prof. Józef Sznajd, i prof. Józef Werle, sekretarz – prof. Jerzy Małecki.

W dalszej części posiedzenia po dyskusji powołano następujące Sekcje KF PAN oraz ich przewodniczących: 1) Sekcja Fizyki Fazy Skondensowanej (przew. prof. Jacek Baranowski), 2) Sekcja Fizyki Jądrowej i Cząstek Elementarnych (przew. prof. Ziemowid Sujkowski), 3) Sekcja Fizyki Molekularnej (przew. prof. Jerzy Prochorow), 4) Sekcja Optyki (przew. vacat), 5) Sekcja Fizyki Plazmy (przew. vacat), 6) Sekcja ds. Nauczania Fizyki (przew. prof. Stanisław Łęgowski), 7) Sekcja ds. IUPAP (przew. prof. Adam Kujawski).

Na zakończenie rozwinęła się swobodna dyskusja, w której ustosunkowano się do decyzji Komitetu Badań Naukowych o odwołaniu wszystkich Sekcji Naukowych, w tym także Sekcji Fizyki. W dyskusji przeważała opinia, że zasada wyłączenia dyrektorów instytutów z uczestnictwa w pracach Sekcji nie może być mechanicznie stosowana. Ożywioną dyskusję wywołał problem szczególnej integracji fizyków i reprezentowania na zewnątrz uzgodnionych, wspólnych stanowisk we wszystkich istotnych dla środowiska sprawach. Poruszano też sprawy rozwoju kontaktów między fizykami różnych dziedzin, w szczególności fizyki fazy skondensowanej i fizyki jądro-

wej. Mówiono także o popularyzacji fizyki, szczególnie w szkołach.

Jerzy Małecki

IUPAP

Kolejne, XXI Zebranie Ogólne Międzynarodowej Unii Fizyki Czystej i Stosowanej (International Union of Pure and Applied Physics – IUPAP) odbyło się w Nara w Japonii w dniach od 20 do 25 września 1993 r. W skład polskiej delegacji wchodził: Józef Werle (wiceprezes IUPAP), Jerzy Wdowczyk (przewodniczący Komisji Promieni Kosmicznych IUPAP) i Adam Kujawski (przewodniczący polskiego Komitetu Narodowego IUPAP).

Zebranie Ogólne, w którym brały udział delegacje wszystkich krajów członkowskich, było poświęcone sprawom organizacyjnym i wyborom nowych władz IUPAP i członków komisji naukowych. Kilka sesji naukowych dotyczyło tematu „Fizyka i przemysł”.

Prezesem Unii został wybrany Y. Yamaguchi z Japonii. Jeśli chodzi o udział polskich fizyków we władzach Unii, to na kolejną kadencję wiceprezesem IUPAP wybrany został J. Werle. Członkami komisji naukowych zostali wybrani: J. Blinowski (Komisja Fizyki Półprzewodników), R. Sosnowski (Komisja Cząstek i Pól), F. Kaczmarek (Komisja Nauczania Fizyki), A. Jadczyk (Komisja Fizyki Matematycznej); J. Morkowski został dołączony jako dodatkowy członek Komisji Magnetyzmu.

Historii Unii powstałej w 1922 r. (Polska była jednym z krajów zakładających) oraz aktualnym problemom diskutowanym w czasie ostatniego Zebrania Ogólnego będzie w *Postępkach Fizyki* poświęcony artykuł Józefa Werlega, wiceprezesa IUPAP.

Adam Kujawski

Jubileusz prof. Iwo Białynickiego-Biruli

W dniach 28 i 29 października 1993 r. w Centrum Fizyki Teoretycznej PAN w Warszawie odbyła się konferencja naukowa z okazji jubileuszu sześćdziesiątej rocznicy urodzin prof. Iwo Białynickiego-Biruli, członka rzeczywistego PAN, twórcy i wieloletniego dyrektora Zakładu (obecnie Centrum) Fizyki Teoretycznej PAN. W konferencji wzięło udział wielu wybitnych fizyków, którzy w przeszłości współpracowali z prof. Białynickim (m.in. J. Klauder (Univ. of Florida), H. Groch (Pennsylvania State Univ.), F. Haake (Univ. Essen), J.H. Eberly (Univ. of Rochester), A. Zeilinger (Univ. Innsbruck), T. Newman (Univ. of Pittsburgh), J. Goldberg (Syracuse Univ.), J. Rafelski (Univ. of Arizona), P.J. Morrison (Univ. of Texas)). Wygłoszone referaty naukowe zostaną opublikowane w specjalnym zeszycie *Acta Physica Polonica*.

Konferencja doszła do skutku dzięki finansowemu wsparciu Komitetu Badań Naukowych i Komitetu Fizyki PAN.

Lukasz A. Turcki

Werner Buckel o właściwej atmosferze

Na Konferencji Generalnej Europejskiego Towarzystwa Fizycznego, we wrześniu 1993 r. we Florencji, wykład poświęcony pamięci Cecila Powella wygłosił Werner Buckel, jeden z poprzednich prezesów EPS (1986-88). Mówił o odpowiedzialności uczonych wobec społeczeństwa choć, jak zaznaczył, tak często już ten temat był poruszany, że trudno jest powiedzieć coś nowego. Wszyscy dostrzegamy olbrzymią przepaść między uczonymi a społeczeństwem. Postęp ma dwa oblicza – daje nam środki do polepszania warunków życia ludzkiego, ale z drugiej strony tworzy środki zniszczenia tego życia. To

wszystko stało się tak skomplikowane, że nie jesteśmy w stanie zrozumieć istniejącego stanu i właściwie przewidywać konsekwencji. Stan niepewności społeczeństwa pogłębiają środki masowego przekazu przejawiające wyraźną tendencję do negatywnej sensacyjności.

Główny problem, według Buckela, polega na tym, że przy obecnym tak wysokim poziomie nauki osoba bez wykształcenia naukowego nie jest w stanie zrozumieć powstawania możliwych niebezpieczeństw. Jeżeli robimy uproszczenia w naszych wyjaśnieniach, wywołuje to nieufność społeczeństwa sądzącego, że naukowcy robią te uproszczenia dla wywołania korzystnej reakcji laików. Ludzie motywowani ciekawością chcieliby zrozumieć jak jest naprawdę, a my często zaniedbujemy ten aspekt koncentrując się na wyjaśnianiu możliwości zastosowań i płynących stąd korzyści. Stwarza to błędne wyobrażenie, że nauka musi być użyteczna. Musimy otworzyć przed społeczeństwem nowe perspektywy zainteresowań, pokazując, że nauka jest przygodą ludzi, że ludzie powinni być emocjonalnie w niej zaangażowani. Tu pomogłoby gdybyśmy opisywali jak dochodzi się do wyników w nauce. Jest to szczególnie ważne w nauczaniu młodzieży.

Również nasze własne zachowanie się ma tu wielkie znaczenie – chodzi o to aby odzyskać utracone zaufanie. Na przykład, po katastrofie czarnobylskiej różne grupy naukowców wypowiadały sprzeczne opinie co do jej skutków, zależnie od własnych sympatii. Żadna z tych grup nie kłamała, po prostu nie mówiła całej prawdy.

Uczni powinni starać się stwarzać atmosferę szukania prawdziwych opinii, nawet jeśli by one stawały ich w konflikcie z agencjami finansującymi badania.

Buckel uważa, że na uczonych spada obowiązek przeciwstawiania się wykorzystywaniu ich odkryć do złych celów. Uczni

zbyt często milczą widząc złe tendencje w dziedzinie zastosowań. Powinni śledzić w jakim kierunku idą te zastosowania i, jeśli trzeba, publicznie wyrażać obawy co do skutków. Musimy stworzyć ogólną atmosferę popierającą taki rodzaj odpowiedzialności, gdyż nauka i jej zastosowania wpływają na nasze życie tak silnie, że nie wolno nam ignorować ich konsekwencji.

Europhys. News 24, nr 7 (1993)

B. W.

Krótką historia SSC

Już od 1983 r. zaczęły się starania amerykańskich fizyków wysokich energii o zbudowanie wielkiego urządzenia SSC (Superconducting Super Collider), w którym miały się zderzać dwie przeciwbieżne wiązki protonów, każda o energii ok. 20 TeV. Można się bowiem spodziewać, że przy energii 40 TeV (w układzie środka masy) wystąpią bardzo interesujące zjawiska, m.in. symetria elektrosłaba (takie warunki istniały prawdopodobnie w chwili Wielkiego Wybuchu). W urządzeniu użyte mają być elektromagnesy o uzwojeniu nadprzewodzącym, a długość tunelu ma wynosić ok. 85 km.

Początkowo preliminowano na ten cel sumę 4.4 mld USD. Urządzenie miało powstać w Waxahachie w Teksasie, prace nad drążeniem tunelu już rozpoczęto. W 1993 r. preliminowane koszty całkowite budowy, która miała się zakończyć w 1999 r., wzrosły do 11 mld USD (zarówno ze względu na inflację jak i na zmiany w projekcie). W Izbie Reprezentantów sprzeciw wobec tak wielkich wydatków na jedno urządzenie badawcze rósł. Szczególnie nowi członkowie Izby Reprezentantów (jest ich teraz, po wyborach, 114) uważali, że projekt SSC jest wyrazem nieodpowiedzialności finansowej ich poprzedników. Również w społeczności fizyków amerykańskich nie było jednolitej opinii co do potrzeby tego przed-

sięwzięcia. Po paru sprzecznych decyzjach ostatecznie w październiku 1993 r. Kongres postanowił aby budowę wstrzymać a sumę 640 mln USD preliminowaną na najbliższy rok przeznaczyć nie na budowę lecz na zamknięcie prac nad SSC.

Może warto tu przypomnieć, że już w 1984 r. na zebraniu Komitetu ds. Przyszłych Akceleratorów Victor F. Weisskopf zwracał uwagę, że projektowanie tak wielkich urządzeń powinno odbywać się we współpracy międzynarodowej.

Science 262, nr 5134 (1993)

B. W.

EURO-Cryst

W końcu 1992 r. odbyło się w Austrii spotkanie specjalistów z dziesięciu krajów Europy zajmujących się hodowlą kryształów. Powstał wtedy projekt założenia w Austrii międzynarodowego centrum naukowo-technologicznego hodowli i badania własności kryształów, EURO-Cryst. W kwietniu 1993 austriackie Ministerstwo Nauki i Badań przyznało fundusz na przeprowadzenie przez pięciu naukowców europejskich pod kierunkiem prof. A.F. Witta (MIT) studium możliwości założenia takiego centrum.

W pierwszej dyskusji, która odbyła się we wrześniu 1993, ustalono, że zasadniczym celem EURO-Cryst będzie przekształcenie dotychczas powszechnie uprawianej hodowli kryształów w technologię krystalizacji opartą na podstawach naukowych. Chodzi o stworzenie technologii, która by pozwalała śledzić ilościowo proces wzrostu kryształu, sterować nim i w ten sposób wytwarzać materiały o własnościach odpowiadających stale rosnącym wymaganiom. W zakres tych materiałów wchodzi nie tylko półprzewodniki ale w coraz większym stopniu materiały dla optoelektroniki, techniki promieniowania podczerwonego, nadprzewodniki wyso-

kotemperaturowe, materiały dla technologii nano-krystalicznej i biotechnologii. Ze względu na skomplikowany spłot różnych zjawisk, od których zależy wzrost kryształu, efektywne prace w tym zakresie będą możliwe tylko we współpracy specjalistów z wielu dziedzin.

EURO-Cryst mogłoby powstawać stopniowo, docelowo projektuje się kompleks budynków o łącznej powierzchni 200 000 m², koszt budowy 270 mln ECU i roczny koszt eksploatacji 90 mln ECU, przy zatrudnieniu 400 pracowników naukowych i technicznych. Tak wielkie przedsięwzięcie może oczywiście powstać i efektywnie działać tylko we współpracy międzynarodowej.

Phys. Bl. 49, nr 10 (1993)

B. W.

Medyczny akcelerator ciężkich jonów

Na ukończeniu jest budowa Medycznego Akceleratora Ciężkich Jonów (Heavy-Ion Medical Accelerator – HIMAC) w pobliżu Tokio. Ma rozpocząć działanie w marcu 1994.

Projekt budowy akceleratora ciężkich jonów przystosowanego specjalnie do celów medycznych jest wynikiem rozpoczętego w 1984 r. ogólnojapońskiego dziesięcioletniego programu walki z rakiem. Użycie ciężkich jonów zamiast ogólnie dotychczas stosowanego promieniowania gamma ma tę zaletę, że oddawanie energii następuje głównie przy końcu zasięgu jonów. Przy odpowiednim doborze parametrów można więc doprowadzić do zniszczenia chorej tkanki nie uszkadzając po drodze zdrowej.

Urządzenie HIMAC składa się z dwóch pierścieni synchrotronowych o obwodzie 130 m każdy. Jony będą przyspieszane do energii 100-800 MeV. Przyspieszanie wstępne następuje w akceleratorach linowych. Stosowane będą przede wszystkim

całkowicie zjonizowane węgiel i neon, przewiduje się również użycie w specjalnych przypadkach jonów krzemu. Zastosowanie dwóch wiązek jonów zapewnia skrócenie czasu naświetlania i lepszą lokalizację obszaru naświetlanego a użycie emiterów pozytonów takich jak ¹¹C i ¹⁹Ne pozwoli na zobrazowanie tego obszaru.

Koszty eksploatacji HIMAC będą ogromne, oczywiście znacznie większe niż urządzeń do innego rodzaju naświetleń medycznych. Oblicza się, że rocznie będzie można naświetlić 1000 pacjentów a koszt terapii jednego pacjenta wyniesie 50 000 USD. Budowa urządzenia będzie kosztować ok. 300 mln USD.

Phys. World 6, nr 10 (1993)

B. W.

Władysław Opęchowski (1911 – 1993)

Władysław Opęchowski urodził się 10 marca 1911 r. w Warszawie. Ojciec jego był dyrektorem Elektrowni Warszawskiej. Pochodził ze starej rodziny osiadłej od paru wieków na wschodnim Mazowszu. Władysław Opęchowski studiował fizykę na Uniwersytecie Warszawskim. W 1935 r. wyjechał na staż do Francji i Holandii. Pierwsza publikacja Opęchowskiego „On Exchange Interaction in Magnetic Crystals” (*Physica* 4, 181 (1937)) wskazywała kierunek jego późniejszych zainteresowań. Tylko w roku akademickim 1937/8 był asystentem prof. Czesława Białobrzęskiego w Zakładzie Fizyki Teoretycznej UW. Tu Opęchowski zajął się teorią optycznych linii wzbronionych, których tematyka była specjalnością polskich fizyków. Teorię tę rozwijali Wojciech Rubinowicz we Lwowie i Jan Blaton w Wilnie, podstawowe doświadczenia prowadzili Henryk Niewodniczański w Wilnie i Stanisław Mrozowski w Warszawie. Opęchowski opublikował pracę „Zur Theorie der verbotenen Quecksilberlinie 2655.8 Å” (*Z. Phys.* 109, 485 (1938)). W 1939 r. wy-

jeżdża ponownie do Holandii, gdzie wspólnie z D.A. de Vriesem publikuje „Isotope Shift in the Boron Spectrum” (*Physica* 6, 913 (1939)). Przez pewien czas Opęchowski był asystentem prof. A.D. Fokera w Rijksuniversiteit te Leiden, ale naukowo pracował z H.A. Kramersem. Praca Opęchowskiego „Sur les groupes crystallographiques ‘doubles’” (*Physica* 7, 552 (1940)) nadeszła do redakcji na tydzień przed wejściem Wehrmachtu do Holandii. W tej pracy Opęchowski sformułował pojęcie dwuwartościowych reprezentacji przestrzennych grup krystalograficznych. Jako opisujące i klasyfikujące funkcje falowe z uwzględnieniem spinu, reprezentacje dwuwartościowe odgrywają zasadniczą rolę w teorii elektronowej kryształów uwzględniającej spin i w opisie ich własności magnetycznych. W tej podstawowej pracy Opęchowski zwrócił też uwagę na szczególną rolę obrotów o kąt półpełny, dla których wyróżnił warunki, w jakich jest a w jakich nie jest podwojona liczba klas w grupie podwójnej. Sformułował tu reguły cytowane w literaturze jako „Opęchowski rules”.



Władysław Opęchowski (1955 r.)

Zaraz po wojnie Opęchowski przez prawie trzy lata był jednym z kilku fizy-

ków teoretyków w laboratorium fizycznym firmy Philips w Eindhoven. Od września 1948 r. zamieszkał w Vancouverze w Kanadzie. Był profesorem University of British Columbia aż do osiągnięcia wieku emerytalnego w 1976 r., odkąd pracował jako „profesor honorowy” na tymże Uniwersytecie. Trzy roczne urlopy spędził na Université de Montreal (1955-56), na Rijksuniversiteit te Leiden jako „Lorentz Professor” (1964-65) i na Katholieke Universiteit Nijmegen (1968-69). Jesienią 1967 r. wykladał na Uniwersytecie w Paryżu.

Znany jest wczesny artykuł przeglądowy: W. Opęchowski, G.H. Wannier, M. Lax, „Discussion on the theory of the Ising model of ferromagnetism” (*Rev. Mod. Phys.* 25, 159 (1953)). Często cytowane są: artykuł przeglądowy Opęchowskiego „Magneto-Optical Effects and Paramagnetic Resonance” (*Rev. Mod. Phys.* 25, 264 (1953)) oraz opublikowane wraz z M. McMillanem prace „The Temperature Dependence of the Shape of Paramagnetic Resonance Lines” (*Can. J. Phys.* 38, 1168 (1960) i 39, 1369 (1961)), które analizowały temperaturową zależność momentów w teorii rezonansu paramagnetycznego. Opis klasyfikacji wraz z wyprowadzeniem oraz pełną listą magnetycznych grup przestrzennych krystalografii, zwanych także grupami Shubnikova, dał obszerny artykuł „Magnetic Symmetry” opublikowany wspólnie z Rosalią Guccione w monografii *Magnetism* (red. G.T. Rado i H. Suhl), t. 2A, rozdz. 3, s. 105 (Academic Press, 1965). Publikacja z T. Dreyfussem „Classifications of Magnetic Structures” (*Acta Cryst.* A27, 470 (1971)) daje krytyczny przegląd metod klasyfikacji wraz z uproszczonym wyprowadzeniem magnetycznych grup przestrzennych. Opęchowski mówi m.in. o iloczynie zewnętrznym grupy przestrzennej G i grupy A złożonej z dwóch operacji: tożsamości i odwró-

cenia czasu, która bywa opisywana jako grupa permutacji dwóch „kolorów”: „białego” i „czarnego”. Wydaje się jednak lepiej odpowiadać sytuacji fizycznej mówienie o operacji odwrócenia czasu, wobec której aksjalno-wektorowe funkcje, takie jak gęstość spinu, zmieniają znak przy niezmiennych położeniach atomów. Rozważanie operacji odwrócenia czasu prowadzi dalej do rozbudowania teorii reprezentacji o pojęcie koreprezentacji dla grup magnetycznych. O pracach na temat grup magnetycznych mówił Opęchowski w Szkole Teorii Przejść Fazowych, zorganizowanej w Cętniewie przez prof. J. Kocińskiego oraz IF PAN we wrześniu 1973 r.

Praca Opęchowskiego „Magnetoelectric symmetry” (*Int. J. Magn.* 5, (4) 317 (1974)) wyjaśniła możliwość pojawienia się liniowego zjawiska magnetoptycznego w przypadku braku symetrii względem odwrócenia czasu i względem inwersji przestrzennej.

Systematyczny wykład teorii grup krystalograficznych, z uwzględnieniem w szczególności grup tzw. kolorowych, magnetycznych i spinowych, wydał Opęchow-

ski w obszernej monografii *Crystallographic and Metacrystallographic Groups* (North Holland, Amsterdam 1986), s. 628.

Opęchowski utrzymywał dobre stosunki z fizykami z Europy, m.in. w Polsce, a także w Izraelu. Kilku polskich fizyków pracowało w czasie dłuższych pobytów w University of British Columbia.

Władysław Opęchowski został w 1960 r. wybrany członkiem Royal Society of Canada. Uniwersytet Wrocławski nadał mu w 1973 r. tytuł doktora *honoris causa*, Polskie Towarzystwo Fizyczne przyznało mu w 1982 r. Medal Mariana Smoluchowskiego (wręczony na XXVIII Zjeździe Fizyków Polskich w Gdańsku w 1984 r. przez prezesa PTF Tadeusza Skalińskiego, dawnego kolegę z ławy uniwersyteckiej).

Władysław Opęchowski zmarł w Vancouverze dnia 27 września 1993 r.

Przez swoje oryginalne i głębokie prace nad klasyfikacją i opisem grup magnetycznych i spinowych Opęchowski pozostaje jednym z najczęściej cytowanych fizyków-teoretyków Polaków.

Maciej Suffczyński

KALENDARZ IMPREZ

Informacje podajemy w następującej kolejności: data i miejsce imprezy, nazwa, instytucje organizujące, nazwisko osoby, która może udzielić bliższych informacji, Z – termin nadsyłania zgłoszeń, A – termin nadsyłania streszczeń, P – przewidziane wydanie materiałów, U – liczba uczestników, język (jeśli inny niż polski).

1994

10 – 13 kwietnia 1994, Poznań

Ampere Workshop on Magnetic Resonances and Microwave Absorption in the High- T_c Superconducting Materials

Inst. Fizyki Molekularnej PAN i Instytut Fizyki UAM, IFM PAN, Smoluchowskiego 17, 60-179 Poznań, tel.: (61)674071, fax: (61)674751, adr.el.: htsconf@marta.ifmpan.poz.edu.pl.

10 – 14 maja 1994, Warszawa

4th Int. Symposium on Systems with Fast Ionic Transport

Inst. Fizyki Politechniki Warszawskiej, prof. W. Jakubowski, IF PW, Koszykowa 75, 00-662 Warszawa, tel.: 499831.

16 – 20 maja 1994, Warszawa

Interferometry '94

SPIE – Polish Chapter i Politechnika Warszawska, dr hab. Małgorzata Kujawińska, Inst. Konstrukcji Przyrządów Precyzyjnych i Optycznych PW, Chodkiewicza 8, 02-525 Warszawa, fax: 292962 lub 490392.

ang.

18 – 26 maja 1994, Ustroń-Jaszowiec

Int. School and Symposium on Synchrotron Radiation in Natural Science – ISSRNS '94

Polskie Towarzystwo Promieniowania Synchrotronowego, dr K. Ławniczak-Jabłońska, Inst. Fizyki PAN, Al. Lotników 32/46, 02-668 Warszawa, tel.: 437001, fax: 430926, adr.el.: jablo@ifpan.edu.pl

P, U: 120, ang.

28 – 29 maja 1994, Ustroń-Jaszowiec

Pre-school on Physics of Semiconducting Compounds

Inst. Fizyki PAN i Wydział Fizyki UW, dr Perła Kacman, IF PAN, Al. Lotników 32/46, 02-668 Warszawa, tel.: 437001, fax: 430926, adr.el.: perla@plearn.bitnet.

30 maja – 3 czerwca 1994, Ustroń-Jaszowiec

23rd International School on Physics of Semiconducting Compounds

Instytut Fizyki PAN, Wydział Fizyki UW i Centrum Badań Wysokociśnieniowych PAN (UNIPRESS), dr T. Story, IF PAN, Al. Lotników 32/46, 02-668 Warszawa, tel.: 435626, fax: 430926, tlx: 812468 if pan, adr.el.: story@planif61.bitnet lub story@ifpan.edu.pl.

U: 250, ang.

czerwiec (III dekada) 1994, Kraków

Dni Wymiany Doświadczeń w Uczelniach Technicznych

Zarząd Główny PTF i AGH, prof. Jerzy Niewodniczański, Wydział Fizyki i Techniki Jądrowej AGH, Al. Mickiewicza 30, 30-59 Kraków, adr.el.: niewodnicz@miftj.ifj.edu.pl

U: 100.

5 – 8 lipca 1994, Wrocław

11th Int. Conf. on Solid Compounds of Transition Elements

INTiBS, skr. poczt. 937, 50-950 Wrocław.

22 – 26 sierpnia 1994, Warszawa

Int. Conf. on Magnetism – ICM '94

Inst. Fizyki Molekularnej PAN, S. Krompiewski, IFM PAN, Smoluchowskiego 17/19, 60-179 Poznań, tel.: (61)674071, fax: (61)674751.

28 sierpnia – 4 września 1994, Ustroń

18th International School on Theoretical Physics „Interacting electrons in low-dimensional systems”

Inst. Fizyki UŚI i Inst. Fizyki UAM, dr hab. Elżbieta Zipper, IF UŚI, Uniwersytecka 4, 40-007 Katowice.

U: 70.

1 – 7 września 1994, Zajączkowo k. Poznania

Symmetry and Structural Props. of Condensed Matter, Int. Summer School on Theor. Phys. (SSPCM '94)

S. Walcerz, Matejki 48/49, 60-769 Poznań, adr.el.: sspcm@plpuam11.bitnet.

Z: 1.6.94, A: 15.4.94, P, ang.

5 – 14 września 1994, Zakopane

29th Zakopane School on Physics: Trends in Nuclear Physics

Inst. Fizyki Jądrowej, Kraków, dr W. Męczyński, IFJ, Radzikowskiego 152, 31-342 Kraków, tel.: 370222 w. 568, fax: 371881, tlx: 322461 ifj pl, adr.el.: meczynski@vsb01.ifj.edu.pl oraz dr Reinhard Kulesa, IF UJ, Reymonta 4, 30-054 Kraków, tel.: 337708, fax: 337086, tlx: 3227223 ifuj pl, adr.el.: kulesa@jetta.if.uj.edu.pl.

U: 110.

6 – 9 września 1994, Zakopane

3rd International Symposium on Domain Structure of Ferroelectrics and Related Materials

Inst. Fizyki Molekularnej PAN, prof. Bożena Hilczer, IFM PAN, Smoluchowskiego 17/19, 60-179 Poznań, tel.: (61)684655, fax: (61)684524, tlx: 041317 ifmpl, adr.el.: isfd3@marta.ifmpan.poz.edu.pl.

19 – 23 września 1994, Kraków

2nd European Fluid Mechanics Conf.

IPPT PAN, prof. H. Zorski, Świętokrzyska 21, 00-049 Warszawa.

1 – 2 grudnia 1994, Kraków

27th Seminar on Nuclear Magnetic Resonance and its Applications

Inst. Fizyki Jądrowej, Kraków, prof. J. Hennel, IFJ, Radzikowskiego 152, 31-342 Kraków, tel.: 370222, fax: 375441, tlx: 322461 ifj pl, adr.el.: jhennel@vsb01.ifj.edu.pl.

NOWE KSIĄŻKI

- M. Baj, G. Szeffińska, M. Szymański, D. Wasik, *Zadania i problemy z fizyki. Drgania i fale skalarne*, PWN, Warszawa 1993, s. 297.
- Edward Kostowski, *Promieniowanie cieplne*, PWN, Warszawa 1993, s. 204.
- Michał Jaroszyński, *Galaktyki i budowa Wszechświata*, PWN, Warszawa 1993, s. 303.
- J. Żmija, J. Zieliński, J. Parka, E. Nowinowski-Kruszelnicki, *Displeje ciekłokrystaliczne. Fizyka, technologia, zastosowanie*, PWN, Warszawa 1993, s. 294.
- August Chełkowski, *Fizyka dielektryków*, wydanie III zmienione, PWN, Warszawa 1993, s. 395.
- Jerzy Ginter, *Fizyka fal. Fale w ośrodkach jednorodnych. Fale w ośrodkach niejednorodnych*, PWN, Warszawa 1993, s. 420.
- Jerzy Ginter, *Fizyka fal. Promieniowanie i dyfrakcja, stany związane*, PWN, Warszawa 1993, s. 267.
- H. Haken, *Światło. Fale, fotony, atomy*, z jęz. ang. tłumaczyła Wanda Stępień-Rudzka, PWN, Warszawa 1993, s. 340.
- Józef Hurwic, *Maria Słodowska-Curie i promieniotwórczość*, Żak – Wydawnictwo Edukacyjne Zofii Dobkowskiej, Warszawa 1993, s. 98.
- Jan Czerniawski, *Zrozumieć teorię względności*, Wydawnictwo Tasso, Kraków 1993, s. 120.

Informacje dla autorów

Komitet Redakcyjny prosi autorów o opracowywanie materiałów przeznaczonych do druku w *Postęпах Fizyki* zgodnie z podanymi niżej wytycznymi:

- 1) Artykuły powinny mieć charakter przeglądowy i być przystępne dla ogółu fizyków. Bardziej szczegółowe wskazówki co do ich charakteru przedstawione są w *Postęпах Fizyki* **24**, 701 (1973); **33**, 299 (1982). O przyjęciu pracy do druku decyduje Komitet Redakcyjny.
- 2) *Postępy Fizyki* są obecnie składane komputerowo. Aby skrócić cykl wydawniczy proponujemy Autorom przygotowującym swe artykuły na komputerach nadsyłać, **wraz z maszynopisami**, tekstów artykułów pocztą elektroniczną (nasz adres: postepy@fuw.edu.pl) lub na dyskietkach. Możemy przyjmować dyskietki 5.25" i 3.5", o dowolnej gęstości zapisu, w standardzie IBM lub Mac. Redakcja gwarantuje zwrot dyskietek natychmiast po skopiowaniu zapisów.
 - Osoby korzystające z \TeX -a mogą nadsyłać gotowe składy (zapisane krojem podstawowym, bez wyróżnień strony tytułowej itp.), najlepiej w formacie Plain z polskimi literami kodowanymi zgodnie z systemem MeX.
 - Teksty z ChiWritera (z podaniem klucza stosowanego dla polskich liter) możemy przyjmować w wersji oryginalnej.
 - Przy innych edytorach prosimy o przygotowanie niesformatowanego pliku ASCII i listy kodów, pod którymi ukryte są znaki polskiego alfabetu.
- 3) Maszynopisy pracy (**oryginał i jedną pełną – z rysunkami, tablicami itd. – kopię**) należy nadsyłać pod adresem: Redakcja *Postępów Fizyki*, ul. Hoża 69, 00-681 Warszawa. W liście towarzyszącym prosimy podać dokładny adres (również komputerowy) do dalszej korespondencji.
- 4) Maszynopis winien być napisany **na arkuszach formatu A4 jednostronnie, z podwójną interlinią** (nie więcej niż 30 wierszy na stronie) i marginesem 3.5 cm z lewej strony.
- 5) Rysunki należy wykonać starannie na oddzielnych arkuszach w rozmiarze 2 do 4 razy większym niż mają być w druku. Napisy, ograniczone do minimum, winny być czytelne i tylko w języku polskim. Na odwrocie rysunku należy podać jego numer, nazwisko autora i pierwsze wyrazy tytułu pracy. Podpisy do rysunków, tablice (z ich tytułami) i spis literatury winny być napisane na oddzielnych stronach.
- 6) Układ strony tytułowej, tekstu, odnośników literaturowych itd. powinien odpowiadać formie przyjętej w *Postęпах Fizyki* (patrz artykuły np. w tym numerze).
- 7) Autora obowiązuje wykonanie korekty autorskiej, którą należy zwrócić w ciągu 3 dni pod adresem Redakcji. Przetrzymanie korekty może spowodować przesunięcie artykułu do następnego zeszytu.
- 8) Autor otrzymuje bezpłatnie 25 egz. odbitek pracy.
- 9) Maszynopisów prac nie zamówionych i nie zakwalifikowanych do druku Redakcja nie zwraca.

POSTĘPY FIZYKI

(dwumiesięcznik)

WARUNKI PRENUMERATY

Cena prenumeraty krajowej w 1994 r. wynosi 60 000 zł za pół roku, 120 000 zł za rok. Wpłaty na prenumeratę przyjmują:

- 1) Jednostki kolportażowe „Ruch” właściwe dla miejsca zamieszkania lub siedziby prenumeratora. „Ruch” przyjmuje prenumeratę na okresy półroczne, w terminach: do 20 stycznia – na I półrocze, do 20 maja – na II półrocze. Dostawa zamówionej prasy następuje przez jednostki kolportażowe „Ruch” w sposób uzgodniony z zamawiającym.
- 2) Zarząd Główny PTF (wydawca *Postępów Fizyki*). Prenumeratę można opłacić drogą wpłaty na konto ZG PTF, 300009-6695-132, Bank Gdański IV O/Warszawa, lub bezpośrednio w Biurze Zarządu Głównego PTF. Dostawa *Postępów Fizyki* następuje drogą pocztową na wskazany adres.

PRENUMERATA DLA CZŁONKÓW PTF

Członkowie PTF, którzy opłacają prenumeratę w Oddziałach PTF na cały rok, otrzymują 20% zniżki.

PRENUMERATA ZAGRANICZNA

Cena prenumeraty ze zleceniem dostawy za granicę jest o 100% wyższa od krajowej. Wpłaty przyjmuje Zakład Kolportażu Prasy i Wydawnictw, 00-958 Warszawa, konto: PBK, XIII Oddział Warszawa, nr 370044-1195-139-11. Prenumerata jest przyjmowana na okresy półroczne, w terminach: do 20 stycznia – na I półrocze, do 20 maja – na II półrocze. Dostawa zamówionej prasy następuje pocztą zwykłą na wskazany adres. W przypadku zlecenia dostawy za granicę pocztą lotniczą, koszt przesyłki lotniczej w pełni pokrywa prenumerator.

INFORMATION FOR SUBSCRIBERS

A subscription order can be sent through the local press distributor or directly to the Zakład Kolportażu Prasy i Wydawnictw, 00-958 Warszawa, Poland. Our banker: Państwowy Bank Kredytowy, XIII Oddział Warszawa, Poland, account no. 370044-1195-139-11.

SPIS TREŚCI

Współpraca DELPHI-Polska – LEP i wyniki uzyskane przez DELPHI po czterech latach działania	3
RÓŻNE	
D. Deutsch – Komputery kwantowe	45
Granty KBN z fizyki – II i III konkurs	59
WSPOMNIENIA – ROCZNICE	
Ł.A. Turski – Onsager	69
ZAGADNIENIA DYDAKTYKI FIZYKI W SZKOŁACH WYŻSZYCH	
A. Trautman – O tym, jak nietoperze obaliły teorię względności	73
ZE ZJAZDÓW I KONFERENCJI	85
RECENZJE	87
KRONIKA	89

CONTENTS

Collaboration DELPHI-Poland – LEP and results obtained by DELPHI after four years of operation	3
MISCELLANEA	
D. Deutsch – Quantum computation	45
Grants in physics of the State Research Committee	59
RECOLLECTIONS – ANNIVERSARIES	
Ł.A. Turski – Onsager	69
PROBLEMS OF TEACHING PHYSICS IN ACADEMIC SCHOOLS	
A. Trautman – How bats have proved the theory of relativity to be wrong ..	73
MEETINGS AND CONFERENCES	85
REVIEWS	87
CHRONICLE	89