
PTF

DWUMIESIĘCZNIK
POŚWIĘCONY
UPOWSZECHNIANIU
WIEDZY
FIZYCZNEJ

POSTĘPY FIZYKI

TOM 37
ZESZYT 4
1986

ZARZĄD

Prezes

Prof. dr TADEUSZ SKALIŃSKI

Wiceprezesa

Prof. dr JERZY KOŁODZIEJCZAK

Prof. dr ANDRZEJ OLEŚ

Sekretarz Generalny

Doc. dr JANUSZ KONOPKA

Skarbnik

Prof. dr JERZY WADOWCZYK

Członkowie Zarządu

Dr TERESA BIAŁECKA

Prof. dr FRANCISZEK KACZMAREK

Prof. dr STANISŁAW ŁĘGOWSKI

Prof. dr CECYLIA WESOŁOWSKA

Zastępcy Członków Zarządu

Prof. dr TOMASZ GOWOREK

Doc. dr TADEUSZ PNIEWSKI

Doc. dr IZABELA SOSNOWSKA

oraz redaktorzy naczelni czasopism PTF

Prof. dr ADAM SOBICZEWSKI — *Postępy Fizyki*

Prof. dr WIESŁAW CZYŻ — *Acta Physica Polonica*

Mgr MACIEJ JĘDRZEJCZAK — *Delta*

Prof. dr ROMAN INGARDEN — *Reports on Mathematical Physics*

Przewodniczący Oddziałów Towarzystwa

Doc. dr MICHAŁ ŚWIĘCKI (Białystok)
Dr BRONISŁAW GRZEGORZEWSKI (Bydgoszcz)
Doc. dr BOGDAN CAŁUSIŃSKI (Częstochowa)
Doc. dr JERZY GRZYWACZ (Gdańsk)
Dr MIECZYSLAW F. PAZDUR (Gliwice)
Dr MARIAN DRZAZGA (Katowice)
Doc. dr MARIAN KARGOL (Kielce)
Prof. dr ANDRZEJ BUDZANOWSKI (Kraków)
Doc. dr MIECZYSLAW BUDZYŃSKI (Lublin)

Doc. dr STANISŁAW MICHALAK (Łódź)
Dr ANTONI GOLY (Opole)
Doc. dr TADEUSZ HILCZER (Poznań)
Prof. dr ALEKSANDER SZYMAŃSKI (Rzeszów)
Dr HENRYK WREMBEL (Ślupsk)
Doc. dr TADEUSZ REWAJ (Szczecin)
Prof. dr ROMAN S. INGARDEN (Toruń)
Prof. dr MARIAN GRYNBERG (Warszawa)
Prof. dr EUGENIUSZ JAGOSZEWSKI (Wrocław)

ADRES ZARZĄDU

00-681 Warszawa, ul. Hoża 69

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

POSTĘPY FIZYKI

DWUMIESIĘCZNIK POŚWIĘCONY UPOWSZECHNIANIU
WIEDZY FIZYCZNEJ

TOM 37, ZESZYT 4

PAŃSTWOWE WYDAWNICTWO NAUKOWE
1986

RADA REDAKCYJNA

Ludwik Natanson, Leonard Sosnowski, Przemysław Zieliński

KOMITET REDAKCYJNY

Redaktor Naczelny — Adam Sobiczewski
Członkowie Redakcji — Tomasz Dietl, Magdalena Staszal, Barbara Wojtowicz

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

Korespondenci Oddziałów PTF

mgr *Piotr Malinowski* (Białystok)
dr *Romualda Pfranger* (Częstochowa)
dr *Stanisław Zachara* (Gdańsk)
doc. dr *Eugeniusz Soczekiewicz* (Gliwice)
dr *Janusz Frąckowiak* (Katowice)
dr *Stanisław Kaluża* (Kielce)
dr *Anna Kapuścik* (Kraków)
mgr *Józef Pomorski* (Lublin)
prof. dr *Leszek Wojtczak* (Łódź)
dr *Wojciech Wojtanowski* (Opole)
prof. dr *Andrzej Graja* (Poznań)
mgr *Ewa Weinert-Rączka* (Szczecin)
doc. dr *Hanna Męczyńska* (Toruń)
dr *Wanda Ejchart* (Warszawa)
dr *Bernard Jancewicz* (Wrocław)

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

Nakład 2054+96 egz. Ark. wyd. 8,75. Ark. druk. 7, Papier druk. kl. III.
70×100, 80 g. Oddano do składania w lutym 1986. Podpisano do druku we
wrześniu 1986. Druk ukończono we wrześniu 1986. Zam. 113/86. Cena zł 90.—

Drukarnia Uniwersytetu Jagiellońskiego, Kraków, ul. Manifestu Lipcowego 13

Henryk Arodź

Instytut Fizyki
Uniwersytet Jagielloński
Kraków

Albert Einstein a problem unifikacji oddziaływań fundamentalnych *

Albert Einstein and the Problem of Unification of Fundamental Interactions

Abstract: Albert Einstein's attempts to construct a unified field theory of electromagnetic and gravitational interactions are presented and commented from the standpoint of the present day physics.

1. Wstęp

Powszechnie znany jest fakt, że Albert Einstein usilnie próbował stworzyć jednolitą teorię pola, łączącą zjawiska elektromagnetyczne i grawitacyjne w jedną całość. Ogólnie wiadomo też, że usiłowania owe nie zostały uwieńczone powodzeniem, oraz że nie cieszyły się one uznaniem fizyków. W niniejszym artykule chciałbym podać garść szczegółów o tych pracach Einsteina.

Uważam, że warto to uczynić z kilku powodów. Po pierwsze, problem unifikacji jest nadal aktualny i ciągle nie rozwiązany. Liczne współczesne próby rozwiązania go często nawiązują do starych idei. Na przykład, modele typu Kaluzy-Kleina zakładające, że czasoprzestrzeń ma więcej niż cztery wymiary, przeżywają obecnie prawdziwy renesans [1]. Einstein również pracował nad tym podejściem do unifikacji.

Po drugie, wypracowane lub rozwijane przez Einsteina matematyczne koncepcje dotyczące modyfikacji lub uogólnienia formalizmu geometrii Riemanna stosowanego w teorii grawitacji (czyli w ogólnej teorii względności) są nadal uważane za interesujące. Wystarczy wspomnieć np. geometrie Cartana ze skręceniem (torsją) [2] lub też przestrzenie z hermitowskim tensorem metrycznym czasoprzestrzeni [3a], jak również teorię n -wektorów zaczepionych w punktach czasoprzestrzeni czterowymiarowej [3b].

Po trzecie, przesłedzenie prac Einsteina na temat unifikacji oddziaływań pozwala ujrzeć pasjonujący obraz fizyki *in statu nascendi*. Jest to coś w rodzaju morza wirtualnych koncepcji, uważanych za znaczące na ogół tylko przez rok lub dwa i prezentowanych w paru zaledwie artykułach — koncepcji w większości błędnych i przepadających w zapomnieniu. Tylko nieliczne z nich zawierają cząstkę nowej, niebanalnej prawdy o realnym świecie — te mają być trwałe, trafiają do podręczników i monografii, gdzie są jak gdyby skatalogowane.

* Referat wygłoszony 22 kwietnia 1985 na sesji zorganizowanej przez Naukowe Koła Studentów Fizyki i Astronomii Uniwersytetu Jagiellońskiego dla uczczenia 30 rocznicy śmierci Alberta Einsteina.

Po czwarte, prześledzenie prac Einsteina o unifikacji oddziaływań pozwala dostrzec nieco mniej znaną cechę charakteru tego wielkiego uczonego. Powszechnie znana jest głęboka intuicja fizyczna Einsteina, pozwalająca mu prawidłowo odgadnąć fizyczną istotę danego zjawiska i tym samym umożliwiającą usunięcie z pola widzenia elementów mniej istotnych, zaciemniających jasną i prostą podstawową strukturę. Ową nieco mniej znaną cechą jest godna podziwu wytrwałość w dociekaniach naukowych, odporność na niepowodzenia, upór w dążeniu do rozwiązania rozpatrywanego problemu.

Pytania, na które Einstein usiłował znaleźć odpowiedź można sformułować następująco. Dlaczego istnieją dwa oddziaływania: elektromagnetyczne i grawitacyjne? Wydaje się, że są to oddziaływania niezależne — każde z nich mogłoby istnieć bez drugiego. Czy jest tak faktycznie? Czy też przeciwnie, istnieje jakaś głębsza struktura zjawisk fizycznych, taka że w jej ramach oddziaływania elektromagnetyczne i grawitacyjne są ze sobą powiązane, złączone w jedną spójną całość nazwaną „ polem jednolitym ”? Wzorem może być unifikacja zjawisk elektrycznych i magnetycznych przedstawiona w swej ostatecznej postaci w teorii pola elektromagnetycznego.

Pytania te postawił po raz pierwszy H. Weyl w roku 1918. Albert Einstein natychmiast docenił ich ważność. Na poszukiwania odpowiedzi poświęcił ok. 30 lat wypełnionych wyjątkową pracą. Napisał na ten temat ok. 30 prac naukowych. Odpowiedzi nie znalazł.

Niestety, te ważne pytania pozostają bez odpowiedzi do dzisiaj, mimo upływnięcia 30 lat od śmierci Einsteina. Intensywne poszukiwania teorii unifikującej, prowadzone obecnie przez wielu wybitnych fizyków, ciągle nie dają zadowalających wyników. Wręcz przeciwnie, z powodu odkrycia oddziaływań słabych i silnych oraz dużej liczby leptonów i kwarków problem unifikacji stał się bardziej palący. Do współczesnych poszukiwań teorii unifikującej powrócimy w końcowej części niniejszego artykułu.

Einstein oczekiwał, że teoria unifikująca, oprócz spełnienia swego podstawowego zadania, tj. powiązania oddziaływań elektromagnetycznych i grawitacyjnych, da także odpowiedź na pytanie „co to jest materia?” Mianowicie oczekiwał on, że można będzie zinterpretować cząstki elementarne jako regularne rozwiązania nieliniowych równań klasycznego pola jednolitego (dzisiaj powiedzielibyśmy, że wg Einsteina cząstki elementarne to solitony). W ten sposób nie tylko oddziaływania elektromagnetyczne i grawitacyjne lecz również materia byłyby opisane w ramach jednej klasycznej, tzn. nie kwantowej teorii.

Einstein wyrażał również nadzieję, że klasyczne równania teorii pola jednolitego będą miały rozwiązania opisujące poprawnie strukturę atomu — wtedy nie trzeba by było używać mechaniki kwantowej, którą Einstein przez całe swe życie uważał za teorię nie zadowalającą, przyjętą tymczasowo i dającą jedynie doraźne i powierzchowne wytłumaczenie zjawisk.

Zdaniem Einsteina, teoria pola jednolitego powinna być od strony formalnej klasyczną, relatywistyczną teorią pola. Uważał on, że właśnie klasyczna, relatywistyczna teoria pola jest najdoskonalszą teorią oddziaływań. Pogląd ten był oparty na sukcesach klasycznej teorii pola elektromagnetycznego i klasycznej teorii pola grawitacyjnego czyli ogólnej teorii względności.

Plan niniejszego artykułu jest następujący. W § 2 przypominam niektóre fakty z życia A. Einsteina, głównie w oparciu o prace [4—8]. W § 3 szkicuję strukturę matematyczną

ogólnej teorii względności. W § 4 przedstawiam pierwsze trzy próby unifikacji oddziaływań elektromagnetycznych i grawitacyjnych, dokonane przez T. Kaluzę [9], H. Weyla [10] i A. S. Eddingtona [11]. W § 5 przedstawiam prace Einsteina dotyczące problemu unifikacji. Korzystam przy tym głównie ze zbioru prac naukowych Einsteina [12]. W § 6 komentuję pracę Einsteina dotyczące unifikacji z punktu widzenia obecnie panujących poglądów na temat unifikacji oddziaływań.

2. Wybrane fakty z życiorysu Einsteina

Albert Einstein urodził się 14 marca 1879 r. w miasteczku Ulm leżącym na pograniczu Wirtembergii i Bawarii, liczącym obecnie ok. 100 tys. mieszkańców. W średniowieczu Ulm było jednym z najpotężniejszych miast niemieckich. Albert był pierwszym dzieckiem Hermanna Einsteina i Pauliny (z domu Koch). W rok później Einsteinowie przenieśli się do Monachium, gdzie ojciec Alberta został współwłaścicielem małej fabryczki elektrotechnicznej (w kilkanaście lat później fabryczka ta zbankrutowała).

Mały Albert rozwijał się dość powoli, np. zaczął mówić mając ponad trzy lata. Raczej nie lubił zabaw z rówieśnikami. Wolał bawić się samotnie, np. wznosić budowle z klocków lub kart. Mając 4 czy 5 lat przeżył pierwsze oczarowanie zjawiskami fizycznymi [8]. Stało się to, gdy oglądał kompas pokazany mu przez ojca. Wielkie wrażenie wywarł na nim fakt, że istnieje coś niewidocznego, co powoduje, że wskazówka kompasu zachowuje się w tak nienaturalny, według dziecięcego świata pojęć, sposób. Dodajmy jeszcze, że lekcje gry na skrzypcach — zamiłowanie Einsteina do skrzypiec było później powszechnie znane — rozpoczął mając lat 6, ale polubił to zajęcie dopiero 7 lat później.

Dziesięcioletni Albert, mając szkołę podstawową już za sobą, rozpoczyna naukę w gimnazjum w Monachium. Uczniem był raczej przeciętnym z powodu słabej pamięci do słów i tekstów, z tym że w matematyce, fizyce i filozofii błyszczał, znacznie wyprzedzając program szkolny. Albert irytował nauczycieli okazywaną lub źle ukrywaną dezaprobatą dla stosowanych przez nich metod nauczania oraz zadawaniem pytań, na które trudno im było znaleźć odpowiedź. To właśnie z tego okresu pochodzi słynne stwierdzenie nauczyciela greki „Einstein, z ciebie nic nie wyrośnie”. Tenże nauczyciel w kilka lat później zwrócił się do Alberta z żądaniem, by zrezygnował on z nauki w gimnazjum. Uzasadniając to powiedział: „już sama twoja obecność na lekcji wystarcza, by klasa była niesforna”. Albert źle znosił atmosferę niemieckiego gimnazjum, przypominającą koszary oraz panujący w nim styl nauczania polegający głównie na pamięciowym wkuwaniu.

Ostatecznie, w r. 1894, Albert porzuca gimnazjum pod pozorem choroby. Od znajomego lekarza uzyskuje zaświadczenie potwierdzające konieczność wyjazdu do rodziny dla poprawienia swego zdrowia. Jego rodzice w tym czasie mieszkali już we Włoszech.

W r. 1895, mając lat 16, Einstein snuje pierwsze poważniejsze rozważania naukowe (na temat eteru i pola elektromagnetycznego). W tymże roku rezygnuje z obywatelstwa niemieckiego. Do r. 1901, kiedy to otrzyma obywatelstwo szwajcarskie, będzie bez przynależności państwowej. W r. 1901 kończy studia na politechnice w Zurychu i publikuje swój pierwszy artykuł naukowy (o problemie kapilarności). Egzaminy w czasie studiów

zdawał ucząc się z notatek swojego przyjaciela M. Grossmanna. Albert uważał chodzenie na wykłady za stratę czasu.

Po studiach nie znalazł pracy na uczelni. Przez rok utrzymywał się z korepetycji, potem podjął pracę w Biurze Patentowym w Bernie. Pracę tę otrzymał dzięki Grossmannowi, którego ojciec był przyjacielem dyrektora owego Biura. Einstein pracował tam do r. 1909. Z posady tej zrezygnował na 2 dni przed otrzymaniem pierwszego doktoratu *honoris causa* (Uniwersytetu w Genewie). Od października 1909 r. zajmował posady profesorskie, kolejno na uniwersytecie w Zurychu, uniwersytecie w Pradze, politechnice w Zurychu, wreszcie w Berlinie (na uniwersytecie oraz w Kaiser Wilhelm Institut für Physik) oraz w Princeton.

W latach 1908—1909 Einstein był również prywatnym docentem (privatdozent) na uniwersytecie w Bernie. Była to posada przynosząca raczej symboliczny dochód. Utrzymanie z niej siebie i rodziny było niemożliwe, stąd równoległa praca w Urzędzie Patentowym.

W roku 1905 ukazują się drukiem 4 słynne prace Einsteina: praca o efekcie fotoelektrycznym, praca o ruchach Browna i dwie prace o szczególnej teorii względności. Wcześniej, przed rokiem 1905, Einstein opublikował 5 prac. Praca o efekcie fotoelektrycznym była wynikiem pięcioletnich rozmyślań, zaś prace o szczególnej teorii względności były poprzedzone siedmioma latami rozważań.

W roku 1916 Einstein publikuje prace zawierające ostateczne sformułowanie ogólnej teorii względności, czyli teorii pola grawitacyjnego. Były one wynikiem około 10 lat wytężonej pracy.

W r. 1922 Einsteinowi przyznano nagrodę Nobla (za r. 1921) za prace o efekcie fotoelektrycznym.

W latach 1917—1920 A. Einstein ciężko choruje (żółtaczką, wrzód żołądka). W r. 1919 rozpada się jego małżeństwo z Milewą Marič, zawarte w r. 1903. Z małżeństwa tego Einstein miał dwu synów. W tymże roku Einstein zawiera nowe, udane małżeństwo z także rozwiedzioną swoją kuzynką Elzą z domu Einstein, która miała dwie córki z poprzedniego małżeństwa. Z małżeństwa tego Einstein miał córkę. Małżeństwo to zakończyła śmierć Elzy Einstein w roku 1936.

W roku 1928 Einstein ponownie ciężko choruje, tym razem jest to choroba serca. Spędza kilka miesięcy w szpitalu.

W roku 1924 Einstein dokonuje swego ostatniego wielkiego odkrycia — chodzi o kondensację Bosego-Einsteina. Oczywiście, również później Einstein publikował znakomite prace. Wystarczy przypomnieć pracę z r. 1935 o paradoksie znanym dziś pod nazwą paradoksu Einsteina, Rosena i Podolskiego lub też pracę z r. 1937 o wyprowadzeniu równań ruchu cząstek w polu grawitacyjnym, napisaną razem z L. Infeldem i B. Hoffmannem.

Od 1920 r. Einstein bierze czynny udział w życiu publicznym. Protestuje przeciw nagonce na Żydów w Niemczech oraz przeciw militarystom. Podpisuje manifesty i uczestniczy w demonstracjach.

W marcu 1933 r. naziści plądrują domek letniskowy Einsteina w poszukiwaniu broni, rzekomo ukrytej tam przez komunistów. Ten akt wrogości staje się kroplą przepełniającą kielich. Einstein decyduje się zrezygnować ze swoich stanowisk w Berlinie i w październiku 1933 r. emigruje do USA. Przywitano go tam triumfalnie. Objął posadę profesora

w słynnym obecnie Institute for Advanced Studies w Princeton (stan New Jersey). W roku 1940 Einstein uzyskuje obywatelstwo USA, zachowując równocześnie obywatelstwo szwajcarskie.

W latach 1950—55 stary już Einstein jest uważany za dysydenta politycznego w USA — miał odwagę przeciwstawić się kierowanym przez senatora J. R. Mc Carthy'ego prześladowaniom ludzi o przekonaniach lewicowych. W tym też czasie, dokładniej w listopadzie 1952 r. Einstein otrzymuje propozycję zostania prezydentem Izraela (po właśnie zmarłym Ch. Weizmannie) — odmawia.

Umiera 18 kwietnia 1955 r. (poniedziałek) o godzinie 1.15 w nocy, w szpitalu, wskutek pęknięcia tętnicy brzusznej. Zgodnie z jego ostatnią wolą, ciało kremowano tego samego dnia o godzinie 15.30 w obecności najbliższych. Prochy rozsypano w miejscu utrzymanym w ścisłej tajemnicy.

3. Szkic matematycznej struktury ogólnej teorii względności

Większość uczynionych przez Einsteina prób powiązania oddziaływań elektromagnetycznych i grawitacyjnych polegała na modyfikacjach lub uogólnieniach matematycznej struktury ogólnej teorii względności. Z tego względu przedstawimy tutaj szkic tej struktury.

Ogólna teoria względności jest właściwie teorią opisującą geometrię czasoprzestrzeni. Istotą tego wielkiego dzieła Einsteina jest zauważenie, że zjawiska grawitacyjne należy interpretować właśnie jako przejaw pewnych własności geometrycznych samej czasoprzestrzeni. Podstawowym pojęciem tej teorii jest metryka opisywana tensorem metrycznym $g_{\mu\nu}(x)$. Określa ona czasoprzestrzenną odległość dwu bliskich punktów w czasoprzestrzeni. Jeśli współrzędne tych punktów względem jakiegoś wybranego układu są x^μ oraz $x^\mu + dx^\mu$, gdzie $\mu = 0, 1, 2, 3$, to kwadrat ich odległości jest dany wzorem

$$ds^2 = g_{\mu\nu}(x) dx^\mu dx^\nu \quad (1)$$

(stosujemy konwencję Einsteina: powtarzający się wskaźnik oznacza sumowanie po nim). Zauważmy, że ds^2 może być dodatnie, ujemne lub równe zero. Metryka $g_{\mu\nu}(x)$ jest tensorem względem zmian układu współrzędnych. W szczególności oznacza to, że numeryczne wartości jej składowych $g_{\mu\nu}(x)$ w punkcie x zależą od wybranego układu współrzędnych.

Zakłada się, że metryka jest symetryczna i rzeczywista, tzn.:

$$g_{\mu\nu}(x) = g_{\nu\mu}(x), \quad (2)$$

$$\bar{g}_{\mu\nu}(x) = g_{\mu\nu}(x), \quad (3)$$

gdzie kreska oznacza sprzężenie zespolone.

Przy pomocy metryki można określić kwadrat długości $|B|^2$ czterowektora (B^a). Mianowicie, jeśli czterowektor ten jest zaczepiony w punkcie x to

$$|B|^2 = g_{\mu\nu}(x) B^\mu B^\nu.$$

Podobnie jak kwadrat odległości czasoprzestrzennej, $|B|^2$ może być dodatnie, ujemne lub równe zero dla niezerowego czterowektora.

Innym, *a priori* niezależnym od metryki elementem matematycznej struktury czaso-

przestrzeni jest tzw. obiekt przesunięcia równoległego (czyli koneksja) $\Gamma_{\rho\sigma}^{\lambda}$. Określa on przesunięcie równoległe czterowektorów. Mianowicie, jeśli w punkcie x^{μ} zaczepiony jest czterowektor o składowych (B^{ρ}) względem pewnego układu współrzędnych, to przyjmujemy, że czterowektor otrzymany z (B^{ρ}) przez przesunięcie od punktu o współrzędnych x^{μ} do punktu o współrzędnych $(x^{\mu} + dx^{\mu})$ równoległe do (B^{ρ}) i dokonane wzdłuż prostoliniowego odcinka łączącego te bliskie siebie punkty, ma składowe $B^{\lambda} + \delta B^{\lambda}$, gdzie

$$\delta B^{\lambda} = -\Gamma_{\rho\sigma}^{\lambda} B^{\rho} dx^{\sigma}. \quad (4)$$

Z obiektu przesunięcia równoległego można utworzyć tzw. tensor krzywizny

$$R_{\mu\nu\sigma}^{\alpha} = \frac{\partial \Gamma_{\mu\sigma}^{\alpha}}{\partial x^{\nu}} - \frac{\partial \Gamma_{\mu\nu}^{\alpha}}{\partial x^{\sigma}} + \Gamma_{\tau\nu}^{\alpha} \Gamma_{\mu\sigma}^{\tau} - \Gamma_{\tau\sigma}^{\alpha} \Gamma_{\mu\nu}^{\tau}. \quad (5)$$

Wartości składowych $\Gamma_{\rho\sigma}^{\lambda}$ koneksji zależą od układu współrzędnych, jednakże koneksja nie jest tensorem.

W ogólnej teorii względności występują jedynie koneksje szczególnego rodzaju, tzw. koneksje metryczne. Koneksja taka jest określona wzorem (4) i dodatkowo spełnia następujące postulaty:

$$\Gamma_{\rho\sigma}^{\lambda} = \Gamma_{\sigma\rho}^{\lambda}, \quad (\text{symetryczność}) \quad (6)$$

$$|B^{\lambda}|^2 = |B^{\lambda} + \delta B^{\lambda}|^2, \quad (\text{metryczność}) \quad (7)$$

gdzie δB^{λ} jest dane wzorem (4). Postulat (7) oznacza, że podczas przesuwania równoległego długość czterowektora nie ulega zmianie. Postulat (6) oznacza brak skręcenia. W przestrzeni ze skręceniem, w której (6) nie jest spełnione, „równoległoboki się nie domykają”. To znaczy, że jeśli weźmiemy dwa elementy liniowe (infinitesimalne czterowektory łączące bliskie siebie punkty w czasoprzestrzeni) (dy^{μ}) , (dz^{μ}) zaczepione w punkcie (x^{μ}) i przesuniemy je równoległe jeden wzdłuż drugiego, to otrzymamy w punkcie $(x^{\mu} + dy^{\mu})$ element liniowy

$$dz^{\mu} - \Gamma_{\rho\sigma}^{\mu} dz^{\rho} dy^{\sigma},$$

zaś w punkcie $(x^{\mu} + dz^{\mu})$ element liniowy

$$dy^{\mu} - \Gamma_{\rho\sigma}^{\mu} dy^{\rho} dz^{\sigma},$$

zgodnie ze wzorem (4). Końce tych elementów liniowych leżą w punktach

$$x^{\mu} + dy^{\mu} + dz^{\mu} - \Gamma_{\rho\sigma}^{\mu} dz^{\rho} dy^{\sigma},$$

$$x^{\mu} + dz^{\mu} + dy^{\mu} - \Gamma_{\rho\sigma}^{\mu} dy^{\rho} dz^{\sigma}.$$

Punkty te pokrywają się tylko wtedy, gdy spełniony jest warunek (6); wtedy równoległobok się domyka. Teorię przestrzeni ze skręceniem rozwinął E. Cartan w latach 1922—25. Rozważał je też, nie wiedząc o istnieniu prac Cartana, Einstein w swojej pracy o unifikacji z r. 1925.

Dzięki postulatam (6) i (7) obiekt przesunięcia równoległego można wyrazić przez metrykę

$$I_{\mu\nu}^{\sigma} = \frac{1}{2} g^{\sigma\alpha} \left(\frac{\partial g_{\mu\alpha}}{\partial x_{\nu}} + \frac{\partial g_{\nu\alpha}}{\partial x_{\mu}} - \frac{\partial g_{\mu\nu}}{\partial x_{\alpha}} \right), \quad (8)$$

gdzie $g^{\sigma\alpha}$ jest tensorem odwrotnym do $g_{\alpha\beta}$, zdefiniowanym związkami

$$g^{\sigma\alpha} g_{\alpha\beta} = \delta_{\beta}^{\sigma},$$

gdzie δ_{β}^{σ} jest deltą Kroneckera.

Jako równania wyznaczające geometrię czasoprzestrzeni, tzn. metrykę $g_{\mu\nu}(x)$, Einstein zapostulował najprostsze równania różniczkowe drugiego rzędu, o pochodnych cząstkowych, na $g_{\mu\nu}(x)$ — równania o postaci niezmienniczej względem dowolnych zmian układów współrzędnych w czasoprzestrzeni. Równania te mają postać

$$R_{\mu\nu} - \frac{1}{2} g_{\mu\nu} R = \kappa T_{\mu\nu}, \quad (9)$$

gdzie

$$R_{\mu\nu} = R_{\mu\nu\sigma}^{\sigma}, \quad R = g^{\mu\nu} R_{\mu\nu}, \quad (10)$$

zaś κ jest stałą, tzw. stałą grawitacji. $T_{\mu\nu}$ występujące po prawej stronie równania (9) ma za zadanie uwzględnić znajdowanie się w czasoprzestrzeni cząstek materii, pola elektromagnetycznego, itd. Ogólnie, w $T_{\mu\nu}$ tkwią wszystkie rodzaje energii inne niż energia pola grawitacyjnego ($T_{\mu\nu}$ jest tzw. symetrycznym tensorem energii-pędu).

Równania (9) dla metryki $g_{\mu\nu}(x)$ są nieliniowe. Są one bardzo trudne do rozwiązania. Podstawową zmienną dynamiczną w ogólnej teorii względności jest właśnie metryka, czyli dziesięć niezależnych funkcji $g_{\mu\nu}(x)$ z $\mu \leq \nu$ (funkcje z $\mu > \nu$ są już zależne od tych dziesięciu funkcji na mocy warunku symetrii (2)).

4. Pierwsze próby unifikacji oddziaływań grawitacyjnych i elektromagnetycznych

Historycznie pierwszą próbą zunifikowania oddziaływań elektromagnetycznych i grawitacyjnych jest praca Hermanna Weyla [10] z r. 1918. Zaproponował on mianowicie, by postulat metryczności koneksji (7) zastąpić przez

$$|B + \delta B|^2 = (1 + A_{\mu}(x) dx^{\mu}) |B|^2, \quad (11)$$

tzn. czterowektor przesunięty równoległe zmienia kwadrat swojej długości o czynnik $(1 + A_{\mu}(x) dx^{\mu})$. Obecnie geometrię czasoprzestrzeni o własności (11) nazywa się geometrią Weyla. Podstawowymi zmiennymi dynamicznymi w teorii Weyla są $g_{\mu\nu}(x)$ oraz czterowektor $A_{\mu}(x)$. Weyl zakładał, że $g_{\mu\nu}(x)$ opisuje grawitację, zaś $A_{\mu}(x)$ miało być czteropotencjałem pola elektromagnetycznego (przypomnijmy, że $F_{\mu\nu} = \partial_{\mu} A_{\nu} - \partial_{\nu} A_{\mu}$, gdzie $F_{\mu\nu}$ jest tensorem natężeń pola elektromagnetycznego). Ze wzoru (11) wynika, że koneksja $\Gamma_{\rho\sigma}^{\lambda}$, tkwiąca w δB po lewej stronie wzoru (11), wyraża się teraz przez metrykę $g_{\mu\nu}(x)$ oraz przez $A_{\mu}(x)$, podczas gdy w ogólnej teorii względności $\Gamma_{\rho\sigma}^{\lambda}$ jest funkcją wyłącznie metryki (wzór (8)).

Weyl postulował także, że równania dla $g_{\mu\nu}(x)$ oraz $A_{\mu}(x)$ mają być niezmiennicze

względem dowolnych zmian układu współrzędnych w czasoprzestrzeni (podobnie jak równania dla $g_{\mu\nu}(x)$ w ogólnej teorii względności) oraz, dodatkowo, niezmiennicze także względem lokalnych dylatacji, tj. transformacji następujących:

$$g'_{\mu\nu}(x) = \lambda(x)g_{\mu\nu}(x), \quad (12)$$

$$A'_\beta = A_\beta + \frac{1}{\lambda(x)} \frac{\partial \lambda(x)}{\partial x^\beta}, \quad (13)$$

przy czym $dx'^\mu = dx^\mu$, $\Gamma'_{\alpha\beta}^\mu = \Gamma_{\alpha\beta}^\mu$. Zatem przy dylatacjach kwadraty długości czterowektorów oraz kwadraty odległości bliskich punktów w czasoprzestrzeni zmieniają się o czynnik $\lambda(x)$ zależny od punktu x . W geometrii Weyla znaczenie absolutne mają więc jedynie relacje niezmiennicze względem ogólnych zmian układu współrzędnych oraz względem dylatacji (12). W szczególności, znaczenie absolutne (czyli sens fizyczny) mają tylko zerowe odległości czasoprzestrzenne, $ds^2 = 0$.

Zauważmy, że transformacja (13) jest niezbędna dla zgodności (12) z (11). Mianowicie, gdyby $A'_\mu = A_\mu$ przy dylatacjach, to lewa strona (11), odnosząca się do punktu $x^\mu + dx^\mu$ i transformująca się więc przy dylatacji przez czynnik $\lambda(x+dx) = \lambda(x) + \frac{\partial \lambda}{\partial x^\mu} dx^\mu$, transformowałyby się inaczej niż prawa strona (11), która odnosi się do punktu x^μ . Relacja (11) nie miałaby więc znaczenia absolutnego, bowiem nie byłaby niezmiennicza względem lokalnych dylatacji (12). Jeśli natomiast przyjąć (13), to wszystko jest w porządku.

Teoria Weyla jest teorią unifikującą, bowiem elektromagnetyzm ($A_\mu(x)$) i grawitacja ($g_{\mu\nu}(x)$) są powiązane w jedną spójną strukturę, mianowicie geometrię Weyla. Jednakże, teoria ta daje przewidywania niezgodne z rzeczywistością. Wskazał na to Einstein już w r. 1918.

Praca Weyla ma duże znaczenie historyczne. Mianowicie, właśnie w tej pracy po raz pierwszy konstruowano teorię pola elektromagnetycznego w oparciu o postulat niezmienniczości względem lokalnych (tzn. zależnych od x) transformacji (13). Takie transformacje czteropotencjału pola elektromagnetycznego nazywamy dzisiaj transformacjami cechowania. Jest to więc początek teorii pól cechowania, odgrywających dzisiaj tak ważną rolę w fizyce cząstek elementarnych. Zaznaczmy jeszcze, że Weyl przyjmował, że $\lambda(x)$ jest funkcją o wartościach rzeczywistych i dodatnich. W kilka lat później London oraz Fock wskazali, że należy przyjąć, że $\lambda(x)$ jest funkcją zespoloną o module równym jeden (czynnik fazowy).

W trzy lata po ukazaniu się pracy Weyla zupełnie inne podejście do problemu unifikacji przedstawił Theodor Kaluza [9]. W roku 1921 opublikował on pracę zawierającą hipotezę, że czasoprzestrzeń jest w istocie swej nie czterowymiarowa lecz pięciowymiarowa. Geometria tej pięciowymiarowej czasoprzestrzeni jest identyczna z geometrią użytą w ogólnej teorii względności (naszkicowaną w § 3), różne są jedynie wymiary czasoprzestrzeni. T. Kaluza założył, że tensor metryczny pięciowymiarowej czasoprzestrzeni, będący macierzą symetryczną rzeczywistą o wymiarach 5×5 , ma postać

$$g_{AB}(X) = \begin{pmatrix} g_{\mu\nu}(X) & A_\mu(X) \\ A_\mu(X) & g_{44}(X) \end{pmatrix}, \quad (14)$$

gdzie $\mu, \nu = 0, 1, 2, 3$, zaś $A, B = 0, 1, 2, 3, 4$. $g_{\mu\nu}$ opisuje oczywiście pole grawitacyjne, zaś A_μ opisuje oddziaływanie elektromagnetyczne. W modelu Kaluzy $(X^A) = (x^\mu, x^4)$, gdzie x^μ odnoszą się do zwykłej czterowymiarowej czasoprzestrzeni znanej z ogólnej teorii względności. Kaluza zakładał, że $g_{\mu\nu}$ oraz A_μ nie zależą od x^4 . Teoria Kaluzy została znacznie udoskonalona przez O. Kleina w r. 1926. Idea, że czasoprzestrzeń ma więcej niż cztery wymiary leży u podstaw obecnie bardzo modnego podejścia do unifikacji czterech znanych obecnie oddziaływań [1].

Także w r. 1921 ukazała się praca A. S. Eddingtona [11] zawierająca jeszcze inne podejście do unifikacji oddziaływań elektromagnetycznych i grawitacyjnych. Jest to tzw. geometria afiniczna. Jej zasadniczą cechą jest to, że za wielkość fundamentalną przyjmuje się nie metrykę lecz koneksję $\Gamma_{\mu\nu}^\lambda$. Metryka $g_{\mu\nu}(x)$, niezbędna do opisu oddziaływania grawitacyjnego, pojawia się jako obiekt wtórny, wyprowadzony z koneksji. Mianowicie, za tensor metryczny przyjął on, z dokładnością do stałej, część symetryczną tensora $R_{\mu\nu}(x)$; skonstruowanego z $\Gamma_{\mu\nu}^\lambda$ wg wzorów (5), (10). W pracy tej Eddington dopuszcza istnienie koneksji niesymetrycznej, tzn. nie spełniającej warunku (6). Pełną teorię koneksji niesymetrycznych rozwinął wkrótce potem E. Cartan.

5. Przegląd prac Einsteina dotyczących problemu unifikacji

Natychmiast po zapoznaniu się z pracą H. Weyla z r. 1918 Einstein uznał problem unifikacji za jeden z najważniejszych problemów fizyki teoretycznej. Prace na ten temat zaczął publikować począwszy od r. 1923.

Pierwsza praca Einsteina na ten temat wpłynęła do redakcji 10 stycznia 1922 r. i ukazała się drukiem w r. 1923 [13]. Praca ta dotyczyła modelu Kaluzy. A. Einstein i J. Grommer, który był współautorem tej pracy, wskazali na istotne braki tego modelu. Mianowicie zasada kowariancji wielkości fizycznych i niezmienniczości równań pola względem ogólnych zmian współrzędnych w czasoprzestrzeni pięciowymiarowej nie ma żadnego uzasadnienia fizycznego, w przeciwieństwie do czasoprzestrzeni czterowymiarowej występującej w ogólnej teorii względności. Zarzut ten jest zresztą aktualny także w odniesieniu do dzisiejszych prób unifikacji opartych na idei czasoprzestrzeni więcej niż czterowymiarowej.

Einstein i Grommer wskazali też na fakt, że model Kaluzy wymaga dodatkowych postulatów w celu uwzględnienia materii. W szczególności pokazali oni, że w modelu Kaluzy nie istnieje niezależne od czasu, regularne i sferycznie symetryczne rozwiązanie, które mogłoby być utożsamione z elektronem (analogiczny problem dla teorii Weyla badał w r. 1919 W. Pauli).

Zauważmy tutaj, że używając dzisiejszej terminologii powiedzielibyśmy, że Einstein i Grommer badali, czy elektron jest solitonem w modelu Kaluzy. Zauważmy też, że założenie symetrii sferycznej rozwiązania nie jest oczywiste z dzisiejszego punktu widzenia, bowiem, jak wiemy dzisiaj, elektron ma spin i dlatego nie jest obiektem inwariantnym względem obrotów. Natomiast w r. 1922 pojęcia spinu nie znano. Wprowadzić doświadczenie Stern-Gerlacha było wykonane w r. 1921, jednakże hipotezę, że elektron ma spin, wysunęli dopiero w r. 1925 Uhlenbeck i Goudsmit.

W r. 1923 Einstein opublikował też cztery prace na temat podejścia A. S. Eddingtona

do problemu unifikacji. W pracach tych Einstein wskazał, m. in. na fakt, że model Eddingtona jest symetryczny względem zmiany znaku ładunku elektrycznego. Stąd Einstein wnioskował, że model ten jest нефизyczny, bowiem nie „potrafi uwzględnić różnicy mas elektronów dodatnich i ujemnych”. Pod nazwą „elektrony dodatnie” kryły się oczywiście dzisiejsze protony. Pomysł, by cząstkę różniącą się od elektronu jedynie znakiem ładunku utożsamić z protonem pojawił się także w sławnej pracy P. A. M. Diraca z r. 1928 [14], w której Dirac podał równanie znane dzisiaj jako równanie Diraca. Prawdziwy elektron dodatni, czyli pozyton, odkrył C. D. Anderson dopiero w r. 1932.

Zauważmy też, że symetria względem zmiany znaku ładunku elektrycznego jest znana dzisiaj pod nazwą symetrii ładunkowej. Po raz pierwszy symetrię taką zauważył W. Pauli w r. 1919 rozpatrując geometrię Weyla. W. Pauliego i A. Einsteina należy więc uważać za prekursorów idei symetrii ładunkowej (niezmienniczości względem sprzężenia ładunkowego C).

Zaznaczmy tutaj, że mimo iż argument Einsteina przeciw teorii Eddingtona oparty był na niewłaściwej interpretacji rozwiązań o ładunku elektrycznym dodatnim, to konkluzja jest jednak prawdziwa, jak się dzisiaj wydaje.

Następną próbę zunifikowania oddziaływań Einstein podejmuje w r. 1925 — proponuje teorię opartą na nieco zmodyfikowanym schemacie matematycznym ogólnej teorii względności. Mianowicie rezygnuje z założeń symetryczności. Teraz

$$g_{\mu\nu} \neq g_{\nu\mu}, \quad \Gamma_{\mu\nu}^{\lambda} \neq \Gamma_{\nu\mu}^{\lambda}.$$

Ponadto, zarówno $g_{\mu\nu}$ jak i $\Gamma_{\mu\nu}^{\lambda}$ są traktowane jako niezależne zmienne dynamiczne. Związki między nimi pojawiają się dopiero na mocy równań ruchu. Tensor natężeń pola elektromagnetycznego $F_{\mu\nu}$ jest teraz utożsamiony z antysymetryczną częścią tensora $g_{\mu\nu}$. Teorie, w których koneksja $\Gamma_{\rho\sigma}^{\lambda}$ nie jest symetryczna, nazywa się obecnie teoriami typu Einsteina-Cartana.

W roku 1927 Einstein powraca do idei Kaluzy i znacznie udoskonala jego model. Jednakże udoskonalenia te podał wcześniej, w r. 1926, O. Klein. Dzisiaj tę udoskonaloną wersję modelu Kaluzy określa się mianem modelu Kaluzy-Kleina.

W r. 1928 Einstein proponuje nową teorię geometryczną, tzw. czasoprzestrzenie z absolutnym paralelizmem (lub teleparalelizmem). W takich czasoprzestrzeniach można jednoznacznie porównać kierunki wektorów zaczepionych w różnych punktach. W geometrii Riemanna jest to niemożliwe, bowiem porównanie kierunków wektorów w tej przestrzeni wymaga dokonania przesunięcia równoległego wektora, zaś wynik tego przesunięcia zależy od drogi, wzdłuż której przesuujemy wektor. Tę teorię geometryczną Einstein interpretuje fizycznie jako teorię unifikującą oddziaływania grawitacyjne i elektromagnetyczne. Grawitacja w tym modelu jest rozpatrywana w tzw. ujęciu tetradowym. Pomysł ten Einstein kontynuuje publikując kolejne prace w latach 1929—31 (we współpracy z W. Maye-rem). W międzyczasie okazało się, że matematycy już wcześniej, bo począwszy od r. 1923, rozpatrywali takie przestrzenie.

Artykułom Einsteina z tej serii prasa codzienna nadała niebywały rozgłos. Atmosfera sensacji, że oto Einstein dokonuje kolejnego epokowego odkrycia, była tak wielka, że jeden z wielkich domów towarowych w Londynie wystawił artykuł Einsteina, przeznaczony do czasopisma naukowego i najeżony wzorami, w oknie wystawowym. Eddington pisał do

Einsteina, że tłumy gromadzą się przed tym oknem i czytają jego pracę. Z kolei *The New York Times* w którymś z wydań niedzielnych w lutym 1929 zamieścił całostronicowy artykuł Einsteina o teorii względności, kończący się uwagami o przestrzeniach z teleparalelizmem. Przerażeni czytelnicy dowiadywali się, że w takich przestrzeniach „równoległoboki się nie domykają”. W końcu Einstein musiał przez pewien czas ukrywać się przed dziennikarzami i publicznością. Wkrótce potem Einstein odrzucił przestrzenie z teleparalelizmem jako drogę do unifikacji.

W r. 1931 wysuwa Einstein także zupełnie nową propozycję (we współpracy z W. Maye-rem) — teorię pięciowektorów (tzn. wektorów o pięciu składowych) zaczepionych w punktach czasoprzestrzeni czterowymiarowej. W ten wyszukany sposób Einstein zamierzał uniknąć nieuzasadnionego fizycznie założenia Kaluzy, że czasoprzestrzeń jest pięciowymiarowa, jednocześnie zachowując zalety modelu Kaluzy-Kleina.

W r. 1938 Einstein ponownie powraca do modelu Kaluzy-Kleina, próbując go ulepszyć. Pracuje wówczas razem z P. Bergmannem.

W tym czasie wysiłki Einsteina mające na celu unifikację oddziaływań przestały spotykać się z uznaniem fizyków. Można było usłyszeć nawet złośliwe lub pogardliwe komentarze wychodzące z ust wybitnych fizyków. Mocno z tym kontrastowały nastroje niefizyków. Dla nich Einstein nadal był wielkim uczonym i najwyższym autorytetem naukowym.

W r. 1941 ukazuje się ostatnia praca Einsteina o modelu Kaluzy-Kleina, napisana wspólnie z P. Bergmannem i V. Bargmannem. Konkluzja tej pracy jest negatywna — autorzy stwierdzają w jej zakończeniu, że otrzymane w ich pracy wzory wskazują, iż w modelu Kaluzy-Kleina bardzo trudno jest uzyskać obserwowaną doświadczalnie wielką różnicę siły oddziaływań grawitacyjnych i elektromagnetycznych.

W r. 1944 Einstein, we współpracy z P. Bergmannem, wysuwa kolejną koncepcję tzw. biwektorów. W latach zaś 1945, 1946, 1948 publikuje dalsze prace poświęcone unifikacji (częściowo we współpracy z E. Straussem). Tym razem proponuje rozważyć zespolony, hermitowski tensor metryczny,

$$\bar{g}_{\mu\nu} = \bar{g}_{\nu\mu}.$$

Później, w latach 1950, 1953, 1954, 1955, ukazują się prace A. Einsteina (niektóre pisane razem z panią B. Kaufmann) nawiązujące do jego idei z r. 1925. Chodzi o rzeczywisty lecz niesymetryczny tensor metryczny. Nad podejściem tym pracował do ostatnich chwil życia. Dzień przed śmiercią, już ze szpitala, dzwonił do swojej długoletniej (od roku 1928) sekretarki, pani H. Dukas, prosząc o przysłanie mu pozosta-wionych na biurku w Instytucie kartek z obliczeniami.

6. Uwagi końcowe

Trudno powstrzymać się od postawienia pytania, dlaczego wieloletnie próby dokonania unifikacji oddziaływań, prowadzone przeciw przez jednego z największych fizyków, zakończyły się niepowodzeniem. Można przypuścić, że jedną z przyczyn niepowodzenia był

brak jakichkolwiek wskazówek empirycznych na to, że oddziaływania grawitacyjne i elektromagnetyczne są faktycznie różnymi przejawami jakiegoś jednolitego pola oddziaływania. W tej sytuacji, poszukiwania teorii pola jednolitego były oparte wyłącznie na spekulacjach matematycznych. Motywacją do unifikowania oddziaływań była wyłącznie natury estetycznej. Zauważmy, że tworząc szczególną teorię względności Einstein dysponował danymi empirycznymi wskazującymi, że coś jest nie w porządku ze względnością galileuszowską układów odniesienia — wiedział mianowicie, że równania Maxwella nie są niezmiennicze względem transformacji Galileusza. Z kolei tworząc ogólną teorię względności oparł się Einstein na empirycznym fakcie równości masy bezwładnej i grawitacyjnej. Takiego empirycznego punktu wyjścia zabrakło mu przy poszukiwaniach teorii pola jednolitego.

Trzydzieści lat, które upłynęły od śmierci Einsteina, niewiele wniosły nowego pod tym względem. Empiryczne uzasadnienie dla modnych obecnie poszukiwań unifikacji oddziaływań jest bardzo skromne. Można jedynie przytoczyć fakt, że kwarki i leptony grupują się w tzw. rodziny, co sugeruje istnienie jakiegoś związku między oddziaływaniami silnymi i słabymi. Ponadto na istnienie unifikacji wskazuje pewne ogólne podobieństwo teorii oddziaływań elektromagnetycznych, słabych i silnych — mianowicie to, że wszystkie te teorie są oparte na teorii pól cechowania. Zauważmy tutaj, że tzw. unifikacja oddziaływań elektromagnetycznych i słabych w modelu Glashowa-Weinberga-Salama jest pozorna. Model ten raczej opisuje mieszanie się dwu niezależnych fundamentalnych oddziaływań, lecz ich nie unifikuje.

Współczesne próby zunifikowania oddziaływań dotyczą bądź to oddziaływań elektromagnetycznych, słabych i silnych (teorie wielkiej unifikacji, tzw. GUT), bądź to wszystkich czterech znanych oddziaływań fundamentalnych (supersymetrie, tzw. SUSY). Problem zunifikowania grawitacji z resztą oddziaływań jest szczególnie trudny z powodu wielkich trudności napotykanych przy kwantowaniu grawitacji. Skonstruowane dotychczas modele unifikacji nie są zadowalające. Ich ciekawą cechą jest przewidywanie istnienia nowych oddziaływań cząstek elementarnych, np. powodujących bardzo powolny rozpad protonu.

Istnieje kilka istotnych różnic między współczesnym podejściem do unifikacji a podejściem Einsteina. Po pierwsze, dzisiaj raczej nie ma wątpliwości, że oddziaływania cząstek elementarnych należy opisywać przy pomocy teorii kwantowej, podczas gdy Einstein używał klasycznych (tzn. niekwantowych) teorii pola.

Po drugie, dzisiaj nie oczekuje się unifikacji oddziaływań przy niskich energiach. Unifikacji oddziaływań słabych, silnych i elektromagnetycznych spodziewamy się przy energiach rzędu 10^{16} GeV, zaś unifikacji tych oddziaływań z grawitacją przy energiach rzędu 10^{19} GeV. Przy energiach mniejszych oddziaływania te mają różnić się istotnie, zgodnie z tym, co obserwujemy. Jest to sytuacja nieco przypominająca znany z elektrostatyki rozkład potencjału elektrostatycznego na części o określonej multipolowości: dla $r \gg R$, gdzie R jest promieniem rozkładu ładunku, mamy

$$\varphi(r) = \frac{Q}{r} + \frac{D}{r^2} + \frac{K}{r^3} + \dots, \quad (15)$$

gdzie Q jest całkowitym ładunkiem elektrycznym (część monopolowa), D — częścią dipolową, K — częścią kwadrupolową itd. Te poszczególne składowe potencjału są wyraźnie

rozdzielone — łatwo je zidentyfikować doświadczalnie. Z kolei dla $r \leq R$ potencjał nie daje się przedstawić w postaci (15) — następuje unifikacja oddziaływań multipolowych.

Podkreślmy też, że metodologiczno-filozoficzne poglądy Einsteina na temat unifikacji pozostają aktualne, a nawet są coraz modniejsze, [15, 16]. W szczególności:

1) unifikacja oddziaływań jest obecnie jednym z najmodniejszych tematów badawczych;

2) stosowana przez Einsteina zasada, że oddziaływanie ma wynikać z żądania pewnej symetrii jest bardzo aktualna. Przykładem może być postulat oddziaływania minimalnego wynikającego z żądania symetrii względem lokalnych transformacji cechowania. Zasada ta jest tak owocna, że może nawet doprowadzić do rozwiązania problemu materii w teoriach unifikujących, tzn. problemu polegającego na tym, że istnienie pól materii należy postulować dodatkowo, w uzupełnieniu do postulatów dotyczących oddziaływań. Mianowicie, zażądanie niezmienniczości względem tzw. transformacji supersymetrii wymusza, by teoria zawierała nie tylko pola opisujące oddziaływania, lecz także pola, które można interpretować jako pola materii. Ciekawe, że właśnie takie supersymetryczne teorie budzą też nadzieje na udaną unifikację grawitacji z resztą oddziaływań;

3) Einstein próbował interpretować oddziaływanie jako przejaw pewnej szczególnej geometrii. Na przykład grawitacja jest równoważna geometrii Riemanna czterowymiarowej czasoprzestrzeni. Jest to tendencja obecnie bardzo modna. W szczególności pola cechowania wiąże się z geometrią wiązek włóknistych.

Literatura

- [1] Przykłady współczesnych prac z tego kierunku: P. Candelas, S. Weinberg, *Nucl. Phys. B* **237**, 397 (1984); R. B. Abbott, S. D. Ellis, S. M. Barr, *Phys. Rev. D* **31**, 673 (1985).
- [2] E. Cartan, *Compt. Rend.* **174**, 593 (1922); F. W. Hehl et al., *Rev. Mod. Phys.* **48**, 393 (1976); A. Trautman, *Ann. N. Y. Acad. Sci.* **262**, 241 (1975).
- [3a] V. de Sabbata, M. Gasperini, *Hermitean gravity with spin and propagating torsion*.
- [3b] N. Rosen, *The Einstein-Mayer vector space with N dimensions*. Oba te artykuły są opublikowane w książce *Unified Field Theories of More than 4 Dimensions (Including Exact Solutions)*, Red. V. de Sabbata, E. Schmutzer (Erice Lectures 1982), World Scientific, Singapore 1983.
- [4] B. Hoffmann (with the collaboration of H. Dukas) *Albert Einstein. Creator and Rebel*. The Viking Press, New York 1972.
- [5] A. Vallentin, *Dramat Alberta Einsteina*, PIW, Warszawa 1957.
- [6] B. G. Kuzniecowa, *Albert Einstein*, PWN, Warszawa 1966.
- [7] A. Pais, *Subtle is the Lord ... The Science and the Life of Albert Einstein*, Oxford University Press 1982.
- [8] A. Einstein, „Autobiographisches”. W zbiorze *Albert Einstein. Philosopher-Scientist*. The Library of Living Philosophers, Illinois, USA 1949.
- [9] Th. Kaluza, *Sitzungsber. Preuss. Akad. (Berlin)* 966 (1921).
- [10] H. Weyl, *Sitzungsber. Preuss. Akad. (Berlin)* 465 (1918).
- [11] A. S. Eddington, *Proc. R. Soc. Lond.* **A99**, 104 (1921).
- [12] *Albert Einstein. Sobranie nauchnykh trudov*, t. 2, Nauka, Moskwa 1966.
- [13] A. Einstein, J. Grommer, *Scripta Jerusalem Univ.* **1**, No 7 (1923).
- [14] P. A. M. Dirac, *Proc. Roy. Soc.* **117A**, 610 (1928).
- [15] C. N. Yang, *Usp. Fiz. Nauk* **132**, 170 (1980).
- [16] P. G. Bergmann, *Phys. Today* **32**, 44 (1979).

Janusz A. Zakrzewski

Instytut Fizyki Doświadczalnej
Uniwersytet Warszawski
Warszawa

Odkrycie neutralnego bozonu pośredniczącego w anihilacji antyprotonów z protonami *

Discovery of Neutral Intermediate Boson in Antiproton-Proton Annihilation

Abstract: A brief discussion of the production and decay mechanism of intermediate bosons is followed by the description of their detection methods in the UA1 and UA2 experiments. New results for the charged boson are presented. The observation of the neutral boson is described in greater detail. The comparison of the measured quantities with the prediction of the Standard Model shows excellent agreement.

1. Uwagi wstępne

Niniejszy artykuł poświęcony jest omówieniu *bezpośredniej* obserwacji bozonów pośredniczących — nośników oddziaływania słabego — a przede wszystkim *bozonu neutralnego* Z^0 , w anihilacji antyprotonów z protonami¹. Odkrycie to, dokonane w CERN-ie w 1983 r., stanowi *wspaniałe potwierdzenie przewidywań jednolitej teorii oddziaływania elektrosłabego* Glashowa-Salama-Weinberga.

Ze względu na przewidywaną w tej teorii dużą masę spoczynkową bozonów pośredniczących, ok. $80 \text{ GeV}/c^2$ dla W^\pm i $90 \text{ GeV}/c^2$ dla Z^0 , ich produkcja nie jest możliwa przy użyciu działających obecnie akceleratorów z nieruchomą tarczą, gdyż w tym wypadku jedynie mała część energii wiązki jest do dyspozycji dla tworzenia nowych cząstek. Istotnie, energia w układzie środka masy dwóch protonów, z których jeden, o energii całkowitej E , pada na drugi, nieruchomy w układzie laboratoryjnym, wynosi $\sqrt{s} = \sqrt{2M_p E}$ (gdzie M_p jest masą protonu). Dla typowej energii wiązki $E = 300 \text{ GeV}$ z największego akceleratora w CERN-ie — supersynchrotronu protonowego SPS — energia w układzie środka masy (tzw. energia do dyspozycji, a więc dostępna dla produkcji cząstek) wynosi tylko $\sqrt{s} = 25 \text{ GeV}$.

Znacznie łatwiej można osiągać duże energie do dyspozycji przy użyciu pierścieni akumulujących wiązki przeciwbieżne, wówczas bowiem $\sqrt{s} = E_1 + E_2$, gdzie E_1 i E_2 są energiami tych wiązek. Propozycję zmiany supersynchrotronu SPS w CERN-ie na pier-

* Rozszerzona i uzupełniona wersja odczytu wygłoszonego na konferencji Instytutu Fizyki Doświadczalnej Uniwersytetu Warszawskiego w dniu 2 listopada 1984 r.

¹ Zjawiska świadczące *pośrednio* o istnieniu neutralnego bozonu Z^0 opisałem w artykule „Neutralny bozon pośredniczący w rozpraszaniu i anihilacji elektronów”, opublikowanym w *Postęпах Fizyki* [1].

ścień akumulujący protony i antyprotony, obiegające jego obwód w kierunkach przeciwnych i zderzające się czołowo w punktach przecięcia wiązek ($\overline{\text{S}}\text{ppS}$ Collider) wysunęli Rubbia i in. [2]. Osiągnięcie dostatecznie dużego natężenia wiązki antyprotonów można było uzyskać dzięki wykorzystaniu pomysłu *chłodzenia stochastycznego* zaproponowanego przez van der Meera [3]. Dla energii wiązek antyprotonów i protonów równych $E_1 = E_2 = 270$ GeV, energia do dyspozycji wynosi $\sqrt{s} = 540$ GeV. Jest to wartość dostatecznie duża dla wytworzenia bozonów pośredniczących z wydajnością wystarczającą dla przeprowadzenia uwiecznionych powodzeniem eksperymentów UA1 oraz UA2, o których będzie mowa w dalszej części artykułu.

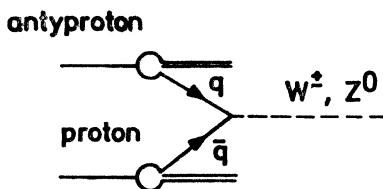
Dodam, że za ich decydujący wkład do badań prowadzących do odkrycia bozonów pośredniczących, Carlo Rubbia i Simon van der Meer otrzymali w r. 1984 nagrodę Nobla z fizyki [4]. Nagrodę tę przyznano niezwykle szybko — nieco ponad rok od chwili ogłoszenia pierwszej obserwacji bozonów W^\pm . W ten sposób uhonorowano też ośrodek CERN za ogromny wysiłek twórczy, który doprowadził do jednego z *największych osiągnięć w fizyce cząstek elementarnych ostatnich lat*.

W rozdziale drugim niniejszego artykułu opiszę mechanizmy produkcji i rozpadu bozonów pośredniczących; w trzecim — metody ich detekcji, a w pozostałych rozdziałach — wyniki eksperymentów świadczące o ich istnieniu i własnościach.

2. Produkcja i rozpad bozonów pośredniczących: teoria

A. Produkcja

Produkcję bozonów pośredniczących W^\pm i Z^0 w zderzeniach protonów z antyprotonami opiszemy w ramach prostego *modelu kwarkowo-partonowego*, traktując nukleony jako struktury złożone z trzech kwarków walencyjnych i z „morza” par kwarków i antykwarków oraz gluonów. Zakładamy, że bozony powstają jako wynik anihilacji kwarków i antykwarków — składników protonu i antyprotonu ² (rys. 1). Podstawowe procesy na



Rys. 1. Mechanizm produkcji bozonów pośredniczących w anihilacji protonów z antyprotonami

poziomie partonowym — jeśli pominiemy małe przyczynki od cięższych kwarków — polegają na anihilacji kwarków u , d , s (walencyjnych bądź z „morza”) z antykwarkami

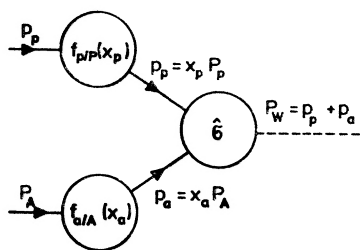
² Model taki, znany jako *mechanizm Drelli–Yana*, opisuje z powodzeniem produkcję par leptonowych w zderzeniach hadronów.

\bar{u} , \bar{d} , \bar{s} (jak wyżej), sprzęgających się z bozonami w *oddziaływaniu słabym*

$$\begin{aligned} u + \bar{d} &\rightarrow W^+, & u + \bar{s} &\rightarrow W^+, \\ \bar{u} + d &\rightarrow W^-, & \bar{u} + s &\rightarrow W^-, \\ u + \bar{u} &\rightarrow Z^0, & d + \bar{d} &\rightarrow Z^0, & s + \bar{s} &\rightarrow Z^0. \end{aligned} \quad (1)$$

Powstające bozony rozpadają się następnie na parę fermion—antyfermion (patrz część 2B).

Przypomnijmy kinematykę procesu produkcji bozonów (rys. 2). Oznaczając czteropęd protonu (antyprotonu) przez $P_P(P_A)$, mamy dla zderzających się wiązek przeciwbieźnych o energiach $E_P = E_A = \sqrt{s}/2$: $P_P = [\sqrt{s}/2, \mathbf{P}]$, $P_A = [\sqrt{s}/2, -\mathbf{P}]$, gdzie składowe trójwektora \mathbf{P} poprzeczną i podłużną względem kierunku wiązek oznaczamy P_T i P_L , to znaczy $\mathbf{P} = (P_T, P_L)$. Anihilujące kwarki traktujemy zasadniczo jako obiekty swobodne



Rys. 2. Kinematyka procesu produkcji bozonów pośredniczących

wewnątrz hadronów i przyjmujemy, że kwark (antkwark) p oraz antkwark (kwark) a — odpowiednio składniki protonu oraz antyprotonu — unoszą ułamek $x_p(x_a)$ czteropędu protonu (antyprotonu). Czteropędy tych kwarków zapiszemy w postaci $p_p = x_p P_P$, $p_a = x_a P_A$. Czteropęd tworzonego bozonu $W(W^\pm, Z^0)$ jest więc równy $P_W = p_p + p_a = [(x_p + x_a)\sqrt{s}/2, (x_p - x_a)\mathbf{P}] = [(x_p + x_a)\sqrt{s}/2, \mathbf{0}, (x_p - x_a)\sqrt{s}/2]$, gdzie pominęliśmy (małe) pędy poprzeczne względem kierunku wiązki anihilujących kwarków oraz położyliśmy $|\mathbf{P}| = \sqrt{s}/2$ (zaniedbując masę spoczynkową protonu (antyprotonu) w porównaniu z jego energią całkowitą). W tym przybliżeniu pęd poprzeczny bozonu W jest $P_T^W = 0$, a jego pęd podłużny $P_L^W = (x_p - x_a)\sqrt{s}/2 = x_W \sqrt{s}/2$, gdzie $x_W = x_p - x_a$, czyli *zmienna x Feynmana* dla bozonu W jest równa $x_W = 2P_L^W/\sqrt{s}$ (odzwierciedla się tu *struktura* zderzających się hadronów — patrz niżej). Oznaczając daszkiem $\hat{\ }$ wielkości odnoszące się do procesów zachodzących na poziomie partonowym (podprocesów), mamy dla kwadratu energii całkowitej w układzie środka masy anihilujących kwarków

$$\hat{s} = (p_p + p_a)^2 = [(x_p + x_a)^2 - (x_p - x_a)^2]s/4 = x_p x_a s = \tau s,$$

gdzie zmienna $\tau = x_p x_a$.

Przekroje czynne na podprocesy (1) — zachodzące za pośrednictwem *oddziaływania słabego* — są proporcjonalne do stałej Fermiego G . Na przykład dla podprocesów (1) typu $p + a \rightarrow W$, przekrój czynny (przy zaniedbaniu szerokości naturalnej bozonu) ma postać [5]

$$\hat{\sigma}(p + a \rightarrow W) = \sqrt{2}\pi G\tau s \delta(s - M_W^2), \quad (2)$$

gdzie δ oznacza funkcję delta Diraca. Aby otrzymać inkluzywny przekrój czynny na produkcję bozonu $W(W^\pm, Z^0)$ w anihilacji protonu z antyprotonem, musimy dokonać sumowania względem wszystkich możliwych podprocesów (1) uwzględniając wagi odpowiadające odpowiednim rozkładom prawdopodobieństwa w zmiennych x_p, x_a dla anihilujących kwarków p, a

$$\frac{d\sigma}{d\hat{s}}(\bar{p}+p \rightarrow W+X) = \sum_{p,a} \int_0^1 dx_p \int_0^1 dx_a \delta(x_p x_a \hat{s} - \hat{s}) f_{p/p}(x_p) f_{a/A}(x_a) \hat{\sigma}(p+a \rightarrow W), \quad (3)$$

gdzie $f_{p/p}(x_p)(f_{a/A}(x_a))$ jest prawdopodobieństwem znalezienia kwarka $p(a)$ w protonie (antyprotonie) unoszącego ułamek $x_p(x_a)$ pędu protonu (antyprotonu)³. Podstawiając przekrój czynny (2) do wzoru (3) otrzymujemy — po prostych przekształceniach — dla produkcji bozonu W^+

$$\begin{aligned} \sigma(\bar{p}+p \rightarrow W^+ + X) &= \sqrt{2\pi} G\tau s \int_0^1 dx_p \int_0^1 dx_a \delta(x_p x_a s - M_W^2) W^+(x_p, x_a) = \\ &= \sqrt{2\pi} G\tau \int_0^1 dx W^+(x, \tau/x)/x, \quad (4) \end{aligned}$$

gdzie

$$W^+(x, \tau/x) = \frac{1}{2} \{ [u_p(x)\bar{d}_A(\tau/x) + \bar{d}_p(x)u_A(\tau/x)] \cos^2 \theta_C + [u_p(x)\bar{s}_A(\tau/x) + \bar{s}_p(x)u_A(\tau/x)] \sin^2 \theta_C \} \quad (5)$$

opisuje oddziaływanie kwarka z antykwarkiem (walencyjnym bądź z „morza”), prowadzące do produkcji bozonu W^+ . Funkcje rozkładu odpowiedniego kwarka (antykwarka) oznaczyliśmy tu jego własnym symbolem u, d, s ($\bar{u}, \bar{d}, \bar{s}$); θ_C jest kątem Cabibbo (ze względu na sprzężenie bozonu pośredniczącego W^\pm ze stanami mieszanymi typu Cabibbo — por. [6]). Zauważmy przy okazji, że kwarki (antykwarki) walencyjne niosące liczby kwantowe protonu (antyprotonu) unoszą większość jego pędu; „morze” par kwarków i antykwarków (oraz gluony) zaczyna natomiast odgrywać większą rolę dopiero przy bardzo małych wartościach x . Jak widać ze wzoru (4) przekrój czynny $\sigma(\bar{p}+p \rightarrow W^+ + X)$ zależy wyłącznie od bezwymiarowej zmiennej skalującej $\tau = M_W^2/s$. Dla ustalonej energii \sqrt{s} oraz masy bozonu M_W , wartość τ jest stała.

Z badań rozpraszania głęboko nieelastycznego leptonów na protonach wiadomo, że maksimum funkcji rozkładu kwarków w protonie wypada przy wartości x równej około 0,15. Optymalną wartość energii dla produkcji bozonu W możemy więc otrzymać jeśli $x_1 = x_2 = x = 0,15$, gdyż wówczas $s = M_W^2/x \approx 7M_W$ bowiem $\tau = x_1 x_2 = x^2$. Prawdopodobieństwo znalezienia kwarka w protonie (antyprotonie) unoszącego około 1/7 jego pędu jest dostatecznie duże na to, by inkluzywny przekrój czynny na produkcję bozonów W był już mierzalny eksperymentalnie (co jednakże wymaga około 7 razy większej energii w układzie środka masy protonu i antyprotonu niż masa bozonu W !). Innymi słowy, energią dostępną dla produkcji bozonów nie jest wielkość \sqrt{s} , lecz raczej $\sqrt{s\tau}$ (tłumaczy to wspomniany w Uwagach wstępnych wybór 270 GeV jako energii zderzających się wiązek protonów i antyprotonów).

³ Są to tzw. funkcje struktury nukleonu.

Inkluzywny przekrój czynny na produkcję bozonu W^- otrzymamy zmieniając w wyrażeniu (5) funkcje rozkładu kwarka na funkcje antykwarka i odwrotnie⁴; ogólnie możemy zatem napisać

$$\sigma(\bar{p}+p \rightarrow W^\pm + X) = \sqrt{2\pi} G\tau \int \frac{1}{\tau} dx W^\pm(x, \tau/x)/x. \quad (6)$$

W wypadku produkcji bozonu neutralnego Z^0 , funkcja $Z(x, \tau/x)$ jest nieco bardziej skomplikowana, musimy bowiem uwzględnić *mieszanie elektrosłabe* (patrz [1]). Wyraża się ono w zależności od kąta *Weinberga* θ_w elektrosłabych stałych sprzężenia pary kwark-antykwark z bozonem neutralnym Z^0 . W funkcji $Z(x, \tau/x)$ występują czynniki typu $(g_A^q)^2 + (g_V^q)^2$, gdzie g_A^q i g_V^q są odpowiednio stałymi sprzężenia „aksjalną” i „wektorową” kwarka q z bozonem Z^0 (patrz tabl. 2 w [1]). Ostatecznie mamy

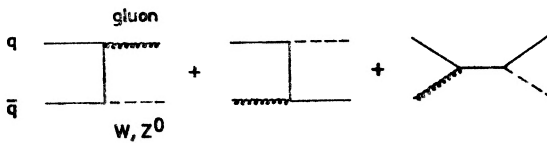
$$Z(x, \tau/x) = \frac{1}{3} \{ [u_P(x)\bar{u}_A(\tau/x) + \bar{u}_P(x)u_A(\tau/x)] [\frac{1}{4} - \frac{2}{3}\sin^2\theta_w + \frac{8}{9}\sin^4\theta_w] + \\ + [d_P(x)\bar{d}_A(\tau/x) + \bar{d}_P(x)d_A(\tau/x) + s_P(x)\bar{s}_A(x, \tau/x) + \\ + \bar{s}_P(x)s_A(x, \tau/x)] [\frac{1}{4} - \frac{1}{3}\sin^2\theta_w + \frac{2}{9}\sin^4\theta_w] \}, \quad (7)$$

a inkluzywny przekrój czynny na produkcję bozonu Z^0 w anihilacji protonów z antyprotonami jest postaci

$$\sigma(\bar{p}+p \rightarrow Z^0 + X) = 2\sqrt{2\pi} G\tau \int \frac{1}{\tau} dx Z(x, \tau/x)/x, \quad (8)$$

gdzie czynnik $1/3$ w równaniach (5) i (7) uwzględnia trzy możliwe stany koloru kwarków.

Naszkicowany wyżej prosty obraz produkcji bozonów pośredniczących nie jest jednak w pełni poprawny, gdyż zaniedbaliśmy w nim zjawiska związane z *oddziaływaniem silnym partonów*. Kwarki mogą promieniować *gluony*, musimy zatem uwzględnić w obliczeniach *diagramy chromodynamiczne* wyższego rzędu (rys. 3). Odsyłając Czytelnika do prac oryginalnych

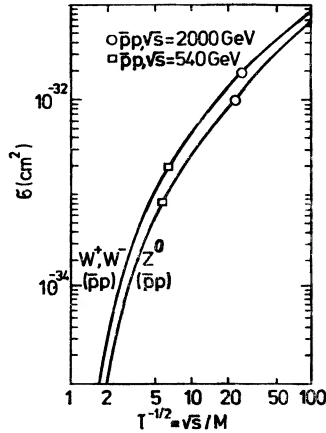


Rys. 3. Diagramy chromodynamiczne pierwszego rzędu opisujące poprawki do produkcji bozonów pośredniczących

nalnych (np. [7]) powiemy tylko, że w rezultacie funkcje rozkładu kwarków $f(x)$ stają się zależne ($f(x) \rightarrow f(x, Q^2)$) od kwadratu czteropędu Q^2 związanego z procesem⁵; mówimy wówczas, że zachodzi *łamanie skalowania*. Przebieg inkluzywnych przekrojów czynnych na produkcję bozonów pośredniczących, z uwzględnieniem łamania skalowania powodującego bardziej stromą zależność od energii, przedstawiony jest na rys. 4. Odpowiednie

⁴ Funkcje rozkładu kwarków (antykwarków z „morza”) w protonach są identyczne z funkcjami dla odpowiednich antykwarków (kwarków z „morza”) w antyprotonach.

⁵ W naszym przypadku można przyjąć, że Q^2 jest rzędu kwadratu czteropędu podprocesu partonowego tzn. $Q^2 = \hat{s}$.



Rys. 4. Przewidywane inkluzywne przekroje czynne na produkcję bozonów pośredniczących w anihilacji protonów z antyprotonami (według [5])

wartości przekrojów czynnych przy energii $\sqrt{s} = 540$ GeV wynoszą w przybliżeniu

$$\begin{aligned} \sigma(\bar{p}+p \rightarrow W^+ + X) &= \sigma(\bar{p}+p \rightarrow W^- + X) = 1,8 \text{ nb}, \\ \sigma(\bar{p}+p \rightarrow Z^0 + X) &= 0,9 \text{ nb}. \end{aligned} \quad (9)$$

Wartości te winny być jeszcze pomnożone przez tzw. czynnik k wynikający z uwzględnienia diagramów wyższego rzędu. Czynnik k ma wartość bliską 2 dla produkcji par leptonowych w zderzeniach hadronów. W wypadku produkcji inkluzywnej bozonów pośredniczących przy energii 540 GeV przyjmuje się $k = 1,5$.

Dodajmy na zakończenie tego bardzo powierzchownego przeglądu roli poprawek chromodynamicznych do prostego modelu kwarkowo-partonowego, że wspomniana wyżej emisja gluonów prowadzi do nadania bozonom *pędu poprzecznego* znacznie większego, niżby można oczekiwać z uwzględnienia jedynie pędu Fermiego partonów wewnątrz hadronów. Ów pęd poprzeczny równoważony jest przez pojawiający się wówczas „*jet*”⁶ hadronowy (patrz niżej).

B. Rozpad

Model standardowy w wersji Glashowa-Salama-Weinberga przewiduje, że wartości mas bozonów pośredniczących zależą od jednego parametru swobodnego teorii — *kąta Weinberga* θ_w [1, 5]. Zależność tę w ogólnej postaci, z uwzględnieniem poprawek radiacyjnych, można zapisać następująco [8]

$$M_W = \left[\sqrt{\frac{\pi\alpha}{2G}} / \sin\theta_w \right] / \sqrt{(1-\Delta r)} = \frac{37,2810}{\sin\theta_w} / \sqrt{(1-\Delta r)} = M_Z \cos\theta_w \text{ (GeV}/c^2), \quad (10)$$

gdzie stała struktury subtelnej $\alpha = 1/137,035963$ oraz stała Fermiego $G = 1,16634 \cdot 10^{-5} \text{ GeV}^{-2}$, a Δr oznacza całkowitą poprawkę radiacyjną. Kładąc $\Delta r = 0$ otrzymujemy

⁶ Niektórzy autorzy tłumaczą słowo „*jet*” na pęk (przyp. Red.).

nie poprawione wartości mas w funkcji kąta Weinberga; przyjmując natomiast $\Delta r = 0,0696 \pm 0,002$ [8] dostajemy wartości poprawione, uwzględniające poprawki radiacyjne

$$M_W = 38,65 \pm 0,04 / \sin \theta_W \text{ (GeV}/c^2\text{)}, \quad (11)$$

$$M_Z = 77,30 \pm 0,08 / \sin 2\theta_W \text{ (GeV}/c^2\text{)}.$$

Jeśli wreszcie przyjmiemy $\sin^2 \theta_W = 0,220 \pm 0,008$ jako wartość „najlepszą”, to wówczas otrzymujemy

$$M_W = 82,4 \pm 1,1 \text{ (GeV}/c^2\text{)}, \quad (12)$$

$$M_Z = 93,3 \pm 0,9 \text{ (GeV}/c^2\text{)}$$

jako wartości przewidywane przez model standardowy (patrz tabl. 2 w [8]).

Bozony pośredniczące rozpadają się w *oddziaływaniu słabym* na pary fermion-antyfermion $f\bar{f}$. Rozpatrzmy wpierw rozpady bozonów naładowanych W^\pm ; bozon W^- sprzęga się z następującymi parami lepton-antylepton $l\bar{\nu}_l$ oraz kwark-antykwar $q\bar{q}'$ (tylko główne kanały rozpadu)

$$\begin{aligned} W^- &\rightarrow e^- + \bar{\nu}_e, \mu^- + \bar{\nu}_\mu, \tau^- + \bar{\nu}_\tau, \\ W^- &\rightarrow d + \bar{u}, s + \bar{c}, b + \bar{t}^7, \\ W^- &\rightarrow s + \bar{u}, \dots \end{aligned} \quad (13)$$

Dla bozonu W^+ musimy zastąpić w (13) cząstki przez antycząstki i na odwrót. Z modelu standardowego otrzymuje się następujące wyrażenie dla szerokości cząstkowej na rozpad leptonowy $W^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e$

$$\Gamma(e\bar{\nu}_e) = GM_W^3 / 6\pi \sqrt{2}. \quad (14)$$

Szerokości cząstkowe bozonu W^- na wszystkie inne kanały rozpadu wiążą się z (14) prostymi zależnościami, jeśli zaniedba się masy fermionów. Okazuje się wówczas, że

$$\begin{aligned} \Gamma(e\bar{\nu}_e) &= \Gamma(\mu\bar{\nu}_\mu) = \Gamma(\tau\bar{\nu}_\tau), \\ \Gamma(qq') / \Gamma(e\bar{\nu}_e) &= 3 |U_{qq'}|^2, \end{aligned} \quad (15)$$

gdzie czynnik 3 w ostatnim wzorze (15) wynika z faktu, że kwarki mogą powstawać w trzech różnych stanach koloru. Wielkości $U_{qq'}$, są elementami macierzy uwzględniającej *mieszanie stanów kwarkowych typu Cabibbo* w *oddziaływaniu słabym* (patrz [6]). Przykładowo, dla rozpadów $W^- \rightarrow d + \bar{u}$ oraz $W^- \rightarrow s + \bar{u}$, wartości elementów $|U_{qq'}|$ zależą w zasadzie tylko od kąta Cabibbo θ_C : $|U_{ud}| = \cos \theta_C$, $|U_{us}| = \sin \theta_C$ ⁸. Dla kwarka q należącego do danego pokolenia fermionów, suma $\sum_q |U_{qq'}|$ rozciągnięta na wszystkie pokolenia jest równa jed-

⁷ Jest to rozpad hipotetyczny, poszukiwany w eksperymentach UA1 i UA2. W anihilacji elektronów z pozytonami nie zaobserwowano przy dotychczas osiągniętych energiach kwarka t, co nakłada ograniczenie na jego masę $m_t > 22$ GeV.

⁸ Wartości elementów macierzy $U_{qq'}$, zwanej *macierzą mieszania Kobayashi-Maskawy*, można znaleźć w [9].

ności. Ze związków (14) wynika więc, że całkowita szerokość naturalna na rozpad bozonu W (przy zaniedbaniu mas fermionów) jest równa $\Gamma_W = 4N_G \Gamma(e\bar{\nu}_e)$, gdzie N_G jest liczbą pokoleń fermionów równą — zgodnie z obecnymi danymi — $N_G = 3$. Obliczona ze wzoru (14) wartość $\Gamma(e\bar{\nu}_e)$ wynosi około $0,25 \text{ GeV}/c^2$, skąd $\Gamma_W \approx 3 \text{ GeV}/c^2$. Względne częstości rozpadów leptonowych $W \rightarrow e\bar{\nu}_e$ ważnych — jak zobaczymy dalej — z eksperymentalnego punktu widzenia są równe $B_{e\nu} = \Gamma(e\bar{\nu}_e)/\Gamma_W = \Gamma(\mu\bar{\nu}_\mu)/\Gamma_W = \Gamma(\tau\bar{\nu}_\tau)/\Gamma_W \approx 1/4N_G$, czyli $B_{e\nu} \approx 8\%$.

Przechodzimy do omówienia rozpadów bozonu Z^0 . Ma on następujące kanały rozpadu na parę fermion f (lepton l lub kwark q)-antyfermion \bar{q} (l lub \bar{q})

$$\begin{aligned} Z^0 &\rightarrow e^- + e^+, \mu^- + \mu^+, \tau^- + \tau^+, \\ &\quad \nu_e + \bar{\nu}_e, \nu_\mu + \bar{\nu}_\mu, \nu_\tau + \bar{\nu}_\tau, \\ Z^0 &\rightarrow u + \bar{u}, c + \bar{c}, t + \bar{t} (?), \\ &\quad d + \bar{d}, s + \bar{s}, b + \bar{b}. \end{aligned} \quad (16)$$

Zauważmy, że w tym wypadku pary q, \bar{q} należą do tego samego pokolenia fermionów ze względu na to, że rodzaj („zapach”) kwarka nie zmienia się w słabym sprzężeniu z bozonem neutralnym Z^0 .

Zgodnie z modelem standardowym, cząstkowa szerokość na rozpad prowadzący do pary fermion-antyfermion $Z^0 \rightarrow f + \bar{f}$ wyraża się wzorem⁹

$$\Gamma(f\bar{f}) = (1 \text{ lub } 3)(GM_Z^2/6\pi \sqrt{2})4[(g_A^f)^2 + (g_V^f)^2], \quad (17)$$

gdzie czynnik 3, występujący tylko przy rozpadzie na parę $q\bar{q}$, wynika jak poprzednio z trzech stanów koloru kwarków. Ze wzoru (17) wynika dla pierwszego pokolenia fermionów

$$\Gamma(\nu\bar{\nu}) : \Gamma(e\bar{e}) : \Gamma(u\bar{u}) : \Gamma(d\bar{d}) = \frac{1}{2} : \left(\frac{1}{2} - 2\sin^2\theta_W + 4\sin^4\theta_W\right) : 3\left(\frac{1}{2} - \frac{4}{3}\sin^2\theta_W + \frac{1}{9}\sin^4\theta_W\right) : 3\left(\frac{1}{2} - \frac{2}{3}\sin^2\theta_W + \frac{4}{9}\sin^4\theta_W\right) \quad (18)$$

i takie same związki można wypisać dla pozostałych dwóch pokoleń fermionów (jeśli zaniedba się ich masy)¹⁰.

W celu oszacowania stosunków (18) możemy położyć $\sin^2\theta_W = 1/4$ (dla uproszczenia rachunków i bez popełnienia dużego błędu); wówczas $\Gamma(\nu\bar{\nu}) : \Gamma(e\bar{e}) : \Gamma(u\bar{u}) : \Gamma(d\bar{d}) = \frac{1}{2} : \frac{1}{4} : \frac{5}{6} : \frac{1}{12}$. Możemy stąd obliczyć (przy zaniedbaniu mas fermionów) względne prawdopodobieństwa rozpadów leptonowych $Z^0 \rightarrow l\bar{l}$: $B_{e\bar{e}} = \Gamma(e\bar{e})/\Gamma_Z = \Gamma(\mu\bar{\mu})/\Gamma_Z = \Gamma(\tau\bar{\tau})/\Gamma_Z \approx 1/11N_G$, gdzie Γ_Z jest całkowitą szerokością naturalną na rozpad bozonu neutralnego Z^0 i dalej $B_{ee} \approx 3\%$ (dla $N_G = 3$). Obliczając ze wzoru (17) szerokość cząstkową $\Gamma(e\bar{e})$ dostajemy w przybliżeniu $0,09 \text{ GeV}/c^2$ i ponieważ $\Gamma_Z \approx 11N_G \Gamma(e\bar{e})$ mamy $\Gamma_Z \approx 3 \text{ GeV}/c^2$. Dodajmy na zakończenie, że pomiaru Γ_Z można użyć dla oceny liczby istniejących typów *neutrino*, gdyż każdy kanał rozpadu $Z^0 \rightarrow \nu\bar{\nu}$ dodaje około $0,18 \text{ GeV}/c^2$

⁹ Ze względu na mieszanie elektroślabe występuje tu zależność od stałej sprzężenia „aksjalnej” i „wektorowej” fermionu f z bozonem Z^0 (patrz tabl. 2 w [1]).

¹⁰ W tym wypadku wpływ masy m_t hipotetycznego kwarka t na rozpad $Z^0 \rightarrow t + \bar{t}$ nie jest mały i należy go uwzględnić w dokładniejszych rachunkach.

(por. (18)) do szerokości całkowitej Γ_Z . Innymi słowy, dodatkową liczbę neutrin ΔN_ν (ponad 3 dla trzech znanych pokoleń fermionów i przy założeniu, że dodatkowe kwarki są zbyt ciężkie na to, by bozon Z^0 mógł się na nie rozpaść) można wyrazić wzorem

$$\Delta N_\nu = (\Gamma_Z - 3 \text{ GeV}/c^2)/0,18 \text{ GeV}/c^2. \quad (19)$$

Powtórzmy raz jeszcze, że *oceny powyższe mają charakter przybliżony ze względu na poczynione wyżej założenia upraszczające.*

3. Produkcja i rozpad bozonów pośredniczących: eksperyment

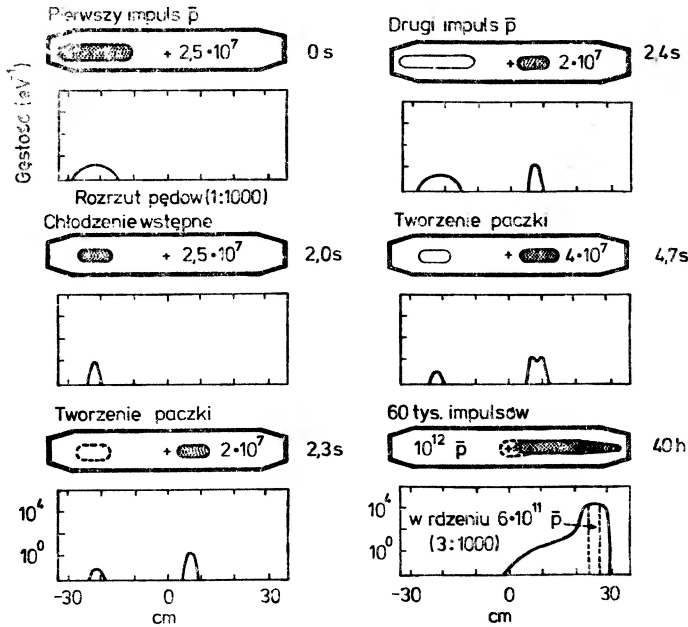
A. Aparatura

Zarówno kompleks akceleratorowy w CERN-ie, jak i detektory UA1 oraz UA2 opisano¹¹ już w *Postęпах Fizyki* [10]; ograniczę się zatem do przypomnienia ich podstawowych własności.

Działanie kompleksu akceleratorowego składa się z czterech etapów: *gromadzenia antyprotonów, wstrzyknięcia* wiązek do supersynchrotronu protonowego (SPS), *przyspieszenia* antyprotonów i protonów i wreszcie ich *obiegu* w pierścieniu SPS akumulującym protony i antyprotony.

Podczas *gromadzenia* antyprotonów, wiązkę około 10^{13} protonów przyspieszonych do 26 GeV w synchrotronie protonowym (PS) wyprowadza się z niego i rzuca na tarczę, w której następuje produkcja cząstek. Antyprotony o pędzie około 3,5 GeV/c (produkowane z maksymalną wydajnością) ogniskuje się za pomocą magnesu zwanego „rogiem magnetycznym” (magnetic horn) umieszczonego tuż za tarczą i wprowadza do akumulatora antyprotonów (AA), w liczbie około 10^7 antyprotonów na impuls PS. Ów pierścień akumulujący antyprotony jest sercem całego kompleksu: tu właśnie zachodzi *chłodzenie stochastyczne*, to znaczy zmniejszenie rozrzutu pędów antyprotonów oraz rozmiarów poprzecznych wiązki. Rura próżniowa pierścienia AA o szerokości 0,7 m (rys. 5) podzielona jest na dwie części, rozdzielone ruchomymi przesłonami ferrytowymi; do pierwszej wprowadza się wiązkę — w drugiej gromadzi się antyprotony (*stacking*). W pierwszej, zewnętrznej części, zachodzi szybkie chłodzenie wstępne, zmniejszające rozrzut pędów $\Delta p/p$ z 1,5% do około 0,2% w ciągu około 2 s. Następnie wiązkę przesuwa się przy otwartych przesłonach do drugiej, wewnętrznej części rury próżniowej, tworząc w ten sposób zaczątek paczki (*stack*). Przesłony zamyka się i wstrzykuje następny impuls antyprotonów, powtarzając całą procedurę co 2,4 s. Tworzoną paczkę chłodzi się przez cały czas, redukując rozrzut pędów oraz ruchy poprzeczne antyprotonów tak, że przesuwiają się one powoli w kierunku brzegu paczki, gdzie powstaje gęsty rdzeń (*core*). Gdy w pierścieniu AA nagromadzi się dostatecznie gęstą wiązkę (ok. $1,6 \cdot 10^{11}$ po 24 godzinach), następuje *wstrzyknięcie* antyprotonów do supersynchrotronu SPS. Wykorzystuje się w tym celu sześć kolejnych cykli synchrotronu PS. Wpierw przyspiesza się trzy impulsy protonów, z których każdy zawiera około 10^{11} cząstek, do energii 26 GeV i wstrzykuje do super-

¹¹ Por. także wykłady noblowskie C. Rubbia i S. van der Meera, *Postępy Fizyki* 37, 23, 127 (1986) (przyp. Red.).



Rys. 5. Stochastyczne chłodzenie antyprotonów w akumulatorze antyprotonowym (AA)

synchrotronu SPS. Następnie wyprowadza się z pierścienia AA trzy impulsy antyprotonów, złożone z ok. 10^{10} cząstek z rdzenia, przyspiesza do 26 GeV w synchrotronie PS (w obiegu odwrotnym do protonów) i wstrzykuje w kierunku przeciwnym niż protony do super-synchrotronu SPS. Obie wiązki przyspiesza się teraz do energii ok. 270 GeV (co daje energię w układzie środka masy $\bar{p}p$ równą $\sqrt{s} = 540$ GeV). Po przyspieszeniu, obie wiązki obiegają w kierunkach przeciwnych pierścieni SPS w postaci impulsów o długości około 20 cm i rozmiarach poprzecznych rzędu 1 mm. Impulsy przecinają się w sześciu prostych odcinkach pierścienia SPS (S $\bar{p}p$ S Collider); przy dwóch spośród nich znajdują się podziemne pomieszczenia eksperymentalne (Underground Area) mieszczące detektory UA1 i UA2. Średni czas życia wiązek w pierścieniu SPS wynosi około 18 godzin; po takim mniej więcej czasie wiązki się usuwa i wstrzykuje nowe impulsy protonów i antyprotonów (gromadzone w tym czasie w pierścieniu AA).

Głównym celem obu eksperymentów, UA1 i UA2, była *identyfikacja rozpadów leptonowych bozonów pośredniczących* (patrz niżej). Służąca temu aparatura miała szereg cech wspólnych: każda z nich zawierała *detektor centralny (wierzchołkowy)* do rejestracji torów cząstek naładowanych, *kalorymetr elektromagnetyczny* oraz znajdujący się za nim *kalorymetr hadronowy* do pomiaru energii cząstek wywołujących odpowiednio lawiny elektromagnetyczne (elektrony i fotony) oraz hadronowe (pojedyncze hadrony i „jety”).

Detektorem centralnym w UA1 był układ komór dryfowych wypełniających objętość walcową o długości 5,8 m i średnicy 2,3 m, umieszczonych w dipolowym polu magnetycznym o indukcji 0,7 T. Druty czułe (w sumie 6110) były równoległe do kierunku pola magnetycznego. *Detektor wierzchołkowy* w UA2 — to układ komór walcowych w ob-

szarze bez pola magnetycznego, pokrywający zakres kątów biegunowych $20^\circ < \theta < 160^\circ$. Składał się on z czterech wielodrutowych komór proporcjonalnych i dwóch komór dryfowych, o drutach równoległych do osi wiązek.

Kalorymetr elektromagnetyczny składał się w obu eksperymentach z kolejnych warstw ołowiu i scyntylatora w postaci „kanapki” o grubości (wyrażonej w długościach radiacyjnych) odpowiednio 26,6 dla UA1 oraz ok. 17 (w części centralnej) i ok. 30 (w częściach przednich) dla UA2. *Kalorymetr hadronowy* — z warstw żelaza i scyntylatora o grubości (wyrażonej w długościach absorbcyjnych) odpowiednio ok. 5 (7) dla UA1 w części centralnej (przedniej) oraz 4 dla UA2 w części centralnej. Rozdzielczość energetyczna σ_E/E była rzędu $0,16/\sqrt{E}$ (UA1) i $0,15/\sqrt{E}$ (UA2) dla lawin elektromagnetycznych oraz rzędu $0,8/\sqrt{E}$ (UA1) i $0,32E^{-1/4}$ (UA2) dla lawin hadronowych (energia E w GeV).

Podstawowe różnice między aparaturą UA1 oraz UA2 polegały na tym, że ta pierwsza była prawie *hermetyczna* — pokrywała niemal pełny kąt bryłowy (aż do kątów biegunowych $\theta = 0,2^\circ$ względem wiązek $\bar{p}p$); zawierała w części centralnej prostopadłe do wiązek i skierowane horyzontalnie dipolowe *pole magnetyczne* oraz posiadała pokrywające większość kąta bryłowego *detektory mionów* (w postaci wielkich komór dryfowych o rozmiarach ok. $4 \cdot 6 \text{ m}^2$). Aparatura UA2 była *otwarta* z obu końców w zakresie kątów biegunowych $\theta < 20^\circ$ oraz $\theta > 160^\circ$, nie posiadała pola magnetycznego w części centralnej (toroidalne *pole magnetyczne* o wartości 0,38 T występowało jedynie w tzw. *detektorach przednich* pokrywających zakresy kątów biegunowych $20^\circ < \theta < 37,5^\circ$ oraz $142,5^\circ < \theta < 160^\circ$); wreszcie brak w niej było detektorów mionowych (nastawiona była wyłącznie na detekcję elektronów). Miała ona natomiast możliwość *lokalizacji „wczesnych” lawin elektromagnetycznych*¹² dzięki detektorowi zwanemu *licznikiem „przedlawinowym”* i odgrywającemu zasadniczą rolę przy identyfikacji elektronów. W części centralnej licznik ten, złożony z walca wolframowego o grubości 1,5 długości radiacyjnej, poprzedzającego wielodrutową komorę proporcjonalną z odczytem katodowym i pomiarem wysokości impulsu na drutach, pokrywał zakres kątów biegunowych $40^\circ < \theta < 140^\circ$. W detektorach przednich, licznik przedlawinowy w każdym sektorze składał się z warstw ołowiu i żelaza o grubości 1,4 długości radiacyjnej i znajdujących się za nim czterech warstw liczników proporcjonalnych (w postaci rur mosiężnych o wewnętrznej średnicy 19,4 mm). Licznik ten pozwalał lokalizować wczesne lawiny elektromagnetyczne z dokładnością ok. 8 mm.

Zwróćmy na koniec uwagę na to, że kalorymetr detektora UA2 był znacznie bardziej rozdrobiony (co ułatwiało lokalizację lawin) niż w wypadku UA1; składał się on z 480 kostek niezależnych liczników o rozmiarach kątowych $\Delta\theta \cdot \Delta\phi = 10^\circ \cdot 15^\circ$ w części centralnej (240 kostek) i $\Delta\theta \cdot \Delta\phi = 3,5^\circ \cdot 15^\circ$ w częściach przednich (2·240 kostek)¹³. Część centralna kalorymetru elektromagnetycznego UA1 składała się natomiast z dwóch półwalcowych, rozwarstwionych na cztery niezależne części skorup po obu stronach wiązek; każda z tych skorup była podzielona na 24 niezależne liczniki („gondole”) obejmujące zakres kątowy $\Delta\theta \cdot \Delta\phi = 5^\circ \cdot 180^\circ$.

¹² To znaczy lawin wywołanych *przed* wejściem cząstki do kalorymetru elektromagnetycznego.

¹³ Kąt ϕ jest kątem azymutalnym w płaszczyźnie prostopadłej do wiązek $\bar{p}p$.

B. Metoda doświadczalna

Wspomnieliśmy wyżej (w części 2A), że bozony pośredniczące tworzone są na ogół z małymi pędami poprzecznymi p_T . Natomiast ich produkty rozpadu — o ile nie są emitowane zbyt blisko osi wiązek — będą miały duże p_T ze względu na dużą wartość energii wyzwalanej w rozpadzie bozonów. Większość (ok. 75%) rozpadów bozonów pośredniczących zachodzi na parę kwark-antykwar (por. część 2B); te ostatnie ujawniają się w eksperymencie jako „jety” hadronowe o dużych p_T . Nie jest to jednak jedyne źródło takich „jetów” przy anihilacji antyprotonów z protonami w $S\bar{p}pS$. Znacznie bardziej prawdopodobne (o ok. trzy rzędy wielkości) jest bowiem tworzenie par „jetów” w kontinuum pochodzących z twardego rozpraszania partonów (kwarków i gluonów). W tym tle chromodynamicznym oddziaływania silnego giną słabe rozpady kwarkowe bozonów pośredniczących¹⁴. Dlatego też zarówno w eksperymencie UA1 jak i UA2 zdecydowano się poszukiwać dużo rzadszych rozpadów leptonowych

$$\left. \begin{array}{l} W^\pm \rightarrow e^\pm + \nu_e(\bar{\nu}_e), \\ Z^0 \rightarrow e^+ + e^-, \end{array} \right\} \text{UA1 i UA2,} \quad (20)$$

a także

$$\left. \begin{array}{l} W^\pm \rightarrow \mu^\pm + \nu_\mu(\bar{\nu}_\mu) \\ Z^0 \rightarrow \mu^+ + \mu^-, \end{array} \right\} \text{tylko UA1} \quad (21)$$

w wypadku UA1. Głównym zadaniem eksperymentalnym była zatem detekcja elektronów o dużym pędzie poprzecznym p_T (a także mionów w eksperymencie UA1).

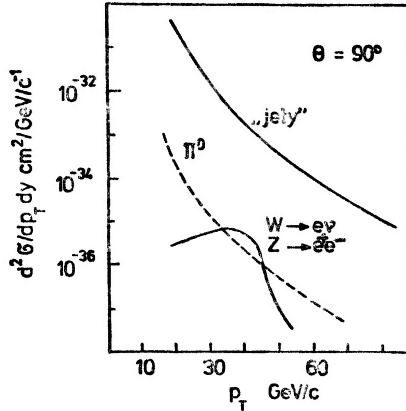
Próbka wyselekcjonowanych przypadków — kandydatów na elektrony — może jednak zawierać oprócz elektronów „prawdziwych” również elektrony „fałszywe” będące w istocie hadronami bądź „jetami” hadronowymi o dużych pędach poprzecznych p_T , pochodzącymi ze wspomnianego wyżej tła chromodynamicznego. W wypadku elektronów „prawdziwych”, ze względu na zasadę zachowania liczby leptonowej przypadek musi zawierać drugi lepton, na ogół o dużym p_T : neutrino dla $W \rightarrow e\bar{\nu}_e$ lub elektron dla $Z^0 \rightarrow e^+e^-$. Jeśli natomiast elektron jest „fałszywy”, to znaczy jest to źle zidentyfikowany hadron lub „jet” hadronowy o dużym p_T , wówczas można oczekiwać w tym samym przypadku drugiego „jetu” hadronowego o dużym p_T wyemitowanego pod kątem azymutalnym $\Delta\phi \sim 180^\circ$ względem „jetu” pierwszego¹⁵. Jest to typowa konfiguracja przypadków „dwujetowych” z dużymi pędami poprzecznymi p_T powstających w anihilacji $\bar{p}p$ w $S\bar{p}pS$. Chromodynamiczne „jety” hadronowe są więc głównym źródłem tła dla sygnału elektronowego przy dużych p_T (rys. 6). W pobliżu maksimum w rozkładzie pędu poprzecznego p_T , oczekiwanego dla elektronów z rozpadu bozonów pośredniczących (patrz niżej), częstość „jetów”

¹⁴ W zasadzie pomiar masy niezmienniczej układu „dwujetowego” winien umożliwić wydzielenie z gładkiego tła chromodynamicznego maksimum pochodzącego od rozpadu bozonów na parę kwark — antykwark. Jednakże rozdzielczość takiego pomiaru, rzędu 8 GeV/c², czyni obserwację trudną, zwłaszcza przy niewielkich statystykach przypadków.

¹⁵ „Jet” hadronowe, wynikające z twardego rozpraszania partonów (kwarków i gluonów), będą skorelowane kątowno w płaszczyźnie prostopadłej do wiązek $\bar{p}p$ ze względu na zasadę zachowania pędu w procesie binarnym: parton + parton \rightarrow parton + parton \rightarrow „jet” 1 + „jet” 2.

względem pionów neutralnych oraz względem elektronów z takich rozpadów pozostaje w stosunku $10^3 : 1 : 1$. Wynika stąd, że czynnik odrzucania „jetów” hadronowych musi być co najmniej rzędu 10^4 (co nie jest trudno osiągnąć eksperymentalnie).

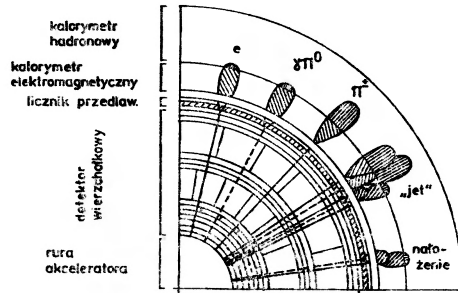
Omówimy jedynie podstawy zasad identyfikacji elektronów i odrzucania hadronów, odsyłając Czytelnika zainteresowanego szczegółowymi kryteriami do oryginalnych publikacji UA1 i UA2.



Rys. 6. Porównanie inkluzywnej wydajności produkcji „jetów” i pojedynczych pionów neutralnych z wydajnością elektronów o dużych pędach poprzecznych pochodzących z rozpadów bozonów pośredniczących w $S\bar{p}S$ (według [11])

Lokalizacja energii w kalorymtrze: odróżnienie elektronów od hadronów w kalorymtrze jest możliwe dzięki różnicy w mechanizmie ich oddziaływania z materią. Elektrony wielkich energii tracą energię przede wszystkim w elektromagnetycznych procesach promienistych, a hadrony — w silnych oddziaływaniach jądrowych. Ze względu na to, że długość radiacyjna dla elektronu (długość na promieniowanie) jest znacznie mniejsza od długości absorpcyjnej hadronu (średniej drogi na oddziaływanie jądrowe), lawiny elektromagnetyczne wywołane przez elektrony będą miały małe rozmiary podłużne i poprzeczne w porównaniu z lawinami powodowanymi przez hadrony („jety” hadronowe). Dla elektronu o dużym pędzie poprzecznym p_T wymaga się zatem, by prawie cała jego energia została złożona w kalorymtrze elektromagnetycznym, a do znajdującego się za nim kalorymtru hadronowego przenikała tylko niewielka część tej energii. Co więcej, rozkład energii złożonej w kalorymtrze elektromagnetycznym winien być zgodny z oczekiwanym dla elektronu. Rozkład ten mierzy się wykorzystując rozwarstwienie kalorymtru w kierunku podłużnym (cztery niezależne warstwy) w wypadku UA1, a rozdrobnienie kalorymtru w kierunku poprzecznym (niezależne kostki) dla UA2 (rys. 7).

Obecność toru w detektorze centralnym (wierzchołkowym): wskutek procesu tworzenia par elektronowo-pozytonowych w ich oddziaływaniu z materią, fotony wielkich energii dadzą podobne jak elektrony rozkłady energii w kalorymtrze. Fotony takie mogą w szczególności powstawać w wyniku rozpadów mezonów π^0 . Dla odróżnienia elektronu od fotonu (albo jednego lub więcej pionów neutralnych z „jetu” fragmentującego na takie piony) trzeba zatem zażądać obecności toru cząstki naładowanej w detektorze centralnym



Rys. 7. Schematyczne przedstawienie sygnatury różnych cząstek w detektorze wierzchołkowym, liczniku przedlawninowym i kalorymetrze centralnym aparatury UA2

UA1 (lub wierzchołkowym UA2), celującego w rozkład (ugrupowanie) energii złożonej w kalorymetrze (*energy cluster*). W detektorze centralnym UA1 tor musi odpowiadać cząstce o dużym pędzie poprzecznym ($p_T \geq 7 \text{ GeV}/c$), wyznaczonym z zakrzywienia w polu magnetycznym. W wypadku „prawdziwego” elektronu, pęd cząstki p i jej energia E zmierzona w kalorymetrze muszą być spójne, tzn. musi być spełniony warunek $|p^{-1} - E^{-1}| < 3\sigma$ (gdzie δ jest średnim kwadratowym odchyleniem różnicy $p^{-1} - E^{-1}$). Natomiast w wypadku aparatury UA2, cząstka naładowana o torze zarejestrowanym w detektorze wierzchołkowym musi wywołać w liczniku przedlawninowym sygnał o amplitudzie większej niż dla cząstki o minimalnej jonizacji (świadczący o powstaniu „wczesnej” lawiny elektromagnetycznej), przy czym odległość między położeniem impulsu w liczniku, a punktem przejścia toru musi być zgodna z rozdzielczością przestrzenną licznika (ok. 3 mm w części centralnej i ok. 8 mm w częściach przednich). Szczególnie niebezpiecznym tłem dla elektronów jest geometryczne nałożenie szybkiego pionu neutralnego z hadronem naładowanym (np. mezonem π^\pm o niezbyt dużej energii). Ten pierwszy wywołuje kaskadę elektromagnetyczną w kalorymetrze, ten drugi natomiast daje tor w detektorze wierzchołkowym symulujący elektron (rys. 7). Tło to można znacznie zredukować korzystając z licznika przedlawninowego zezwalającego na precyzyjną lokalizację cząstki wywołującej lawinę. Dodatkowo, w obszarze pola magnetycznego detektorów przednich UA2 żąda się zgodności między wartościami odwrotności pędu wyznaczonego w toroidalnym polu magnetycznym i energii zmierzonej w kalorymetrze w granicach 4σ . Celem odrzucenia elektronów powstających w procesie konwersji fotonów wymagane jest zadziałanie przynajmniej jednej z dwóch najbardziej wewnętrznych komór detektora wierzchołkowego UA2.

Izolacja toru: tor zarejestrowany w detektorze centralnym (wierzchołkowym) musi być izolowany, gdyż znajdujące się w pobliżu dodatkowe cząstki mogą fałszować pomiar energii elektronu. Wymaga się zatem w detektorze UA1, by cząstki naładowane w stożku o kącie nie większym niż 0,7 rad względem osi — toru szybkiej cząstki identyfikowanej jako elektron, dostarczały nie więcej jak 10% energii poprzecznej E_T ¹⁶ ugrupowania

¹⁶ Energię poprzeczną E_T definiuje się jako $E_T = E \sin \theta$, gdzie θ jest kątem biegunowym toru cząstki względem wiązki $\bar{p}p$.

elektromagnetycznego. W detektorze UA2 żąda się, by energia złożona w kostkach („celach”) kalorymetrycznych sąsiadujących z tą, w którą trafia cząstka identyfikowana jako elektron, nie przekraczała pewnej wartości minimalnej (na ogół 400 MeV).

Wspominaliśmy wyżej, że aparatura UA1 umożliwia także detekcję rozpadów mionowych bozonów pośredniczących, równ. (21). Lepton μ nie wywołuje lawiny w kalorymetrze elektromagnetycznym¹⁷; przechodzi on przez cały kalorymetr, a także przez dodatkową absorbującą warstwę żelaza umieszczoną za jarzmem elektromagnesu (w sumie ok. 10 długości absorbcyjnych) dochodząc do umieszczonych najbardziej na zewnątrz aparatury UA1 komór mionowych. Dla identyfikacji mionu wymaga się zatem obecności toru w komorach mionowych, o kierunku zgodnym z ekstrapolacją toru zarejestrowanego w detektorze centralnym. Co więcej, obserwacja toru w komorach mionowych zezwala na dodatkowy, niezależny pomiar pędu leptonu (z dokładnością $\Delta p/p \sim 20\%$) dzięki jego odchyleniu w polu magnetycznym jarzma elektromagnesu.

C. Charakterystyki doświadczalne rozpadu bozonów pośredniczących

Identyfikacja rozpadu *naładowanego bozonu pośredniczącego* W na elektron (mion) i odpowiednie neutrino — reakcje (20, 21) — opiera się przede wszystkim na *obserwacji elektronu (mionu)*: neutrino jako neutralna cząstka oddziałująca słabo nie podlega bezpośredniej detekcji. Tak więc *sygnaturą doświadczalną produkcji i rozpadu elektronowego bozonu W jest pojawienie się w detektorze elektronu o dużym pędzie poprzecznym p_T* . Jaki będzie rozkład p_T takich elektronów? W układzie spoczynkowym bozonu W , energia i pęd elektronu przy zaniedbaniu jego masy są równe połowie masy spoczynkowej bozonu $M_W/2$. Pęd poprzeczny elektronu jest zatem równy $p_T^* = (M/2)\sin\theta^*$, gdzie θ^* jest kątem rozpadu względem kierunku wiązek $\bar{p}p$ w układzie spoczynkowym bozonu (gwiazdka * oznacza wielkości mierzone w tym układzie). Przypuśćmy, jak w 2A, że pęd poprzeczny bozonu jest zanedbywalnie mały, to znaczy że bozon W porusza się jedynie wzdłuż kierunku wiązek $\bar{p}p$. Wówczas pęd poprzeczny jest niezmiennikiem transformacji Lorentza prowadzącej z układu spoczynkowego bozonu W do układu środka masy $\bar{p}p$ (w tym wypadku jest nim układ laboratoryjny): $p_T^* = p_T = (M/2)\sin\theta^*$. Załóżmy, że w układzie spoczynkowym W rozkład kątowy rozpadu bozonu W jest opisany przez funkcję $f(\theta^*)$, to znaczy $dN/d\cos\theta^* = f(\theta^*)$. Nas interesuje rozkład dN/dp_T , gdyż ten właśnie rozkład wyznaczamy eksperymentalnie. Możemy go otrzymać z powyższego przez prostą zamianę zmiennych

$$\frac{dN}{dp_T} = \left(\frac{dN}{d\cos\theta^*} \right) \left(\frac{d\cos\theta^*}{dp_T} \right) = \frac{4p_T/M_W^2}{\sqrt{1-4p_T^2/M_W^2}} f(p_T), \quad (22)$$

gdzie $d\cos\theta^*/dp_T$ jest jakobianem transformacji $\cos\theta^* \rightarrow p_T$. Dlatego też osobliwość, po-

¹⁷ Straty energii w zderzeniach radiacyjnych (na promieniowanie hamowania — Bremsstrahlung) cząstki naładowanej zależą od kwadratu liczby atomowej Z materii, przez którą cząstka przechodzi (absorbenta) oraz od odwrotności kwadratu masy m tej cząstki: $(Z/m)^2$. Ze względu na tak silną zależność od masy, są one całkowicie do zaniedbania dla wszystkich szybkich cząstek naładowanych z wyjątkiem elektronów. Przykładowo, radiacyjne straty energii mionu są ok. 40000 razy mniejsze niż elektronu o tej samej prędkości.

jawiającą się w wyrażeniu (22) przy $p_T = M_W/2$ w wyniku zamiany zmiennych, nazywa się czasem *maksimum jacobianowym* (Jacobian peak). Wskutek szerokości naturalnej bozonu W oraz jego pędu poprzecznego p_T^W wynikającego z istnienia pędów poprzecznych anihilujących kwarków oraz poprawek chromodynamicznych związanych z emisją gluonów, osobliwość ta jest rozmyta, dzięki czemu mogą się też pojawiać elektrony o pędach poprzecznych większych niż $M_W/2$. Niemniej jednak, dla średniej wartości p_T^W znacznie mniejszej niż $M_W/2$, maksimum jacobianowe jest najbardziej charakterystyczną cechą rozkładu pędu poprzecznego p_T elektronów z rozpadu bozonów W . Tak więc z doświadczalnego punktu widzenia, *identyfikacja bozonów W sprowadza się do detekcji elektronów o dużych pędach poprzecznych p_T emitowanych w możliwie największym kącie brylowym oraz wykrycia maksimum w ich rozkładzie p_T* (jest to rozkład szczególny przez to, że w odróżnieniu od innych wzrasta wraz ze wzrostem p_T aż do wartości $M_W/2$ — por. rys. 6). Dopasowanie rozkładu przewidywanego teoretycznie dla rozpadu bozonu W do takiego rozkładu p_T pozwala wyznaczyć masę M_W . Wartość M_W można też otrzymać z rozkładu masy poprzecznej M_T elektronu i neutrina, zdefiniowanej jako

$$M_T^2 = 2p_T^e p_T^\nu (1 - \cos \Delta\phi), \quad (23)$$

gdzie $\Delta\phi$ jest kątem azymutalnym między wektorami p_T^e i p_T^ν . Zauważmy przy okazji, że $p_T^e \cdot c = E_T^e$, gdyż w rozważanym zakresie energii można zawsze pominąć masę spoczynkową elektronu w porównaniu z jego energią całkowitą. Oczywiście także $p_T^\nu \cdot c = E_T^\nu$ ze względu na zerową masę spoczynkową neutrina.

Obecność neutrina w rozpadzie leptonowym (20, 21) bozonu W można wykryć *pośrednio* przez pomiar brakującego (niezrównoważonego) pędu poprzecznego p_T^{miss} , który przypisujemy emisji neutrina $p_T^\nu \equiv p_T^{\text{miss}}$. Z zasady zachowania pędu wynika, że

$$p_T^\nu = p_T^W - p_T^e, \quad (24)$$

gdzie p_T^W jest pędem poprzecznym bozonu W , a p_T^e — elektronu. Wektor p_T^W można wyznaczyć z pomiaru energii (pędów) wszystkich pozostałych cząstek („jetów”) obserwowanych dla danego przypadku¹⁸

$$p_T^W = -\Sigma p_T, \quad (25)$$

gdzie sumowanie rozciągnięte jest na wszystkie cząstki („jety”). Dla małych wartości pędu poprzecznego p_T^W , mamy w przybliżeniu

$$p_T^\nu \approx -p_T^e. \quad (26)$$

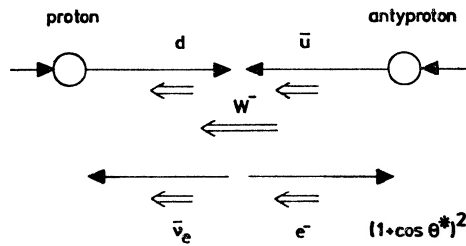
Podobnie jak dla elektronów, rozkład pędu poprzecznego p_T^ν dla neutrin winien wykazywać maksimum jacobianowe.

Zauważmy, że równania (24) nie można rozciągnąć na składowe podłużne pędów, ponieważ energia unoszona przez cząstki („jety”) produkowane pod bardzo małymi kątami θ względem wiązek $\bar{p}p$, nie podlegające rejestracji w aparaturze wskutek ucieczki wzdłuż rury próżniowej SPS, jest na ogół zbyt duża, by można ją było zaniedbać. W szczególności

¹⁸ Czytelnika zainteresowanego sposobami wyznaczania tej wielkości odsyłamy do oryginalnych publikacji UA1 i UA2.

wynika stąd, że nie można wyznaczyć składowej podłużnej p_L pędu neutrina — konsekwencje tego faktu omówimy niżej. Z tego punktu widzenia aparatura UA1, ze względu na swą hermetyczność (kalorymetryczny pomiar energii aż do kątów biegunowych sięgających wartości $0,2^\circ$ względem wiązek $\bar{p}p$) jest znacznie bardziej stosowna do pomiaru brakującego pędu (energii) p_T^{miss} ¹⁹ niż w wypadku detektora UA2, otwartego z obu końców w zakresie kątów biegunowych $\theta < 20^\circ$ oraz $\theta > 160^\circ$, a także nie mającego kalorymetru hadronowego w częściach przednich. Rozdzielczość energetyczna pomiaru p_T^{miss} w eksperymencie UA1 ma charakter gaussowski w odróżnieniu od UA2, gdzie występuje niegaussowski „ogon” spowodowany przez przypadki, w których „jet” o dużym pędzie poprzecznym unika detekcji uciekając w obszar nie pokryty przez kalorymetr.

Elektrony z próbki o rozkładzie p_T z maksimum jakobianowym winny też wykazywać inną cechę, charakterystyczną dla słabych procesów produkcji i rozpadu bozonu W , a mianowicie *asymetrię ładunkową*. Istotnie, według teorii oddziaływania słabego typu $V-A$ w modelu standardowym, *tylko fermiony (antyfermiony) lewoskrętne (prawoskrętne) sprzęgają się z bozonem W* . W rezultacie podstawowych procesów (1), tworzone w nich bozony W ²⁰ są zatem całkowicie spolaryzowane w kierunku wiązki antyprotonów²¹ (patrz rys. 8). Powoduje to, że w ich rozpadzie leptonowym (13), elektrony e^- emi-



Rys. 8. Produkcja i rozpad bozonu W^- w wyniku sprzężenia typu $V-A$ bozonu W^- z parą kwarków d, \bar{u} i parą leptonów $e^-, \bar{\nu}_e$. Strzałki pojedyncze (podwójne) oznaczają pędy (spiny)

towane są w kierunku wskazanym przez zwrot wektora pędu protonu, natomiast pozytony e^+ w kierunku przeciwnym, wskazanym przez zwrot wektora pędu antyprotonu. Dla zachowania momentu pędu w rozpadzie spolaryzowanego bozonu W , pęd elektronu — fermionu lewoskrętnego — musi być bowiem skierowany tak jak pęd protonu, zaś pęd antyneutrino — antyfermionu prawoskrętnego — tak jak pęd antyprotonu. Jeśli przez θ^* oznaczymy kąt emisji naładowanego leptonu względem kierunku padającego protonu w układzie spoczynkowym bozonu, to rozkład kątowy ma postać

$$\frac{dN}{d\cos\theta^*} = \frac{1}{2} (1 - \varepsilon \cos\theta^*)^2, \quad (27)$$

¹⁹ W wypadku aparatury w pełni hermetycznej i nie mającej obszarów martwych, $p_T^{\text{miss}} = 0$ w granicach błędów doświadczalnych.

²⁰ Przypuszczamy, iż są one cząstkami *wektorowymi*, tzn. o spinie $J = 1$.

²¹ Pomijamy tu małe przyczynki pochodzące od kwarków z „morza” zakładając, iż procesem dominującym jest anihilacja kwarka walencyjnego z protonu z antykwarkiem walencyjnym z antyprotonu.

jawiającą się w wyrażeniu (22) przy $p_T = M_W/2$ w wyniku zamiany zmiennych, nazywa się czasem *maksimum jacobianowym* (Jacobian peak). Wskutek szerokości naturalnej bozonu W oraz jego pędu poprzecznego p_T^W wynikającego z istnienia pędów poprzecznych anihilujących kwarków oraz poprawek chromodynamicznych związanych z emisją gluonów, osobliwość ta jest rozmyta, dzięki czemu mogą się też pojawiać elektrony o pędach poprzecznych większych niż $M_W/2$. Niemniej jednak, dla średniej wartości p_T^W znacznie mniejszej niż $M_W/2$, maksimum jacobianowe jest najbardziej charakterystyczną cechą rozkładu pędu poprzecznego p_T elektronów z rozpadu bozonów W . Tak więc z doświadczalnego punktu widzenia, *identyfikacja bozonów W sprowadza się do detekcji elektronów o dużych pędach poprzecznych p_T emitowanych w możliwie największym kącie brylowym oraz wykrycia maksimum w ich rozkładzie p_T* (jest to rozkład szczególny przez to, że w odróżnieniu od innych wzrasta wraz ze wzrostem p_T aż do wartości $M_W/2$ — por. rys. 6). Dopasowanie rozkładu przewidywanego teoretycznie dla rozpadu bozonu W do takiego rozkładu p_T pozwala wyznaczyć masę M_W . Wartość M_W można też otrzymać z rozkładu masy poprzecznej M_T elektronu i neutrina, zdefiniowanej jako

$$M_T^2 = 2p_T^e p_T^\nu (1 - \cos \Delta\phi), \quad (23)$$

gdzie $\Delta\phi$ jest kątem azymutalnym między wektorami p_T^e i p_T^ν . Zauważmy przy okazji, że $p_T^e \cdot c = E_T^e$, gdyż w rozważanym zakresie energii można zawsze pominąć masę spoczynkową elektronu w porównaniu z jego energią całkowitą. Oczywiście także $p_T^\nu \cdot c = E_T^\nu$ ze względu na zerową masę spoczynkową neutrina.

Obecność neutrino w rozpadzie leptonowym (20, 21) bozonu W można wykryć *pośrednio* przez pomiar brakującego (niezrównoważonego) pędu poprzecznego p_T^{miss} , który przypisujemy emisji neutrino $p_T^\nu \equiv p_T^{\text{miss}}$. Z zasady zachowania pędu wynika, że

$$p_T^\nu = p_T^W - p_T^e, \quad (24)$$

gdzie p_T^W jest pędem poprzecznym bozonu W , a p_T^e — elektronu. Wektor p_T^W można wyznaczyć z pomiaru energii (pędów) wszystkich pozostałych cząstek („jetów”) obserwowanych dla danego przypadku¹⁸

$$p_T^W = -\Sigma p_T, \quad (25)$$

gdzie sumowanie rozciągnięte jest na wszystkie cząstki („jety”). Dla małych wartości pędu poprzecznego p_T^W , mamy w przybliżeniu

$$p_T^\nu \approx -p_T^e. \quad (26)$$

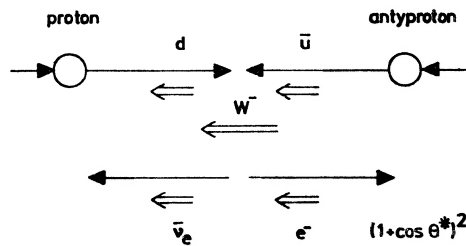
Podobnie jak dla elektronów, rozkład pędu poprzecznego p_T^ν dla neutrino winien wykazywać maksimum jacobianowe.

Zauważmy, że równania (24) nie można rozciągnąć na składowe podłużne pędów, ponieważ energia unoszona przez cząstki („jety”) produkowane pod bardzo małymi kątami θ względem wiązek $\bar{p}p$, nie podlegające rejestracji w aparaturze wskutek ucieczki wzdłuż rury próżniowej SPS, jest na ogół zbyt duża, by można ją było zaniedbać. W szczególności

¹⁸ Czytelnika zainteresowanego sposobami wyznaczania tej wielkości odsyłamy do oryginalnych publikacji UA1 i UA2.

wynika stąd, że nie można wyznaczyć składowej podłużnej p_L pędu neutrina — konsekwencje tego faktu omówimy niżej. Z tego punktu widzenia aparatura UA1, ze względu na swą hermetyczność (kalorymetryczny pomiar energii aż do kątów biegunowych sięgających wartości $0,2^\circ$ względem wiązek $\bar{p}p$) jest znacznie bardziej stosowna do pomiaru brakującego pędu (energii) p_T^{miss} ¹⁹ niż w wypadku detektora UA2, otwartego z obu końców w zakresie kątów biegunowych $\theta < 20^\circ$ oraz $\theta > 160^\circ$, a także nie mającego kalorymetru hadronowego w częściach przednich. Rozdzielczość energetyczna pomiaru p_T^{miss} w eksperymencie UA1 ma charakter gaussowski w odróżnieniu od UA2, gdzie występuje niegaussowski „ogon” spowodowany przez przypadki, w których „jet” o dużym pędzie poprzecznym unika detekcji uciekając w obszar nie pokryty przez kalorymetr.

Elektrony z próbki o rozkładzie p_T z maksimum jacobianowym winny też wykazywać inną cechę, charakterystyczną dla słabych procesów produkcji i rozpadu bozonu W , a mianowicie *asymetrię ładunkową*. Istotnie, według teorii oddziaływania słabego typu $V-A$ w modelu standardowym, *jedynie fermiony (antyfermiony) lewoskrętne (prawoskrętne) sprzęgają się z bozonem W* . W rezultacie podstawowych procesów (1), tworzone w nich bozony W ²⁰ są zatem całkowicie spolaryzowane w kierunku wiązki antyprotonów²¹ (patrz rys. 8). Powoduje to, że w ich rozpadzie leptonowym (13), elektrony e^- emi-



Rys. 8. Produkcja i rozpad bozonu W^- w wyniku sprzężenia typu $V-A$ bozonu W^- z parą kwarków d, \bar{u} i parą leptonów $e^-, \bar{\nu}_e$. Strzałki pojedyncze (podwójne) oznaczają pędy (spiny)

towane są w kierunku wskazanym przez zwrot wektora pędu protonu, natomiast pozytony e^+ w kierunku przeciwnym, wskazanym przez zwrot wektora pędu antyprotonu. Dla zachowania momentu pędu w rozpadzie spolaryzowanego bozonu W , pęd elektronu — fermionu lewoskrętnego — musi być bowiem skierowany tak jak pęd protonu, zaś pęd antyneutrina — antyfermionu prawoskrętnego — tak jak pęd antyprotonu. Jeśli przez θ^* oznaczymy kąt emisji naładowanego leptonu względem kierunku padającego protonu w układzie spoczynkowym bozonu, to rozkład kątowy ma postać

$$\frac{dN}{d\cos\theta^*} = \frac{1}{2} (1 - \epsilon \cos\theta^*)^2, \quad (27)$$

¹⁹ W wypadku aparatury w pełni hermetycznej i nie mającej obszarów martwych, $p_T^{\text{miss}} = 0$ w granicach błędów doświadczalnych.

²⁰ Przypuszczamy, iż są one cząstkami wektorowymi, tzn. o spinie $J = 1$.

²¹ Pomijamy tu małe przyczynki pochodzące od kwarków z „morza” zakładając, iż procesem dominującym jest anihilacja kwarka walencyjnego z protonu z antykwarkiem walencyjnym z antyprotonu.

gdzie $\varepsilon = -1$ dla elektronów, a $+1$ dla pozytonów. Wykrycie *asymetrii ładunkowej* jest zatem ważnym sprawdzianem, że elektrony należące do wyselekcjonowanej próbki pochodzą z *procesu oddziaływania słabego*.

Identyfikacja rozpadu leptonowego ((20), (21)) *neutralnego bozonu pośredniczącego* Z^0 opiera się na zupełnie innej metodzie, bowiem w tym wypadku oba leptony naładowane — elektrony bądź miony — podlegają detekcji. Masę bozonu Z^0 można więc wyznaczyć *bezpośrednio*, mierząc energie E_1 , E_2 (pędy p_1 , p_2) obu leptonów naładowanych oraz kąt rozwarcia α między kierunkami ich emisji

$$M_Z^2 = 4E_1 E_2 \sin^2 \frac{\alpha}{2}. \quad (28)$$

Dla wyznaczenia *szerokości naturalnej* na rozpad Γ_Z , stanowiącej ważny parametr pozwalający oszacować liczbę pokoleń fermionów (por. 2B), wymagana jest dobra zdolność rozdzielcza w masie ΔM (mniejsza niż szerokość Γ_Z). Można ją oszacować na podstawie znajomości błędów pomiarowych ΔE_1 , ΔE_2 oraz $\Delta \alpha$:

$$\frac{\Delta M}{M} = \frac{1}{2} \sqrt{\left(\frac{\Delta E_1}{E_1}\right)^2 + \left(\frac{\Delta E_2}{E_2}\right)^2 + \left(\frac{\Delta \alpha}{\text{tg} \frac{\alpha}{2}}\right)^2}. \quad (29)$$

Kąt rozwarcia α wyznacza się w detektorach rejestrujących tory z błędem ok. 0,01 rad bądź mniejszym. Ze względu na to, że przy energii \sqrt{s} osiąganey w SppS kąt α jest na ogół większy niż 90° (bliski 180°), wpływ tego błędu na $\Delta M/M$ jest zaniedbywalnie mały. Natomiast jak wskazywaliśmy w 3B, energie elektronów (tzn. wywołanych przez nie lawin elektromagnetycznych) mierzy się w kalorymetrze z rozdzielczością energetyczną $\Delta E/E \approx 0,15/\sqrt{E}$. Dla rozpadu symetrycznego $E_1 \approx E_2$ mamy zatem

$$\frac{\Delta M}{M} \approx \frac{0,15}{\sqrt{M}}, \quad (30)$$

gdzie M jest wyrażone w GeV/c^2 . Kładąc $M \approx 90 \text{ GeV}/c^2$, oszacowana zdolność rozdzielcza w masie wynosi $\Delta M \approx 1,4 \text{ GeV}/c^2$ (co rokuje nadzieję na wyznaczenie Γ_Z).

W istocie zdolność ta jest jednak znacznie gorsza, niżby to wynikało ze wzoru (30) ze względu na trudności z kontrolą kalibracji kalorymetru w ciągu długiego czasu zbierania danych podczas naświetleń aparatury. Kalibrację sprawdza się za pomocą różnych metod, w tym źródeł radioaktywnych i lamp błyskowych. Co jakiś czas kalibruje się ponownie poszczególne kostki kalorymetru za pomocą wiązek elektronów znanej energii²². Niepewność kalibracji zwiększa $\Delta M/M$ o systematyczny przyczynek wynoszący od ok. 1,5% do 3%.

Dla mionów, we wzorach (28) i (29) energie E_1 , E_2 należy zastąpić przez pędy p_1 , p_2 wyznaczone z odchylenia torów w polu magnetycznym. W detektorze UA1 rozdzielczość takiego pomiaru jest rzędu $\Delta p/p \approx 5 \cdot 10^{-3} p$ (gdzie p jest wyrażone w GeV/c). Szacując

²² W wypadku aparatury UA2 stwierdzono „płynięcie” wskazań kalorymetru elektromagnetycznego średnio o ok. -6% rocznie. Podczas naświetleń występuje dodatkowe pogorszenie wskazań z powodu uszkodzeń radiacyjnych scyntylatora i układów zbierających światło. W wyniku typowego naświetlenia trwającego 3 miesiące, płynięcie wskazań wynosi ok. -3% .

rozdzielczość masową jak wyżej, dostajemy

$$\frac{\Delta M}{M} \approx 1,8 \cdot 10^{-3} M, \quad (31)$$

co odpowiada wartości $\Delta M \approx 14 \text{ GeV}/c^2$ przy $M \approx 90 \text{ GeV}/c^2$. Widać, że rozdzielczość masowa jest znacznie gorsza dla rozpadu mionowego niż dla elektronowego.

4. Nowe wyniki dla naładowanego bozonu pośredniczącego

A. Naświetlenia

Odbyły się dotychczas trzy większe naświetlenia aparatury UA1 i UA2; czwarte rozpoczęło się we wrześniu 1985 r. Pierwsze, z października-listopada 1982 r., przyniosło odkrycie naładowanego bozonu pośredniczącego W . Drugie, z kwietnia-czerwca 1983 r. (uczestniczyłem w tej fazie eksperymentu jako członek Współpracy UA2) doprowadziło do odkrycia neutralnego bozonu pośredniczącego Z^0 . Wreszcie trzecie, z października-grudnia 1984 r., przyczyniło się do znacznego powiększenia statystyki przypadków, zezwalając na bardziej szczegółową analizę własności bozonów W i Z^0 .

W latach 1982 i 1983 akcelerator SppS działał przy energii $\sqrt{s} = 546 \text{ GeV}$; w doświadczeniach UA1 i UA2 z tego okresu zgromadzono próbkę przypadków odpowiadającą scałkowanej świetlności ²³ $L = 136 \text{ nb}^{-1}$ (UA1) i $L = 142 \text{ nb}^{-1}$ (UA2). W roku 1984, przy energii zwiększonej do $\sqrt{s} = 630 \text{ GeV}$ (tzn. dla większych przekrojów czynnych na inkluzywną produkcję bozonów pośredniczących — por. rys. 4), świetlność scałkowana wynosiła $L = 263 \text{ nb}^{-1}$ (UA1) oraz $L = 310 \text{ nb}^{-1}$ (UA2). Tam, gdzie jest to możliwe, pokażemy wyniki dotyczące zsumowanych próbek przypadków, odpowiadających scałkowanej świetlności $L = 399 \text{ nb}^{-1}$ (UA1) i $L = 452 \text{ nb}^{-1}$ (UA2).

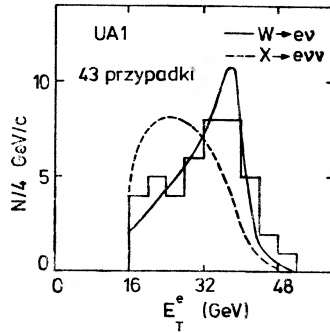
B. Analiza

Ze względu na to, że odkrycie bozonu W zostało już opisane w *Postęпах Fizyki* [10] (patrz także przyp. 11), przytoczę niżej tylko niektóre wyniki najnowszej analizy jego produkcji i rozpadu dla zapoznania Czytelników z obecnym stanem wiedzy w tej dziedzinie.

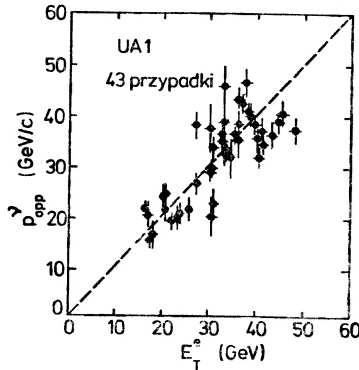
Aparaturę UA1 i UA2 wyzwały sygnały świadczące o pojawieniu się w kalorymetrach elektromagnetycznych ugrupowań o energii poprzecznej $E_T > 10 \text{ GeV}$ (W trigger). W wyniku pełnej rekonstrukcji (*off line*), w eksperymencie UA1 znaleziono w latach 1982-1984 ok $5 \cdot 10^5$ przypadków zawierających przynajmniej jedno ugrupowanie energii elektromagnetycznej o $E_T > 15 \text{ GeV}$ [12]. Dla UA2 liczba sygnałów (*triggers*) w tych latach wynosiła około $1,8 \cdot 10^6$ [13]. Zastosowanie kryteriów identyfikacji elektronów (patrz 3B) oraz

²³ Przypomnijmy, że świetlność \mathcal{L} wiąże się z liczbą przypadków powstających w jednostce czasu dN/dt oraz przekrojem czynnym na ich produkcję σ za pomocą wzoru $dN/dt = \mathcal{L}\sigma$. Świetlność scałkowana względem całkowitego czasu T naświetlenia aparatury, $L = \int_0^T \mathcal{L} dt$, daje nam całkowitą liczbę przypadków tworzonych z przekrojem czynnym σ podczas tego naświetlenia, $N = L\sigma$. Wymiar $L = 1/[\sigma] = \text{m}^{-2}$; jeśli przekrój czynny σ mierzymy w nb, to świetlność scałkowana L wyraża się w nb^{-1} .

żądania, by w przypadku brakująca energia poprzeczna E_T^{miss} przekraczała 15 GeV, spowodowało w wypadku UA1 redukcję wyżej podanej liczby do 172 przypadków, stanowiących prawie czystą próbkę rozpadów bozonów W na elektrony²⁴. Rys. 9 przedstawia rozkład pędu poprzecznego p_T^e elektronu z widocznym maksimum jakobianowym (22), rys. 10 — składową pędu poprzecznego neutrina wzdłuż kierunku emisji elektronu $p_{\text{opp}}^{\nu} = -p_T^{\nu} p_T^e/p_T^e$ w funkcji p_T^e , zaś rys. 11 — rozkład pędu poprzecznego neutrina p_T^{ν}



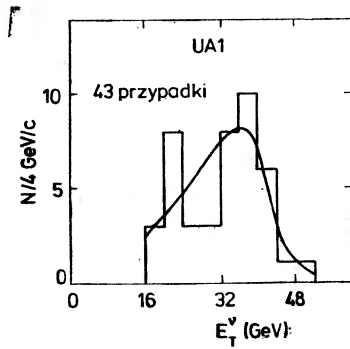
Rys. 9. Rozkład pędu poprzecznego elektronów z rozpadu $W \rightarrow e \bar{\nu}_e$ (według [14])



Rys. 10. Rozkład składowej pędu poprzecznego neutrina wzdłuż kierunku emisji elektronu z rozpadu $W \rightarrow e \bar{\nu}_e$ (według [14])

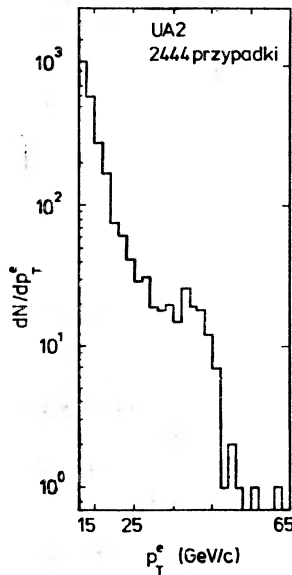
dla próbki 43 przypadków wyizolowanych w eksperymencie UA1 przy energii $\sqrt{s} = 546$ GeV. Zgodnie z przewidywaniem (26), pęd poprzeczny neutrina jest w przybliżeniu równy i skierowany przeciwnie do pędu elektronu. W wypadku UA2 zaobserwowano 2436 przypadków zawierających co najmniej jedno ugrupowanie energii elektromagnetycznej o $E_T > 11$ GeV spełniające kryteria identyfikacyjne dla elektronów [13].

²⁴ W zasadzie próbka obejmowała 173 przypadki, jednakże jeden z nich odrzucono ze względu na zbyt małą masę poprzeczną $M_T(e\nu_e) < 20$ GeV/c². Z pozostałych 172 przypadków, 59 zarejestrowano przy energii $\sqrt{s} = 546$ GeV, a 113 — przy $\sqrt{s} = 630$ GeV. Możliwe tło pochodzące od „jetów” zidentyfikowanych fałszywie jako elektrony oceniono jako $3,4 \pm 1,8$ przypadki przy $\sqrt{s} = 546$ GeV oraz $1,9 \pm 0,6$ przy $\sqrt{s} = 630$ GeV.



Rys. 11. Rozkład pędu poprzecznego neutrina z rozpadu $W \rightarrow e \bar{\nu}_e$ (według [14])

Rozkład pędu poprzecznego p_T^e dla 2444 kandydatów na elektrony w tej próbce (rys. 12) wykazuje nagromadzenie przypadków w pobliżu $p_T^e \approx 40$ GeV/c sugerujące maksimum jakobianowe (22). By wybrać z niej przypadki odpowiadające rozpadom bozonów W na elektrony, skorzystano z przewidywanej korelacji w kącie azymutalnym $\Delta\phi \sim 180^\circ$ między



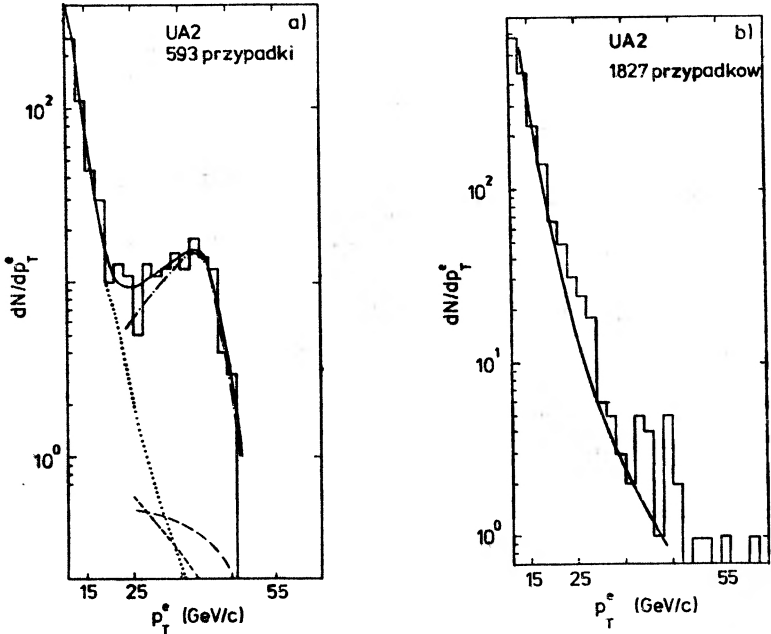
Rys. 12. Rozkład pędu poprzecznego dla kandydatów na elektrony o $p_T^e > 11$ GeV/c (według [13])

elektronem „prawdziwym”, a neutrinem o dużym p_T^{miss} (26). Jeśli elektron jest „fałszywy”, będąc w istocie źle zidentyfikowanym hadronem („jetem” hadronowym) o dużym p_T , wówczas pod kątem azymutalnym $\Delta\phi \sim 180^\circ$ należy oczekiwać pojawienia się drugiego „jetu” hadronowego o zbliżonej wartości p_T . Miarą ułamka pędu poprzecznego elektronu p_T^e równoważonego przez takie „jety” jest wielkość [15]

$$e_{\text{opp}} = -p_T^e \cdot \sum p_T / |p_T^e|^2, \quad (32)$$

gdzie suma rozciągnięta jest na wszystkie ugrupowania energii o $E_T > 3$ GeV w przedziale

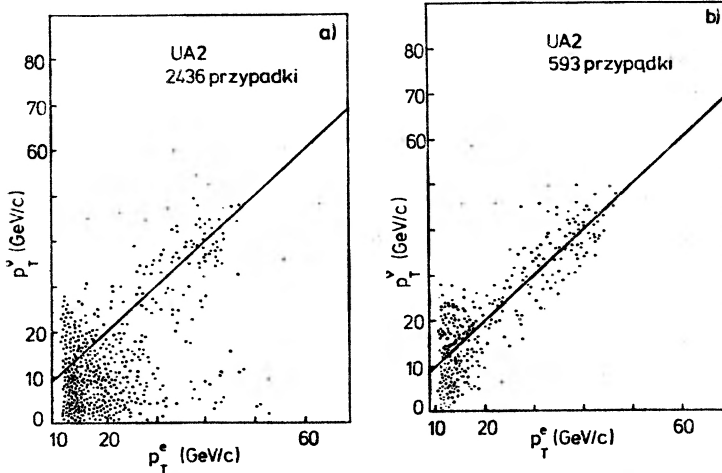
kąta azymutalnego $120^\circ \leq \phi \leq 240^\circ$ względem p_T^e . Należy oczekiwać, że w wypadku elektronów „prawdziwych” pochodzących z rozpadów (20) bozonów W , pojawia się duży niezrównoważony pęd poprzeczny p_T^{miss} , czyli $\varrho_{\text{opp}} \approx 0$. Natomiast dla elektronów „fałszywych”, tzn. hadronów bądź „jetów” hadronowych, $\varrho_{\text{opp}} > 0$. Po usunięciu z próbki 16 przypadków odpowiadających rozpadom (20) bozonów Z^0 (patrz niżej), podzielono ją na dwie kategorie: $\varrho_{\text{opp}} > 0,2$ (1827 przypadków — rys. 13a) i $\varrho_{\text{opp}} < 0,2$ (593 przypadki — rys. 13b). Druga z nich (rys. 13b) wykazuje wyraźne maksimum jakobianowe w pobliżu $p_T^e \approx 40$ GeV/c. Próbka ta jest jednak nadal zanieczyszczona przez przypadki dwu- (i więcej)



Rys. 13a. Rozkład pędu poprzecznego dla kandydatów na elektrony o $p_T^e > 11$ GeV/c oraz $\varrho_{\text{opp}} > 0,2$ (według [13])

Rys. 13b. Rozkład pędu poprzecznego dla kandydatów na elektrony o $p_T^e > 11$ GeV/c oraz $\varrho_{\text{opp}} < 0,2$ (według [13])

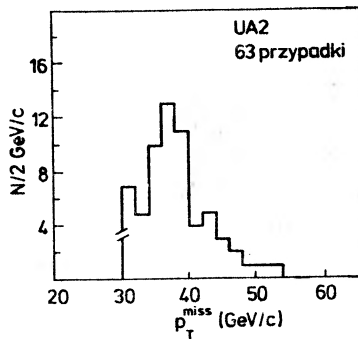
„jetowe”, z których jeden został fałszywie zidentyfikowany jako elektron, a pozostałe — w całości lub częściowo — uniknęły detekcji wskutek ucieczki z detektora UA2 (brak hermetyczności!). Okazuje się, że przypadki tła (to znaczy przypadki zawierające co najmniej jedno ugrupowanie energii o $E_T > 11$ GeV i charakterystyce podobnej jak dla elektronów lecz bez celującego toru, spowodowane głównie przez pojedyncze mezony π^0) mają rozkład p_T podobny jak kandydaci na elektrony z próbki o $\varrho_{\text{opp}} > 0,2$ (krzywa ciągła na rys. 13a). Na tej podstawie można oszacować przyczynę od tła dla kandydatów na elektrony o $\varrho_{\text{opp}} < 0,2$ (krzywa kropkowana na rys. 13b). Na rysunku tym zaznaczono też przyczynki od rozpadów $W \rightarrow \tau \bar{\nu}_\tau$ (krzywa kreskowana), $Z^0 \rightarrow e^+ e^-$, gdzie jeden z elektronów uniknął detekcji (krzywa kreskowana z dwiema kropkami) oraz $W \rightarrow e \bar{\nu}_\tau$ (krzywa



Rys. 14a. Zależność p_T^e od p_T^{ν} dla kandydatów na elektrony o $p_T^e > 11 \text{ GeV}/c$ — wszystkie przypadki (według [13])

Rys. 14b. Zależność p_T^e od p_T^{ν} dla kandydatów na elektrony o $p_T^e > 11 \text{ GeV}/c$ i $\varrho_{\text{opp}} < 0,2$ (według [13])

kreskowana z jedną kropką). Jak widać, dla p_T^e od progu aż do około $20 \text{ GeV}/c$ mamy do czynienia głównie z tłem, natomiast dla $p_T^e > 25 \text{ GeV}/c$ przewidywane tło wynosi $5,8 \pm 1,7$ przypadków, podczas gdy histogram doświadczalny zawiera ich 119. Przypadki te (119) stanowią więc niemal czystą próbkę rozpadów (20) bozonów W . Dla każdego z nich obliczono p_T^{miss} według wzorów (26). Rys. 14a przedstawia na płaszczyźnie p_T^e , p_T^{ν} rozkład kandydatów na elektrony o $p_T^e > 11 \text{ GeV}/c$. Widać wyraźnie przewidywaną ko-



Rys. 15. Rozkład pędu brakującego p_T^{miss} dla przypadków o $p_T^e > 30 \text{ GeV}/c$ i $p_T^{\text{miss}} > 30 \text{ GeV}/c$ (według [13])

relację $p_T \approx p_T^e$ odpowiadającą rozpadom elektronowym (20) bozonów W . Rys. 14b przedstawia ten sam rozkład po zastosowaniu cięcia $\varrho_{\text{opp}} < 0,2$ usuwającego przyczynki od innych procesów. Wreszcie na rys. 15 widać rozkład p_T^{miss} dla przypadków o $p_T^e > 30 \text{ GeV}/c$ i $p_T^{\text{miss}} > 30 \text{ GeV}/c$ (krzywa ciągła oznacza spodziewane tło); rozkład wykazuje wyraźne maksimum jakobianowe.

C. Produkcja

Przekrój czynny σ_W^e dla inkluzywnego procesu $\bar{p}+p \rightarrow W+X$, po którym następuje rozpad $W \rightarrow e+\bar{\nu}_e$, można ocenić posługując się wzorem

$$N_W^e = L\sigma_W^e\epsilon\eta, \quad (33)$$

gdzie N_W^e jest zaobserwowaną liczbą rozpadów $W \rightarrow e\bar{\nu}_e$ (po odjęciu od próbki eksperymentalnej przypadków tła oraz przypadków zawierających elektrony pochodzące z innych procesów rozpadu — patrz wyżej), L jest scałkowaną świetnością wyznaczaną z dokładnością ok. 10%, ϵ — akceptacją detektora (uwzględniającą wpływ progu dla p_T^e), a η — całkowitą wydajnością kryteriów identyfikacji elektronów. Dla detektora UA1 wydajność układu wyzwalającego i wymagań selekcji: $\epsilon\eta \approx 0,65$; dla UA2: $\epsilon\eta \approx 0,48$ (w tym $\epsilon \approx 0,66$

Tabela 1. Inkluzywny przekrój czynny σ_W^e dla procesu $\bar{p}p \rightarrow W+X$, po którym następuje rozpad $W \rightarrow e\nu_e$

Energia GeV	Teoria (ref. [16]) (nb)	UA1 (nb)	UA2 (nb)
546	$0,36^{+0,11}_{-0,05}$	$0,55 \pm 0,08 \pm 0,09$	$0,50 \pm 0,09 \pm 0,05$
630	$0,45^{+0,14}_{-0,08}$	$0,63 \pm 0,05 \pm 0,09$	$0,53 \pm 0,06 \pm 0,05$
$\sigma(630)/\sigma(546)$	1,28	$1,15 \pm 0,17$	$1,06 \pm 0,23$

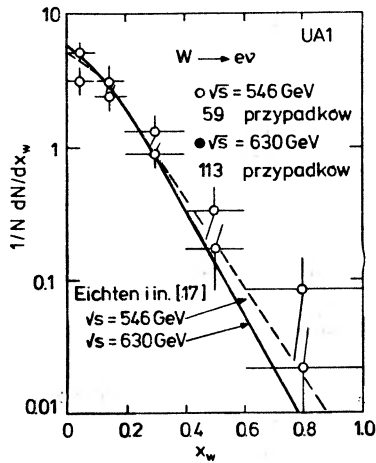
Uwaga: w kolumnach UA1 i UA2 podany jest jako pierwszy błąd statystyczny, jako drugi — błąd systematyczny.

oraz $\eta \approx 0,76$ — wielkość tę należy dodatkowo pomnożyć przez ok. 0,94, by uwzględnić wydajność cięcia ϱ_{opp}). Otrzymane ze wzoru (33) wartości przekrojów czynnych podajemy w tabl. 1; jak widać, wyniki uzyskane w eksperymentach UA1 i UA2 są ze sobą spójne — są one też zgodne z przewidywaniami teorii [16].

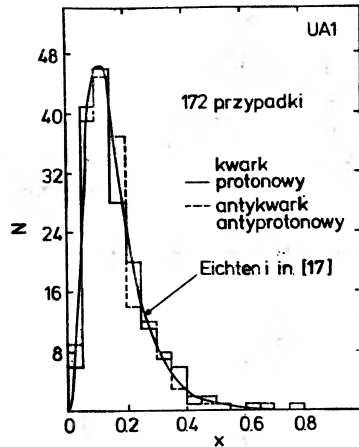
Wiemy (patrz 2A), że rozkład pędu podłużnego p_L^W bozonu W odzwierciedla funkcje struktury anihilujących kwarków. Pędu tego nie wyznaczamy jednak bezpośrednio, albowiem nie możemy zmierzyć składowej podłużnej pędu neutrino, p_L^ν . Stosujemy zatem podejście następujące: przy założeniu, że układ elektronu i neutrino ma masę niezmienniczą równą masie bozonu W , M_W , obliczamy p_L^ν . Otrzymujemy dwa rozwiązania: jedno odpowiada emisji neutrino do przodu w układzie spoczynkowym W , drugie — emisji do tyłu. Z uzyskanych w ten sposób dwóch wartości $x_W = 2p_L^W/\sqrt{s}$ wybieramy wartość mniejszą. Otrzymany rozkład, rys. 16, jest zgodny z przewidywaniami teoretycznymi [17]. Posługując się dalej związkami (por. 2A)

$$\left. \begin{aligned} x_p x_a &= M_W^2/s \quad (\text{zasada zachowania energii}) \\ x_p - x_a &= x_W \quad (\text{zasada zachowania pędu}) \end{aligned} \right\} \quad (34)$$

możemy wyznaczyć rozkłady dn/dx_p (dn/dx_a) w protonie (antypotonie) partonów uczestniczących w produkcji bozonu W . Eksperymentalnie otrzymane rozkłady (rys. 17) są ze sobą



Rys. 16. Rozkład zmiennej Feynmana x_W dla bozonu W (według [12])

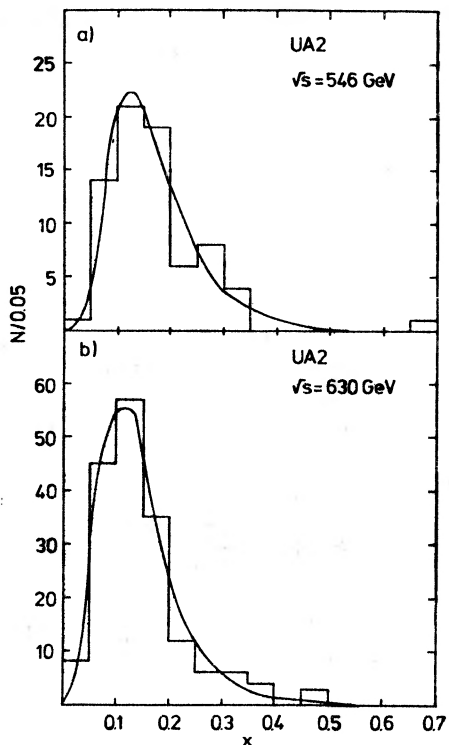


Rys. 17. Rozkład zmiennej Feynmana x dla partonów z protonu i antyprotonu, w anihilacji których powstaje bozon W (według [12])

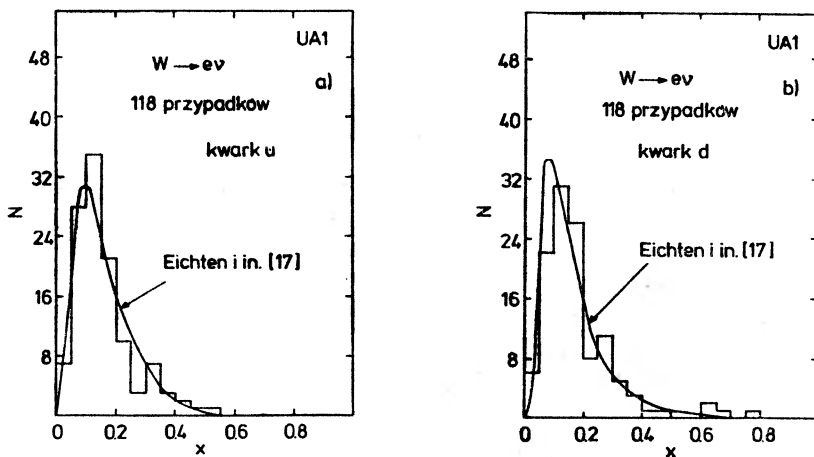
spójne; rys. 18 przedstawia je w postaci sumy $dn/dx = dn/dx_p + dn/dx_a$. Wreszcie, w wypadku UA1, znajomość znaku ładunku elektronu — a więc znaku ładunku bozonu W — zezwala na zidentyfikowanie partonu w protonie (antyprotonie) jako kwarka $u(\bar{d})$ dla W^+ lub $d(\bar{u})$ dla W^- ²⁵. Uzyskane rozkłady kwarków u (rys. 19a) i d (rys. 19b) dla 118 przypadków, w których znak ładunku elektronu wyznaczono z dokładnością lepszą niż dwa odchylenia standardowe, wykazują zgodność z przewidywaniami teoretycznymi.

Pęd poprzeczny p_T^W bozonu W otrzymuje się dodając wektorowo pędy poprzeczne elektronu i neutrin (24): $\mathbf{p}_T^W = \mathbf{p}_T + \mathbf{p}_T^e$. Rozkład p_T^W (rys. 20) wykazuje maksimum przy $p_T^W \approx 4 \text{ GeV}/c$ i długi „ogon” rozciągający się do wartości przewyższających $40 \text{ GeV}/c$.

²⁵ Przypominamy, że przy energii SppS partonami uczestniczącymi w produkcji bozonu W są głównie kwarki (antykwarki) walencyjne w protonie (antyprotonie).



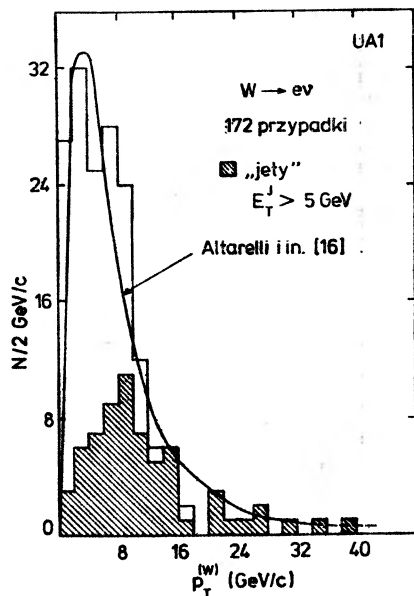
Rys. 18. Rozkład $dn/dx = dn/dx_p + dn/x_a$ dla partonów z reakcji $\bar{p}p \rightarrow W^\pm + X$ (według [13])



Rys. 19a. Rozkład zmiennej Feynmana x dla kwarków u (według [12])

Rys. 19b. Rozkład zmiennej Feynmana x dla kwarków d (według [12])

Obszar zakreskowany na rys. 20 odpowiada przypadkom zawierającym „jety” o $p_T > 5 \text{ GeV}/c$. Przypominamy (2B), że mechanizm Drella-Yana z poprawkami chromodynamicznymi przewiduje produkcję bozonów W o dużych pędach poprzecznych w wy-



Rys. 20. Rozkład pędu poprzecznego p_T^W bozonu W (według [12])

niku wypromieniowania jednego (lub więcej) gluonów przez anihilujące kwarki. Jeśli gluony te mają dostatecznie duże energie i są wyemitowane pod dostatecznie dużymi kątami względem kierunku wiązek $\bar{p}p$, można je zaobserwować jako „jety” hadronowe, równoważące pęd poprzeczny bozonu W . Dokładna analiza własności takich „jetów” przeprowadzona przez Współpracę UA1 [12] wykazuje ich zgodność z przewidywaniami chromodynamiki dla „jetów” powstających w wyniku fragmentacji gluonów emitowanych w stanie początkowym (*gluon Bremsstrahlung*).

C. Rozpad

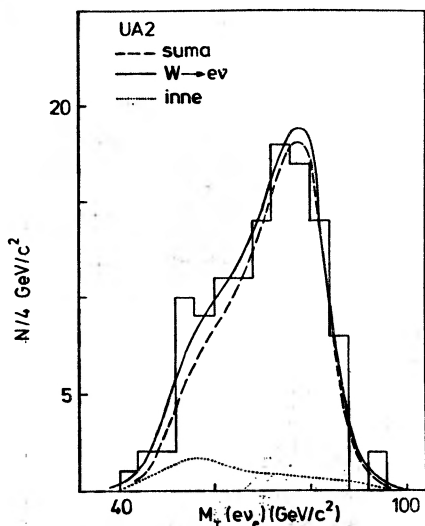
Najważniejszą własność naładowanego bozonu pośredniczącego W — jego masę M_W — wyznaczono w obu eksperymentach UA1 oraz UA2 metodą *dopasowania* do rozkładu doświadczalnego masy poprzecznej M_T (23) — rozkładu oczekiwanego teoretycznie (w którym masa M_T występuje jako parametr swobodny).

W eksperymencie UA1 użyto do tego celu 86 przypadków o $p_T^e > 30 \text{ GeV}/c$, $p_T > 30 \text{ GeV}/c$ stanowiących niemal czystą próbkę rozpadów $W \rightarrow e\bar{\nu}_e$ [20]. Uzyskano wartość (por. wzór [12]!)

$$M_W = 83,1 \begin{matrix} +1,3 \\ -0,8 \end{matrix} \text{ (stat.)} \pm 3 \text{ (syst.) GeV}/c^2 \quad (35)$$

z oddzielnie podanym błędem statystycznym (stat.) i systematycznym (syst.); ten ostatni odzwierciedla niepewność skali energii (wynikająca z absolutnej kalibracji kalorymetrów),

W wypadku UA2 wykorzystano próbkę 119 przypadków ($q_{\text{opp}} < 0,2$) o $p_T^e > 25 \text{ GeV}/c$ (rys. 21), uwzględniając przyczynki od tła przypadków innych (w sumie $12,5 \pm 2,2$ —



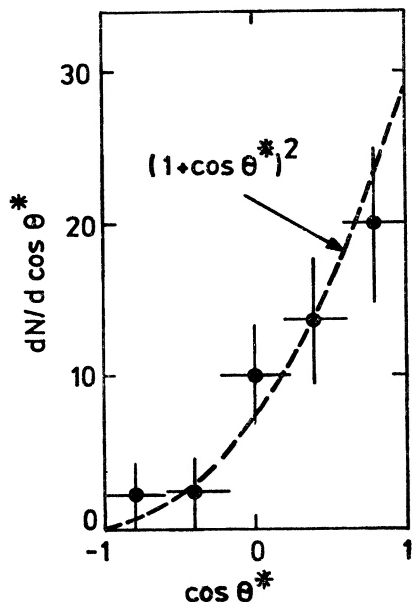
Rys. 21. Rozkład masy poprzecznej $M_T(e\nu_e)$ dla 119 przypadków o $p_T^e > 25 \text{ GeV}/c$ i $\varrho_{\text{opp}} < 0,2$ (według [13])

krzywa kropkowana) niż rozpady $W \rightarrow e\bar{\nu}_e$ (w sumie $106,5 \pm 10,8$ — krzywa przerywana) Oszacowana wartość masy M_W jest równa

$$M_W = 81,2 \pm 1,1 \text{ (stat.)} \pm 1,3 \text{ (syst.) GeV}/c^2. \quad (36)$$

Błąd systematyczny w eksperymencie UA2 jest mniejszy, gdyż nie tylko wykalibrowano początkowo wszystkie kalorymetry za pomocą wiązek elektronów, lecz kalibrację tę powtórzano później kilkakrotnie (około raz na rok). Zauważmy przy okazji, że błędy systematyczne kasują się przy obliczaniu stosunku mas bozonów pośredniczących M_W/M_Z wyznaczanych eksperymentalnie.

Wspominaliśmy wyżej (3C) o ważnym sprawdzianie, jakim jest obserwacja asymetrii ładunkowej w rozpadzie bozonu $W \rightarrow e\nu$. W eksperymencie UA1 wyznaczono z zakrzywienia toru w polu magnetycznym znak ładunku elektronu dla 29 przypadków (20 elektronów i 9 pozytonów — dane pochodzą z naświetlenia przy energii $\sqrt{s} = 546 \text{ GeV}$). Ze względu na niemożność pomiaru pędu podłużnego neutrino, p_L^ν , w rozkładzie kątowym (27) występuje niepewność co do znaku $\cos\theta^*$ (wynikająca ze związku $\sin\theta^* = 2p_T^e/M_W$, $\cos\theta^* = \pm\sqrt{1 - 4p_T^e/M_W^2}$ — patrz wyżej). Jak już wiemy, niepewność tę usuwa się wybierając mniejszą z dwóch wartości x_W otrzymanych w obliczeniach (w około 70% przypadków, jedno z rozwiązań daje нефизyczną wartość pędu podłużnego p_L^W bozonu W). Uzyskany w ten sposób rozkład $\cos\theta^*$ można zatem porównać z rozkładem $(1 + \cos\theta^*)^2$ w układzie spoczynkowym bozonu W , poprawionym ze względu na akceptację detektora (rys. 22). Wynik tego porównania wskazuje na *znakomitą zgodność z przewidywaniem przy założeniu sprzężenia typu $V-A$* . Z rozkładu $\cos\theta^*$ można uzyskać jeszcze jedną informację: dla cząstki o dowolnym spinie J oczekuje się mianowicie, że $\langle \cos\theta^* \rangle = \langle \lambda \rangle \langle \mu \rangle / J(J+1)$, gdzie $\langle \mu \rangle$ i $\langle \lambda \rangle$ są odpowiednio globalnymi skrętnościami układu $u\bar{d}$ uczestniczącego w procesie produkcji oraz układu $e\bar{\nu}_e$ występującego w procesie rozpadu (por. rys. 8). Dla sprzężenia typu $V-A$ mamy $\langle \lambda \rangle = \langle \mu \rangle = -1$, $J = 1$, skąd $\langle \cos\theta^* \rangle = 1/2$ (dla $J = 0$ oczekuje



Rys. 22. Rozkład kątowy elektronów w układzie środka masy bozonu W (według [14])

się oczywiście $\langle \cos \theta^* \rangle = 0$). Z doświadczenia wynika, że $\langle \cos \theta^* \rangle = 0,4 \pm 0,1$, co potwierdza zarówno wartość spinu $J = 1$ dla bozonu W jak i wartości skrętości -1 ²⁶. W wypadku UA2, znak ładunku elektronu można wyznaczać tylko w detektorach przednich, w których istnieje pole magnetyczne. Wybrano próbkę 28 przypadków o $Q_{\text{opp}} < 0,2$ i $p_T^e > 20 \text{ GeV}/c$ (tło w tej próbce oceniono na około dwa przypadki) i porównano dla nich zmierzone wielkości $\tilde{\beta}^{-1}$ i E^{-1} , gdzie $\tilde{\beta}$ oznacza tu pęd wzięty ze znakiem $\epsilon \cos \theta$ ($\epsilon = -1$ dla elektronów i $+1$ dla pozytonów, a θ jest kątem emisji elektronu względem kierunku padającego protonu). W obszarze ujemnych wartości $\tilde{\beta}$ (faworyzowanym przez sprzężenie $V-A$) występuje 20 przypadków, w obszarze wartości dodatnich — tylko 8. Asymetria wynosi więc $0,43 \pm 0,17$ — w dobrej zgodzie z wartością $0,53 \pm 0,06$ oczekiwaną teoretycznie dla sprzężenia typu $V-A$.

Na zakończenie wspomnę o rozpadzie bozonu $W \rightarrow \mu \bar{\nu}_\mu$ z emisją mionu (21), obserwowanym tylko w eksperymencie UA1 (dane pochodzą z naświetlenia przy $\sqrt{s} = 546 \text{ GeV}$). Spośród 689 przypadków wybrano 144 z dobrze dopasowanym torem; z próbki tej usunięto następnie przypadki, w których kandydat na mion był „zanurzony” w „jecie”, bądź był skorelowany z „jetem” w kącie azymutalnym $\phi \sim 180^\circ$. Z pozostałych 37 przypadków wyeliminowano te, które mogły pochodzić z promieniowania kosmicznego bądź z rozpadów $K \rightarrow \mu \bar{\nu}_\mu$, co zredukowało próbkę do 18 przypadków. Cięcie $E_T^e > 15 \text{ GeV}$ doprowadziło wreszcie do czystej próbki 14 kandydatów na rozpad $W \rightarrow \mu \bar{\nu}_\mu$ (z tłem ocenionym jako najwyżej 0,9 przypadku). Podobnie jak dla rozpadów elektronowych bozonu W , rozpad mionowe wykazują silną korelację między pędami poprzecznymi neutrina i mionu, za-

²⁶ Zauważmy, że w zasadzie nie można dokonać wyboru znaków $\langle \mu \rangle = \langle \lambda \rangle = \pm 1$, to znaczy nie można odróżnić sprzężenia $V-A$ od $V+A$ inaczej niż za pomocą eksperymentu interferencyjnego.

równy co do wartości jak i kierunku. Wskazuje to na wspólne źródło emisji obu cząstek — mianowicie bozon W . Rozkład pędu poprzecznego p_T^W bozonu W dla tych przypadków jest w pełni zgodny z rozkładem otrzymanym dla próbki $W \rightarrow e\bar{\nu}_e$. Także inkluzywne przekrój czynny, $\sigma_W^{\text{in}} = 0,67 \pm 0,17$ (stat.) $\pm 0,15$ (syst.) nb jest równy w granicach błędów przekrojowi czynnemu dla przypadków elektronowych (zgodnie z oczekiwaniem). Wreszcie wartość masy M_W bozonu W uzyskana z analizy masy poprzecznej dla przypadków $W \rightarrow \mu\bar{\nu}_\mu$, $M_W = 81_{-7}^{+6}$ GeV/ c^2 , zgadza się doskonale z wartością dla próbki $W \rightarrow e\bar{\nu}_e$. W sumie, naświetlenia z lat 1983—84 potwierdziły w pełni odkrycie naładowanego bozonu pośredniczącego W , dokonane w r. 1982 na podstawie znacznie uboższych danych (por. [10]).

5. Odkrycie neutralnego bozonu pośredniczącego

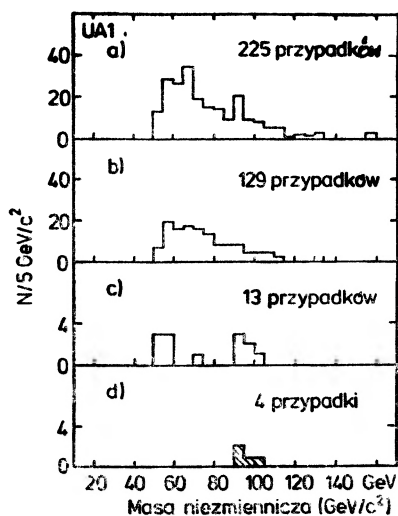
A. Pierwsze obserwacje

Pierwszej ogłoszonej publicznie identyfikacji rozpadu neutralnego bozonu pośredniczącego Z^0 dokonano podczas naświetlenia w r. 1983 [18, 19]. Po omówieniu w tej części wyników tego naświetlenia (przy energii $\sqrt{s} = 546$ GeV), przedstawię niżej w 5B stan obecny naszej wiedzy na ten temat.

W rozdziale 3C wskazaliśmy, że obserwacja bozonu Z^0 wymaga detekcji dwóch leptonów naładowanych pochodzących z rozpadu Z^0 — elektronów (bądź mionów). Sygnaturą doświadczalną rozpadu elektronowego bozonu $Z^0 \rightarrow e^+ e^-$ (20) jest więc pojawienie się w detektorze dwóch ugrupowań energii elektromagnetycznej, stowarzyszonych z celującym w każde z tych ugrupowań jednym torem cząstki naładowanej spełniającej kryteria identyfikacyjne dla elektronów, o masie niezmienniczej około 90 GeV/ c^2 . Znalazienie przypadków o takiej sygnaturze było celem obu eksperymentów UA1 i UA2.

W eksperymencie UA1 [12] pierwsza selekcja przypadków, przeprowadzona na podstawie obecności dwóch ugrupowań energii w kalorymtrze elektromagnetycznym o $E_T > 25$ GeV i energii złożonej w znajdującym się za nim kalorymtrze hadronowym mniejszej niż 600 MeV, zredukowała pierwotną próbkę $1,5 \cdot 10^{15}$ przypadków do 225 (rys. 23a). Żądanie istnienia toru o dużym pędzie poprzecznym $p_T > 7$ GeV/ c w detektorze centralnym, celującego w przynajmniej jedno ugrupowanie energii, zmniejsza tę próbkę do 129 przypadków (rys. 23b). Narzuca się teraz warunek izolacji toru — próbka zmniejsza się do 13 przypadków (rys. 23c). Żądanie spełnienia tych samych warunków (tzn. obecności izolowanego toru, celującego w to ugrupowanie) powoduje ostateczną redukcję próbki do 4 przypadków o masie niezmienniczej w pobliżu 90 GeV/ c^2 (rys. 23d). Wspólną cechą wszystkich zaobserwowanych przypadków jest nie tylko obecność dwóch dużych ugrupowań energii elektromagnetycznej, lecz także niewystępowanie w nich brakującej energii poprzecznej (co świadczy o braku emisji neutrina!).

Porównanie wartości pędów elektronów zmierzonych w detektorze centralnym z wartościami energii złożonej w kalorymtrze elektromagnetycznym wskazuje na znakomitą zgodność dla 6 spośród 8 torów elektronowych. Dla jednego z torów nie można wyznaczyć pędu (tworzy on kąt mniejszy niż 15° z kierunkiem pola magnetycznego); dla drugiego pęd wynosi 9 ± 1 GeV/ c , natomiast energia 48 ± 1 GeV. Początkowo sądzono, że zaszła tu emisja fotonu w procesie promieniowania hamowania (Bremsstrahlung) przy przechodzeniu



Rys. 23. Masa niezmiennicza dwóch ugrupowań energii elektromagnetycznej — selekcja rozpadów bozonu $Z^0 \rightarrow e^+e^-$ (według [18])

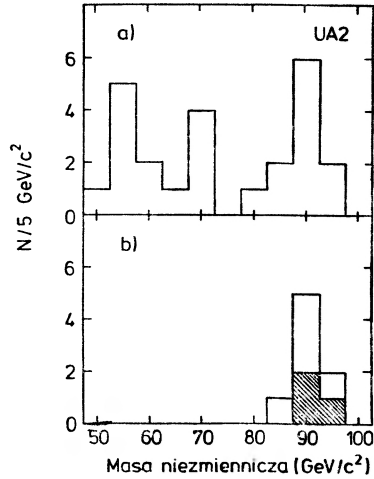
elektronu przez ścianki rury próżniowej i detektora. Po opublikowaniu danych z eksperymentu UA2 (patrz niżej), przypadek ten zinterpretowano jednak jako *rozpad promienisty* $Z^0 \rightarrow e^+e^-\gamma$ (o kącie azymutalnym między kierunkami lotu elektronu i fotonu $\Delta\phi = 14^\circ \pm 4^\circ$). Ocena tła pochodzącego od przypadków „dwujetowych” symulujących elektrony ($\sim 2 \cdot 10^{-3}$ przypadku), od rozpadów ciężkich kwarków na leptony ($\sim 10^{-3}$ przypadku) oraz od produkcji par leptonowych w procesie Drella-Yana ($\sim 2,5 \cdot 10^{-2}$ przypadku) wskazuje, iż jest ono do zaniedbania. Autorzy wnioskują [18]: „Wszystkie obserwacje są zgodne z hipotezą, iż przypadki te pochodzą z produkcji i rozpadu neutralnego, wektorowego bozonu pośredniczącego Z^0 ”. Uzyskana wartość masy [14]

$$M_Z = 95,6 \pm 1,4 \text{ (stat.)} \pm 2,9 \text{ (syst.) GeV}/c^2$$

jest zgodna z przewidywaniami modelu standardowego.

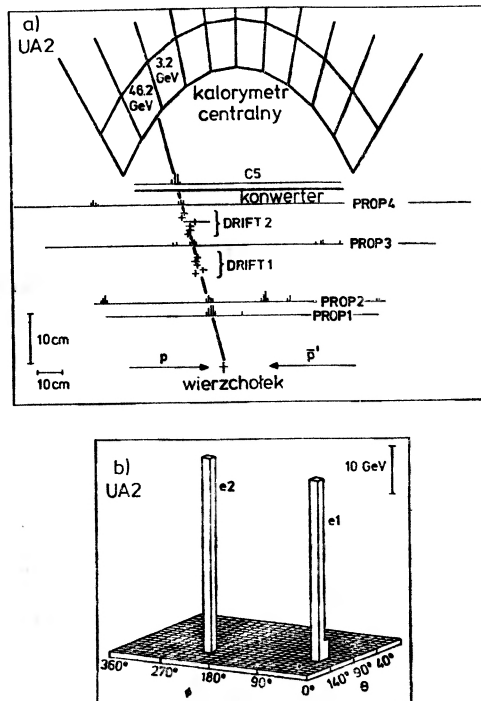
W eksperymencie UA2 [15, 19], początkową liczbę $7 \cdot 10^5$ przypadków wybranych przez układ wyzwalający²⁷ zredukowano do 7427 (które w pełni zrekonstruowano), żądając by całkowita poprzeczna energia elektromagnetyczna przewyższała 30 GeV, a masa niezmiennicza była większa od 50 GeV/c². Na próbkę tę narzucono bardzo luźne warunki ograniczające rozmiary poprzeczne ugrupowania oraz ilość energii przenikającej do kalorymetru hadronowego: próbka zmniejszyła się do 24 przypadków (rys. 24a). Wymagając, by przynajmniej jedno z ugrupowań spełniało ściśle kryteria identyfikacji elektronów (obecność toru, skorelowanego przestrzennie z ugrupowaniem energii w kalorymetrze oraz z dużym sygnałem z licznika przedlavinowego), uzyskaliśmy 8 przypadków o masie niezmienniczej w pobliżu 90 GeV/c² (rys. 24b: obszar zakreskowany odpowiada przypadkom, dla których oba ugrupowania spełniają te kryteria). Ocena tła wskazuje, iż wynosi ono ok. 0,03

²⁷ Wymagano obecności dwóch ugrupowań energii o $E_T > 3,5$ GeV, rozseparowanych w kącie azymutalnym ϕ o co najmniej 60° (Z trigger).



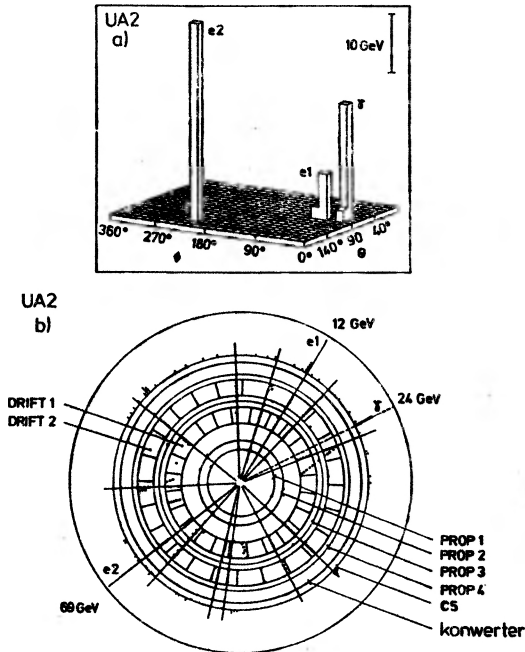
Rys. 24. Rozkład masy niezmienniczej dwóch ugrupowań energii elektromagnetycznej — selekcja rozpadów bozonu $Z^0 \rightarrow e^+e^-$ (według [19])

przypadka dla sygnału z rys. 24b. Rys. 25a przedstawia jeden z zarejestrowanych przypadków w płaszczyźnie równoległej do wiązek $\bar{p}p$: widać sygnały w komorach proporcjonalnych i dryfowych pozwalające zrekonstruować tor elektronu, wyraźnie skorelowany za-



Rys. 25. Przykład rozpadu $Z^0 \rightarrow e^+e^-$ w aparaturze UA2 (według [19]). PROP oznacza komory proporcjonalne, a DRIFT — komory dryfowe detektora wierzchołkowego

równy z sygnałem z licznika przedlawninowego (C5) jak i z grupowaniem energii w kalorymetrze elektromagnetycznym. Rys. 25b podaje rozkład energii poprzecznej na płaszczyźnie θ, ϕ (każda kratka reprezentuje jedną z 480 kostek kalorymetrycznych): dla każdego z elektronów, energia koncentruje się prawie w całości w jednej kostce kalorymetru elektromagnetycznego. Rys. 26a ilustruje podobny rozkład dla przypadku zawierającego oprócz dwóch elektronów również foton γ , odseparowany o 31° od elektronu e_1 (masę niezmienniczą dla tego przypadku obliczono dla układu trójciałowego). Rys. 26b przedstawia ten



Rys. 26. Przykład rozpadu promienistego $Z^0 \rightarrow e^+ e^- \gamma$ w aparaturze UA2 (według [19]). Oznaczenia jak na rys. 25

sam przypadek w przekroju prostokątnym do wiązek $\bar{p}p$. W podsumowaniu stwierdziliśmy [19]: „Najbardziej prawdopodobną interpretacją tych ośmiu przypadków jest rozpad $Z^0 \rightarrow e^+ e^-$ albo $Z^0 \rightarrow e^+ e^- \gamma$ ”. Masę oszacowaliśmy na podstawie 4 przypadków o najlepszym pomiarze energii, uzyskując wartość

$$M_Z = 91,9 \pm 1,3 \text{ (stat.)} \pm 1,4 \text{ (syst.) GeV}/c^2.$$

Uwaga: w wyniku późniejszej kalibracji kalorymetrów, wartość masy uległa nieznacznej zmianie [15]

$$M_Z = 92,7 \pm 1,7 \text{ (stat.)} \pm 1,4 \text{ (syst.) GeV}/c^2.$$

W eksperymencie UA1 zaobserwowano też 5 rozpadów mionowych Z^0 . Próbką wyjściowa zawierała 30 kandydatów na przypadki dwumionowe, wybrane według tych samych kryteriów, co dla mionowych rozpadów W . Po odrzuceniu zdarzeń spowodowanych przez

promienie kosmiczne i przeciek hadronowy, pozostało 5 przypadków o masie niezmienniczej ponad $70 \text{ GeV}/c^2$. Pędy mionów określono trzema metodami: z odchylenia torów w polu magnetycznym detektora centralnego, z odchylenia toru od kierunku emisji mionu w wierzchołku oddziaływania ekstrapolowanego do komór mionowych i wreszcie na podstawie zastosowania zasady zachowania pędu do całego przypadku (co jest możliwe tylko w wypadku Z^0 — brak emisji neutrina!). Jeden z przypadków zawiera odseparowane o kąt $7,9^\circ$ od toru mionowego ugrupowanie energii elektromagnetycznej, sugerujące rozpad promienisty $Z^0 \rightarrow \mu^+ \mu^- \gamma$. Pozostałe przypadki są zgodne z interpretacją $Z^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$; oszacowana dla nich wartość masy Z^0 wynosi

$$M_Z = 85,6 \pm 6,3 \text{ GeV}/c^2.$$

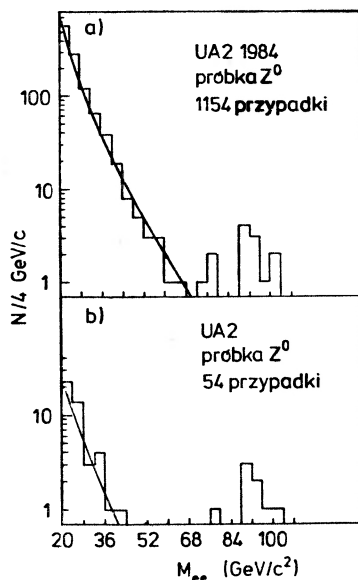
Podsumowując powyższe możemy stwierdzić, że *spójność obserwacji poczynionych w dwóch niezależnych eksperymentach oraz ich pełna zgodność z przewidywaniami modelu standardowego stanowią niezbity dowód istnienia neutralnego bozonu pośredniczącego.*

B. Dalsze badania

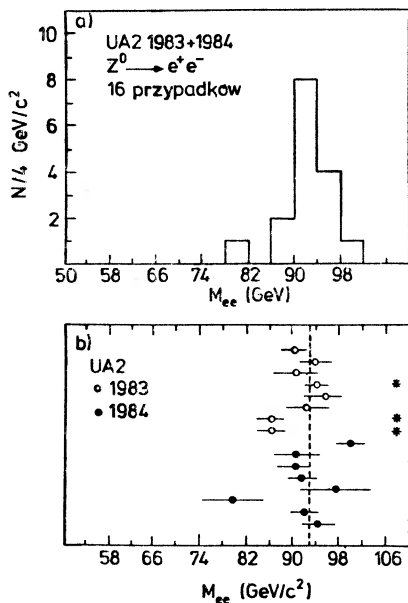
Wyniki analizy naświetlenia z r. 1984 (przy energii $\sqrt{s} = 630 \text{ GeV}$) nie zostały jeszcze opublikowane; w tej części artykułu skorzystam przede wszystkim z prac [13] oraz [20].

Stwierdziliśmy wyżej, że wydajność kryteriów identyfikacji elektronów wynosi ok. 0,76 (w UA2). Żądanie, aby oba elektrony spełniały te kryteria spowodowałoby zatem odrzucenie około połowy wszystkich rozpadów $Z^0 \rightarrow e^+ e^-$. Dla uniknięcia tej straty zdecydowano się — jak poprzednio — na przyjęcie mniej wybiórczych lecz za to bardziej wydajnych kryteriów. W eksperymencie UA2 zarejestrowano około $1,1 \cdot 10^6$ przypadków zawierających dwa ugrupowania energii o $E_T > 4,5 \text{ GeV}$ rozseparowane w kącie azymutalnym ϕ o co najmniej 60° (*Z trigger*). We wstępnej selekcji zatrzymano tylko takie przypadki, dla których ugrupowania te mają energię poprzeczną $E_T > 5 \text{ GeV}$ i charakterystyki kalorymetryczne oczekiwane dla elektronów (rozmiary poprzeczne ugrupowania, przeciek hadronowy). W sumie 1154 przypadki o masie niezmienniczej M_{ee} układu dwóch ugrupowań $M_{ee} > 20 \text{ GeV}/c^2$ spełniają te wymagania (rys. 27a). Dalsze żądanie, by przynajmniej jedno z ugrupowań spełniało wszystkie kryteria identyfikacji elektronów redukuje tę próbkę do 54 przypadków (rys. 27b). Widać wyraźne maksimum, składające się z 8 przypadków o masie powyżej $75 \text{ GeV}/c^2$, dobrze odseparowane od gwałtownie malejącego kontinuum przypadków o mniejszych masach niezmienniczych. Przyczynek od tła „dwujetowego” w obszarze mas $M_{ee} > 70 \text{ GeV}/c^2$ oszacowano na $0,21 \pm 0,02$ przypadku (w porównaniu z 8 zaobserwowanymi!). Dla 4 spośród 8 przypadków, drugie ugrupowanie również spełnia wszystkie kryteria identyfikacji elektronów; w pozostałych przypadkach jest ono natomiast spójne z założeniem wytworzenia go przez elektron (pamiętajmy, że wydajność kryteriów identyfikacji jest mniejsza od 100%!). Przyjęto zatem, że w wyniku zastosowania powyższej procedury otrzymano praktycznie czystą próbkę rozpadów elektronowych bozonu Z^0 .

Rys. 28 przedstawia rozkład mas wraz z błędami pomiarowymi dla wszystkich 16 przypadków zaobserwowanych podczas naświetleń w latach 1982—84. 13 spośród nich uznano



Rys. 27. Rozkład masy niezmienniczej M_{ee} dla $M_{ee} > 20 \text{ GeV}/c^2$ — selekcja rozpadów bozonu $Z^0 \rightarrow e^+e^-$ (według [13])

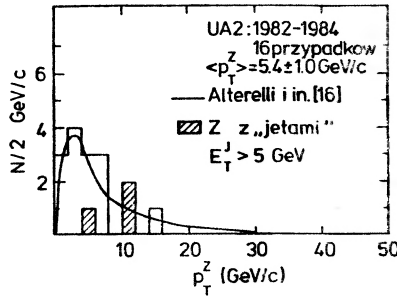


Rys. 28. Rozkład masy niezmienniczej M_{ee} dla 16 przypadków rozpadu elektronowego bozonu Z^0 , zaobserwowanych w eksperymencie UA2 (według [13])

za dobrze zmierzone i przy ich użyciu oceniono wartość masy bozonu Z^0 jako [13] (por. wzór (12)!)

$$M_Z = 92,5 \pm 1,3 \text{ (stat.)} \pm 1,5 \text{ (syst.) GeV}/c^2, \quad (37)$$

gdzie błąd systematyczny odzwierciedla niepewność $\pm 1,6\%$ absolutnej skali energii kalorymetru. Rys. 29 ilustruje rozkład pędów poprzecznych p_T^Z , uzyskanych ze wzoru $p_T^Z = p_T^{e1} + p_T^{e2}$, dla wszystkich 16 przypadków Z^0 ; krzywa jest przewidywaniem teoretycznym [16]. Średnia wartość p_T^Z wynosi $\langle p_T^Z \rangle = 5,4 \pm 1,0$ GeV/c.



Rys. 29. Rozkład pędu poprzecznego p_T^W dla 16 przypadków rozpadu elektronowego bozonu Z^0 ; zakresowano te, w których występuje „jet” o $p_T^J > 5$ GeV/c (według [13])

W eksperymencie UA1 zarejestrowano podczas naświetlenia w r. 1984 14 rozpadów $Z^0 \rightarrow e^+ e^-$; w sumie 18 podczas dotychczasowych naświetleń. Dla 15 spośród nich, dobrze zmierzonych, uzyskano [20]

$$M_Z = 93,0 \pm 1,6 \text{ (stat.)} \pm 3 \text{ (syst.) GeV}/c^2. \quad (38)$$

Dodajmy, że ani w eksperymencie UA1 ani w UA2 nie zaobserwowano dalszych rozpadów promienistych $Z^0 \rightarrow e^+ e^- \gamma$.

Wartości inkluzywnych przekrojów czynnych na produkcję bozonu Z^0 , po której następuje rozpad $Z^0 \rightarrow e^+ e^-$, σ_Z^e , obliczono ze wzoru (33), przyjmując jako akceptację detektora UA2 $\varepsilon \approx 0,56$ (na podstawie symulacji Monte Carlo). Wartości te, wraz z danymi z UA1, porównane są w tabl. 2 z przewidywaniami teoretycznymi [16], z którymi są one zgodne w granicach błędów.

Całkowitą szerokość na rozpad bozonu Z^0 , Γ_Z (związaną z liczbą pokoleń fermionów — patrz 2B), można ocenić dwiema metodami: bezpośrednio, z rozkładu masy Z^0 , oraz

Tabela 2. Inkluzywny przekrój czynny σ_Z^e dla procesu $\bar{p}p \rightarrow Z^0 + X$, po którym następuje rozpad $Z^0 \rightarrow e^+ e^-$

Energia (GeV)	Teoria (ref. [16]) (pb)	UA1 (pb)	UA2 (pb)
546	42 ⁺¹³ ₋₆	40 ± 20 ± 6	110 ± 39 ± 9
630	51 ⁺¹⁶ ₋₁₀	79 ± 21 ± 12	52 ± 19 ± 4
$\sigma(630)/\sigma(546)$	1,23	2,0 ± 1,1	0,5 ± 0,3

Uwaga: w kolumnach UA1 i UA2 podany jest jako pierwszy błąd statystyczny, jako drugi — błąd systematyczny.

pośrednio, ze stosunku przekrojów czynnych $R = \sigma_Z^e / \sigma_W^e$. Pierwsza metoda prowadzi do wartości obarczonej dużą niepewnością systematyczną (średnie odchylenie kwadratowe rozkładu masy M_Z , $3,58 \text{ GeV}/c^2$, jest niemal równe średniej wartości błędów pomiarowych, $3,42 \text{ GeV}/c^2$ — dane dla UA2). Przy zastosowaniu metody drugiej, błąd na wartość R (a więc Γ_Z) jest zdominowany przez statystykę przypadków W i Z^0 , gdyż obarczona dużym błędem wartość scałkowanej świetlności ulega redukcji przy obliczaniu tego stosunku. Skorzystajmy więc ze związku

$$R = \frac{\sigma_Z^e}{\sigma_W^e} = \frac{\sigma_Z}{\sigma_W} \frac{\Gamma(e\bar{e})}{\Gamma(e\bar{\nu}_e)} \frac{\Gamma_W}{\Gamma_Z}, \quad (39)$$

gdzie wartość stosunku $\sigma_Z/\sigma_W = 0,3 \pm 0,02$ wynika z chromodynamiki [16], a $\Gamma(e\bar{e})/\Gamma(e\bar{\nu}_e)$ — z modelu standardowego (por. 2B). Mamy zatem

$$\frac{\Gamma_W}{\Gamma_Z} = (8,9 \pm 0,9) R, \quad (40)$$

gdzie podany wyżej błąd jest niepewnością teoretyczną, a R jest wielkością wyznaczaną w doświadczeniu. Dla UA2 mamy

$$R = 0,136 \begin{matrix} +0,041 \\ -0,033 \end{matrix} \quad (41)$$

i przyjmując wartość $\Gamma_W = 2,65 \text{ GeV}/c^2$ (odpowiadającą masie bozonu W , $M_W = 81,2 \text{ GeV}/c^2$ oraz masie hipotetycznego kwarka t , $m_t = 40 \text{ GeV}/c^2$) dostaje się

$$\Gamma_Z = 2,19 \begin{matrix} \pm 0,70 \\ -0,50 \end{matrix} \quad (\text{stat.}) \pm 0,22 \quad (\text{syst.}) \text{ GeV}/c^2. \quad (42)$$

Wartość ta jest zgodna w granicach (dużych!) błędów z przewidywaniami modelu standardowego, $\Gamma_Z = 2,72 \text{ GeV}/c^2$ dla $M_Z = 92,5 \text{ GeV}/c^2$ (por. grube oszacowanie podane w części 2B). Błąd systematyczny wynika ze wspomnianej wyżej niepewności teoretycznej. Posługując się wzorem (19), który można zapisać w postaci Γ_Z (z pomiaru) = Γ_Z (dla trzech pokoleń) + $0,177 \Delta N_\nu$, dostajemy $\Delta N_\nu < 2,6 \pm 1,7$ (na poziomie ufności 90%). Przytoczę jeszcze za [20] średnią wartość R dla obu eksperymentów UA1 i UA2, $R = 0,125 \pm 0,023$, prowadzącą do oceny $\Delta N_\nu < 2,4 \pm 1,0$ (na poziomie ufności 90%). Występowanie dodatkowych neutrino (tzn. pokoleń fermionów) ponad znane trzy wydaje się więc mało prawdopodobne.

6. Porównanie z modelem standardowym

Znajomość eksperymentalnych wartości mas bozonów pośredniczących, M_W i M_Z , zezwala na wyznaczenie — przy użyciu wzorów (11) — kąta Weinberga θ_W . Otrzymuje się wówczas [13, 20]

$$\text{UA1:} \quad \sin^2 \theta_W = 0,216 \begin{matrix} +0,005 \\ -0,008 \end{matrix} (\text{stat.}) \pm 0,016 (\text{syst.}), \quad (43)$$

$$\text{UA2:} \quad \sin^2 \theta_W = 0,226 \pm 0,005 (\text{stat.}) \pm 0,008 (\text{syst.}).$$

Można też skorzystać z związku (10), otrzymując

$$\sin^2 \theta_W = 1 - M_W^2/M_Z^2, \quad (44)$$

gdzie ze względu na stosunek mas M_W/M_Z , nie występuje błąd systematyczny związany z niepewnością skali energii. Dostajemy wtedy

$$\text{UA1: } \sin^2 \theta_W = 0,202 \pm 0,036, \quad (45)$$

$$\text{UA2: } \sin^2 \theta_W = 0,229 \pm 0,030,$$

wartość średnia ważona z obu eksperymentów wynosi [20]

$$\sin^2 \theta_W = 0,218 \pm 0,023. \quad (46)$$

Powyższe dane można porównać z „najlepszą” wartością $\sin^2 \theta_W$ (podaną w 2B), uzyskaną z eksperymentów przy niskich energiach. *Zgodność jest bardzo dobra.*

Na zakończenie wprowadzimy parametr ²⁸

$$\varrho = M_W^2/M_Z^2 \cos^2 \theta_W; \quad (47)$$

w rozważanej dotychczas tzw. wersji minimalnej modelu standardowego $\varrho = 1$, tzn. $M_W = M_Z \cos \theta_W$ (por. (10)). Wartość ϱ można wyznaczyć — znając M_W i M_Z — za pomocą wzoru

$$\varrho = M_W^2/[M_Z^2(1 - B^2/M_W^2)], \quad (48)$$

gdzie $B^2 = (\pi\alpha/\sqrt{2}G)/(1 - \Delta r)$. Dostajemy wówczas [13, 20]

$$\text{UA1: } \varrho = 1,018 \pm 0,041 \text{ (stat.)} \pm 0,021 \text{ (syst.)}, \quad (49)$$

$$\text{UA2: } \varrho = 0,996 \pm 0,033 \text{ (stat.)} \pm 0,009 \text{ (syst.)},$$

a więc wartości zgodne z wersją minimalną modelu standardowego. Jako wniosek końcowy przytoczę słowa Johna Ellisa [21] z jego podsumowania konferencji w Bernie (1984): „odkrycie W i Z^0 stanowi koronne potwierdzenie elektrosłabej teorii z cechowaniem $SU(2) \times U(1)$ ”.

Literatura

- [1] J. Zakrzewski, *Postępy Fizyki* **34**, 343 (1983).
- [2] C. Rubbia i in., *Proc. Int. Neutrino Conf.*, Aachen 1976, Vieweg, Braunschweig 1977, str. 683.
- [3] S. Van der Meer, CERN-ISR-PO 72—31 (1972).
- [4] J. Zakrzewski, *Postępy Fizyki* **36**, 188 (1985).
- [5] J. Ellis i in., *Ann. Rev. Nucl. Sci.* **32**, 443 (1982).
- [6] J. Zakrzewski, *Postępy Fizyki* **31**, 33 (1980).
- [7] F. E. Paige, BNL-27066 (1979).
- [8] W. J. Marciano, *Proc. Fourth Topical Workshop on Proton-Antiproton Collider Physics*, Berne 1984, CERN 84—09 (1984), str. 165.

²⁸ Nie wchodząc w szczegóły powiemy tylko, że wielkość ta zależy od izospinowej struktury pól Higgsa przyjmowanej w modelu.

- [9] C. G. Wohl i in., Particle Data Group, *Rev. Mod. Phys.* **56**, No. 2, Part 2 (1984).
- [10] K. Rybicki, *Postępy Fizyki* **35**, 305 (1984).
- [11] L. Di Lella, CERN-EP/84-44 (1984).
- [12] G. Arnison i in. (Współpraca UA1), CERN-EP/85-108 (1985); praca ta, wysłana do druku w *Physics Letters B*, zawiera spis odnośników do wcześniejszych publikacji.
- [13] J. Appel i in. (Współpraca UA2), *Z. Phys. C* **30**, 1 (1986); praca ta, zawiera odnośniki do wcześniejszych publikacji.
- [14] E. Rademacher, CERN-EP/84-41 (1984).
- [15] P. Bagnaia i in. (Współpraca UA2), *Z. Phys. C* **24**, 1 (1984).
- [16] G. Altarelli i in., *Nucl. Phys. B* **246**, 12 (1984); *Z. Phys. C* **27**, 329 (1984).
- [17] E. Eichten i in., *Rev. Mod. Phys.* **56**, 579 (1984).
- [18] G. Arnison i in. (Współpraca UA1), *Phys. Lett.* **126 B**, 398 (1983).
- [19] P. Bagnaia i in. (Współpraca UA2), *Phys. Lett.* **129 B**, 130 (1983).
- [20] L. Di Lella, nie opublikowane wykłady na konferencjach w Bari (18—24 lipiec 1985) oraz w Kyoto (19—24 sierpień 1985) — wiadomość prywatna.
- [21] J. Ellis, *Proc. Fourth Topical Conference on Proton — Antiproton Collider Physics*, Berne 1984, CERN 84-09 (1984), str. 536.

R Ó Ź N E

*Nicolas G. van Kampen*Rijksuniversiteit Utrecht
Utrecht, Holandia**Spuścizna Smoluchowskiego i Einsteina w fizyce statystycznej *****The Legacy of Smoluchowski and Einstein in Statistical Physics***Marian Smoluchowski Lecture, March 7, 1985 Warsaw*

Ktokolwiek zetknął się w swej działalności naukowej z fizyką statystyczną, ten niewątpliwie zetknął się także z osiągnięciami naukowymi prof. van Kampena. Profesor van Kampen doktoryzował się w Leidzie, a promotorem jego pracy doktorskiej był Kramers. Po długim pobycie w USA, m. in. w Instytucie Badań Zaawansowanych w Princeton, prof. van Kampen powrócił do Holandii. Początkowo pracował w Instytucie im. Lorentza w Leidzie, potem objął katedrę fizyki teoretycznej na Uniwersytecie w Utrechcie. Z przerwami na dłuższe i krótsze pobyty naukowe, m. in. w USA i Danii, na Uniwersytecie tym pracował aż do ubiegłego roku kiedy to skorzystał z możliwości przejścia na wcześniejszą emeryturę. Może więc teraz często podróżować i prowadzić wykłady w innych ośrodkach — obecnie są to wykłady na Politechnice w Akwizgranie (Aachen).

Van Kampen wniósł olbrzymi wkład do wielu działów fizyki statystycznej. Ktokolwiek teraz uczy się teorii kinetycznej plazmy, musi poznać analizę równania Własowa podaną przez van Kampena i wie, czym są mody van Kampena–Case'a. Niewielka książka napisana przez van Kampena i jego ucznia, dziś profesora Politechniki w Akwizgranie, B. U. Felderhofa — *Teoretyczne podstawy fizyki plazmy*, po dziś dzień jest wybornym wstępem do tej, jakże ważnej dziedziny fizyki teoretycznej. Każdy fizyk stosujący w swej pracy metody procesów stochastycznych, czy to w zagadnieniach chemii fizycznej, czy to w optyce kwantowej, niewątpliwie zna monografię van Kampena *Procesy stochastyczne w fizyce i chemii*. Ukazanie się jej było kilka lat temu sensacją naukową.

Dla mnie osobiście największy wkład van Kampena do fizyki polega na tym, że jest on jednym z tych nielicznych, którzy nigdy nie zawahali się poddawać w wątpliwość i krytycznie analizować tzw. powszechnie uznanych metod, teorii czy też poglądów naukowych. Dzięki takiej właśnie działalności prof. van Kampena wiele z „powszechnie uznawanych” teorii znów znalazło solidne podstawy — czasami jednak inne niż te, o których myśleli autorzy.

* Wykład im. Mariana Smoluchowskiego wygłoszony dn. 7 marca 1985 r. w Warszawie. Jest to trzeci z kolei wykład z tej serii, zainicjowanej przed laty przez Prezydium i Komitet Fizyki PAN. Do wygłoszenia tych wykładów zapraszani są wybitni uczeni zagraniczni. Poprzednie dwa wygłosili Marek Kac i Subrahmanyan Chandrasekhar. Na niniejszy wykład prof. van Kampen zaproszony został wspólnie przez Zakład Fizyki Teoretycznej PAN, Wydział Fizyki Uniwersytetu Warszawskiego oraz Oddział Warszawski Polskiego Towarzystwa Fizycznego (przypr. Red.).

Profesor van Kampen wniósł wielki wkład do teorii fluktuacji. Z jego nazwiskiem związane jest tzw. rozwinięcie van Kampena, tj. metoda analizy M-równania (*master equation*), która stanowi jedną z najpewniejszych metod badania wpływu fluktuacji w układach nieliniowych. W niniejszym wykładzie van Kampen mówi także o tego typu problemach.

Polskie środowisko fizyków od lat pozostaje w ścisłym kontakcie naukowym z prof. van Kampenem. Był on wielokrotnie w Polsce, m. in. brał udział w posiedzeniach komitetu redakcyjnego *Reports on Mathematical Physics* w Toruniu. Wielu z nas miało okazję odwiedzić prof. van Kampena w Utrechcie.

Łukasz A. Turski

Gdy zostałem zaszczycony zaproszeniem do wygłoszenia wykładu im. Mariana Smoluchowskiego, moim pierwszym zamiarem było omówienie napisanej przez Smoluchowskiego w 1916 r. pracy poświęconej zjawisku koagulacji. W pracy tej Smoluchowski stworzył podstawy nie tylko teorii koagulacji, lecz także teorii tych reakcji chemicznych, w których istotną rolę odgrywa dyfuzja. Większość publikacji poświęconych temu ważnemu w chemii zagadnieniu podaje pracę Smoluchowskiego jako pierwszy odnośnik literaturowy. Niestety, na tej podstawie nie zawsze można wnosić, że dany autor czytał tę pracę. W istocie ciągle można napotkać dyskusję problemów, które Smoluchowski nie tylko dostrzegł, ale które także rozwiązał.

Potem zdecydowałem się jednak poszukać inspiracji w innej słynnej pracy Smoluchowskiego, a mianowicie tej napisanej w 1906 r. i poświęconej ruchom Browna. Jej tematyka jest bliższa moim własnym zainteresowaniom naukowym. Jak wiadomo, w roku 1905 Albert Einstein napisał równie słynną pracę na temat ruchów Browna. Smoluchowski rozpoczął swój artykuł od stwierdzenia, że to właśnie praca Einsteina skłoniła go do opublikowania własnych idei na temat ruchów Browna. Jest to uwaga bardzo słuszna, trudno bowiem znaleźć dwie prace napisane w tak różnym duchu jak prace Einsteina i Smoluchowskiego.

Smoluchowski rozpoczyna swoje rozważania od przeglądu danych doświadczalnych zgromadzonych w ciągu długiej historii badań nad ruchami Browna. Następnie dyskutuje różne propozycje wyjaśnienia tego zjawiska oraz ich niedostatki i dopiero po tym formułuje swoją własną teorię. Wprowadza ją podając prosty przykład jako ilustrację i w ten sposób, „oczyściwszy teren”, przeprowadza właściwe obliczenia. Einstein postępuje zupełnie inaczej: wychodzi z bardzo ogólnych zasad fizyki statystycznej i wyznacza ruch ciężkiego ciała zanurzonego w płynie. Następnie dodaje: „Jest możliwe, że ruchy opisane wyżej są identyczne z tzw. ruchami Browna”.

Jak widzimy, wspomniane wyżej prace rzeczywiście reprezentują dwa zupełnie odmienne podejścia do tego samego zagadnienia, dwie różne metody uprawiania fizyki. Smoluchowski zaczyna od analizy istniejących danych doświadczalnych i na tej podstawie formułuje swoją teorię, natomiast Einstein startuje z ogólnych praw i dochodzi do wniosku, że możliwe jest wystąpienie pewnych dających się zaobserwować zjawisk. Te dwie metody można by nazwać metodą „indukcyjną” i metodą „dedukcyjną”, choć pojęcia te pełne są filozoficznych podtekstów. Nie zamierzam opisywać tutaj obu metod, lecz raczej dwa różne sposoby myślenia. Z braku lepszych określeń będę mówił o „indukcyjnej” i „dedukcyjnej” mentalności.

W wolnej chwili można spróbować sporządzić listy indukcyjnie i dedukcyjnie myślą-

cych fizyków. Widać jednak od razu, że wielu badaczy niełatwo jest w sposób nie budzący wątpliwości umieścić na danej liście. Jest to jednak proste w przypadku dwu fizyków, a mianowicie L. Boltzmann i W. Gibbsa. (Oczywiście nie można ich uważać za spadkobierców Smoluchowskiego i Einsteina, bowiem Boltzmann żył wcześniej niż Smoluchowski, a Gibbs wcześniej niż Einstein).

Książki poświęcone filozofii nauki omawiając tzw. metodę naukową przejawiają tendencję do podkreślania roli podejścia indukcyjnego. Filozofowie zdają się myśleć, że fizycy działają w ten sposób, albo że powinni tak działać. Jednakże wiemy, że np. Einstein zawsze myślał w sposób dedukcyjny, a trudno mu odmówić sukcesów. Wydaje mi się, że obie drogi rozumowania są owocne i wręcz nieodzowne w fizyce. Chciałbym jednak podkreślić, że w rękach geniuszy mniejszego kalibru metoda dedukcyjna dość łatwo prowadzi do błędnych wyników i często jest źródłem poważnego zamieszania.

Jako pierwszy przykład wymienię problem z termodynamiki relatywistycznej. Rozważając ten problem zarówno Planck jak i Einstein doszli do błędnych praw transformacyjnych dla temperatury. Było to wynikiem badania zagadnień ogólnych zamiast zagadnień szczegółowych. Jeszcze bardziej pouczający przykład analizy to sformułowanie mechaniki statystycznej podane przez Gibbsa. Gibbs rozpoczyna od wprowadzenia ogólnego pojęcia zespołu, ale rozważnie powstrzymuje się od próby wyprowadzenia tego pojęcia. Od tamtych czasów nastąpiła wręcz eksplozja literatury, w której pojęcie zespołu „wyprowadza” się na podstawie filozoficznych, teorio-informatycznych i innych antropocentrycznych rozważań. Z tej to przyczyny mechanikę statystyczną często otacza aura nieco mistyczna, a za mało uwagi poświęca się naprawdę istotnemu problemowi, mianowicie odpowiedzi na pytanie: dlaczego zbiór wielu cząstek, rządzonych deterministycznymi prawami ruchu, zachowuje się w taki sposób, że można zastosować do niego opis statystyczny? Bardziej „przyziemne” podejście, zapoczątkowane w pracach Boltzmann, jest zbyt często lekceważone i zastępowane mglistymi ogólnikami.

Bojąc się, aby samemu nie pograżyć się w ogólnikach, chciałbym szczegółowo omówić tutaj tylko jedno zagadnienie. Jest to niewielki, ale ważny fragment fizyki statystycznej, a mianowicie teoria fluktuacji, których najstarszym i ciągle jeszcze najbardziej podstawowym przykładem są ruchy Browna. W mojej analizie nie będę posługiwał się opisem Einsteina-Smoluchowskiego opartym na równaniach różniczkowych cząstkowych dla gęstości prawdopodobieństwa, lecz równoważnym opisem Langevina, który jest łatwiejszy i pojęciowo prostszy, i z tego też względu stał się on bardzo popularny.

Ruch cząstki o masie M w płynie opisany jest oczywiście prawem Newtona

$$M \frac{dv}{dt} = K.$$

Siła K działająca na cząstkę pochodzi od zderzeń tej cząstki z cząsteczkami płynu i zależy od jej prędkości v , ponieważ poruszająca się cząstka doznaje więcej zderzeń „z przodu” niż „z tyłu”. Gdy masa M jest znacznie większa od masy cząsteczek płynu, siłę K możemy przybliżyć formułą, w której wydzielone jest wyrażenie liniowe względem v :

$$M \frac{dv}{dt} = -\gamma v + L.$$

Część siły K oznaczona symbolem L , mająca swe źródło w zderzeniach, jest nieregularną funkcją czasu, ale nie ma składowej systematycznej, czyli

$$\langle L(t) \rangle = 0.$$

Nawias $\langle \rangle$ oznacza tu uśrednienie po małym przedziale czasu, lecz zgodnie ze standardowym chwytem mechaniki statystycznej tę średnią można traktować jako średnią po zespole cząstek Browna. Nie należy jednak zapominać, że taka zamiana średniej po czasie przez średnią po zespole jest tylko przybliżeniem, które jest dobre jedynie wtedy, gdy nieregularne fluktuacje wielkości L są szybkie w porównaniu z czasem, w którym v zmienia się w sposób istotny, czyli z czasem równym M/γ . Dlatego też zakładamy, że (przypadek ruchu w jednym wymiarze)

$$\langle L(t_1)L(t_2) \rangle \cong 0 \quad \text{gdy} \quad |t_1 - t_2| \gtrsim \frac{M}{\gamma}.$$

A więc funkcja autokorelacyjna $\langle L(t_1)L(t_2) \rangle$ jako funkcja różnicy czasów $(t_1 - t_2)$ ma bardzo ostre maksimum. Formalnie często wyrażamy to pisząc

$$\langle L(t_1)L(t_2) \rangle = T\delta(t_1 - t_2),$$

gdzie T jest (na razie nie znaną) stałą, będącą miarą siły zderzeń.

Powyższe elementarne fakty przytoczyłem, aby podkreślić, że występowanie funkcji delta świadczy o istnieniu ostrego, ale nie nieskończonego ostrego maksimum. Jego szerokość jest rzędu czasu trwania zderzenia (lub większa). W rachunkach wygodnie jest posługiwać się funkcją delta, jest jednak błędem traktowanie jej jedynie jako matematycznej funkcji delta, bez uwzględnienia jej sensu fizycznego. Błąd ten niestety często pojawia się w literaturze matematycznej. Na takim błędnym podejściu opiera się np. tzw. rachunek Itô. Ten dział matematyki jest typowym przykładem dziedziny, w której pragnienie zbudowania ogólnych schematów zwyciężyło potrzebę głębokiego zrozumienia podstaw fizycznych. Nieco więcej indukcyjnego podejścia Smoluchowskiego mogłoby uchronić nas od zamętu i nierozważnych idei.

Trudności stają się jednak naprawdę poważne, jeśli próbujemy ten sam opis fluktuacji zastosować do innych układów, nie zwracając uwagi na prawdziwą, fizyczną przyczynę fluktuacji. Przypuśćmy, że mamy układ fizyczny, który makroskopowo (tzn. przy zaniedbaniu fluktuacji) opisany jest równaniem

$$\frac{dx}{dt} = f(x).$$

(Na ogół x oznaczać może zbiór zmiennych, lecz dla prostoty ograniczę się tylko do jednej). Zdajemy sobie teraz jednak sprawę, że w układzie tym muszą istnieć fluktuacje, gdyż wszystkie substancje — tak stałe, jak płynne, oraz ładunki elektryczne, mają budowę dyskretną. Powszechnie stosowana metoda mająca na celu uwzględnienie tych fluktuacji

sprowadza się do dodania do równań makroskopowych siły Langevina

$$\frac{dx}{dt} = f(x) + L(t)$$

o uprzednio opisyanych własnościach.

Jednakże teraz rozporozczyniają się prawdziwe kłopoty, na które po raz pierwszy zwrócił uwagę D. K. C. MacDonald. Jeśli bowiem powyższe równanie uśrednimy po czasie, to

otrzymamy

$$\frac{d}{dt} \langle x \rangle = \langle f(x) \rangle.$$

W przypadku liniowym $\langle f(x) \rangle = f(\langle x \rangle)$, więc wartość średnia spełnia równanie makroskopowe. W przypadku nieliniowym natomiast $\langle f(x) \rangle \neq f(\langle x \rangle)$, czyli wartość średnia nie spełnia tego równania. Jak w tej sytuacji można uzasadnić, że f w równaniu zawierającym fluktuacje jest identyczne z początkowym, makroskopowym f ?

W niektórych przypadkach można to zrobić. Rozważmy wahało zawieszony w powietrzu (lub w innym płynie). Równanie ruchu wahała o długości l ma postać

$$Ml \frac{d^2 \phi}{dt^2} + Mg \sin \phi = -\gamma l \frac{d\phi}{dt}.$$

Jakkolwiek powyższe równanie jest nieliniowe, to jednak bezpiecznie możemy dopisać doń siłę fluktuującą $L(t)$, gdyż wiemy, że fizyczną przyczyną tej siły są zderzenia z cząsteczkami powietrza. Jest to dookładnie taka sama siła jak ta, która działa na cząstkę brownowską, ma więc te same własności. Siła ta nie ma nic wspólnego z nieliniowością, która jest cechą czysto mechaniczną.

Rozważmy teraz laser. W tym przypadku makroskopowe równanie opisuje zespoloną amplitudę pola E i w prostym przypadku ma ono postać

$$\frac{d}{dt} E = aE - b|E|^2 E.$$

Pierwszy człon opisuje zjawisko pompowania, a drugi nieliniowe oddziaływanie pola z atomami. Aby uwzględnić fluktuacje pola, do równania tego dodaje się człon Langevina (a także pewien człon opisujący tłumienie). Wówczas równanie przybiera postać

$$\frac{d}{dt} E = (a - c)E - b|E|^2 E + L(t).$$

Zauważmy, że $L(t)$ nie można teraz interpretować jako siły pochodzącej od zderzeń, zatem przypisanie jej tych samych co uprzednio własności byłoby nieuzasadnione. Ażeby znaleźć poprawny opis fluktuacji w laserze powinno się zbadać mechanizm fizyczny, który jest ich przyczyną. Już w samym padającym świetle pompującym istnieją fluktuacje, co sprawia, że współczynnik pompowania a jest wielkością fluktuującą; w rezultacie dochodzimy do stochastycznego równania różniczkowego zupełnie odmiennego typu niż

sprowadza się do dodania do równań makroskopowych siły Langevina

$$\frac{dx}{dt} = f(x) + L(t)$$

o uprzednio opisanych własnościach.

Jednakże teraz rozpoczynają się prawdziwe kłopoty, na które po raz pierwszy zwrócił uwagę D. K. C. MacDonald. Jeśli bowiem powyższe równanie uśrednimy po czasie, to otrzymamy

$$\frac{d}{dt}\langle x \rangle = \langle f(x) \rangle.$$

W przypadku liniowym $\langle f(x) \rangle = f(\langle x \rangle)$, więc wartość średnia spełnia wyjściowe równanie makroskopowe. W przypadku nieliniowym natomiast $\langle f(x) \rangle \neq f(\langle x \rangle)$, czyli wartość średnia nie spełnia tego równania. Jak w tej sytuacji można uzasadnić, że f w równaniu zawierającym fluktuacje jest identyczne z początkowym, makroskopowym f ?

W niektórych przypadkach można to zrobić. Rozważmy wahadło zawieszone w powietrzu (lub w innym płynie). Równanie ruchu wahadła o długości l ma postać

$$Ml \frac{d^2 \phi}{dt^2} + Mg \sin \phi = -\gamma l \frac{d\phi}{dt}.$$

Jakkolwiek powyższe równanie jest nieliniowe, to jednak bezpiecznie możemy dopisać doń siłę fluktuującą $L(t)$, gdyż wiemy, że fizyczną przyczyną tej siły są zderzenia z cząsteczkami powietrza. Jest to dokładnie taka sama siła jak ta, która działa na cząstkę brownowską, ma więc te same własności. Siła ta nie ma nic wspólnego z nieliniowością, która jest cechą czysto mechaniczną.

Rozważmy teraz laser. W tym przypadku makroskopowe równanie opisuje zespoloną amplitudę pola E i w prostym przypadku ma ono postać

$$\frac{d}{dt} E = aE - b|E|^2 E.$$

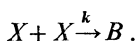
Pierwszy człon opisuje zjawisko pompowania, a drugi nieliniowe oddziaływanie pola z atomami. Aby uwzględnić fluktuacje pola, do równania tego dodaje się człon Langevina (a także pewien człon opisujący tłumienie). Wówczas równanie przybiera postać

$$\frac{d}{dt} E = (a-c)E - b|E|^2 E + L(t).$$

Zauważmy, że $L(t)$ nie można teraz interpretować jako siły pochodzącej od zderzeń, zatem przypisanie jej tych samych co uprzednio własności byłoby nieuzasadnione. Ażeby znaleźć poprawny opis fluktuacji w laserze powinno się zbadać mechanizm fizyczny, który jest ich przyczyną. Już w samym padającym świetle pompującym istnieją fluktuacje, co sprawia, że współczynnik pompowania a jest wielkością fluktuującą; w rezultacie dochodzimy do stochastycznego równania różniczkowego zupełnie odmiennego typu niż

naiwne równanie Langevina. Przydałby się nam nowy Smoluchowski do rozwiązania takiego problemu.

Sytuacja przedstawia się lepiej w przypadku reakcji chemicznych, być może dlatego, że wtedy naiwne uogólnienie Langevina w oczywisty sposób nie jest poprawne. Rozważmy prosty przykład, gdy cząsteczki X łączą się ze sobą tworząc związek B , który jest nieaktywny



Makroskopowe równanie opisujące zmianę koncentracji x substancji aktywnej ma postać

$$\frac{dx}{dt} = -2kx^2.$$

W opisywanym przypadku występują fluktuacje, bowiem spotkanie dwu cząsteczek X jest zdarzeniem losowym. Gdybyśmy chcieli ten fakt uwzględnić dodając człon Langevina, to jest pisząc

$$\frac{dx}{dt} = -2kx^2 + L(t),$$

otrzymalibyśmy absurdalny wynik, że nawet po bardzo długim czasie cząsteczki X mogą tworzyć się przypadkowo i że ich koncentracja może stać się ujemna. Aby tego uniknąć, przede wszystkim należy uwzględnić fakt, że fluktuacje są rzędu pierwiastka kwadratowego z liczby obecnych w układzie cząsteczek. Można by więc napisać

$$\frac{dx}{dt} = -2kx^2 + \sqrt{x}L(t).$$

Okazuje się jednak, że i takie postępowanie nie prowadzi do poprawnego wyniku. W tym przypadku wiemy jednak na tyle dużo o pochodzeniu fluktuacji, że możemy napisać ściśle równanie ewolucji prawdopodobieństwa. Niechaj n będzie liczbą cząsteczek X w objętości Ω i niechaj $P(n, t)$ będzie prawdopodobieństwem, że w chwili t mamy dokładnie n cząsteczek X . Zatem prawdopodobieństwo, że w następnym przedziale czasowym dt nastąpi reakcja, jest proporcjonalne do liczby dostępnych cząsteczek n pomnożonej przez gęstość n/Ω możliwych partnerów, z którymi może nastąpić reakcja. Jest więc ono równe

$$k \frac{n^2}{\Omega} dt.$$

Wobec tego zmiana w czasie wielkości $P(n, t)$ opisana jest następującym równaniem typu zysk-strata

$$\frac{d}{dt} P(n, t) = -k \frac{n^2}{\Omega} P(n, t) + k \frac{(n+2)^2}{\Omega} P(n+2, t).$$

Równanie to nosi nazwę M-równania¹ (*master equation*) i w zasadzie określa ono dokładnie rozkład prawdopodobieństwa $P(n, t)$ dla cząsteczek w dowolnej chwili $t > 0$, jeśli

¹ Zobacz tłumaczenie książki Marka Kaca *Kilka zagadnień stochastycznych fizyki i matematyki*, PWN, Warszawa 1961, str. 40–42. W literaturze polskiej nazywane jest ono zwykle równaniem fundamentalnym (przyp. Red.).

tylko wiadomo, że początkowo było n_0 cząsteczek. Warunek ten możemy zapisać następująco:

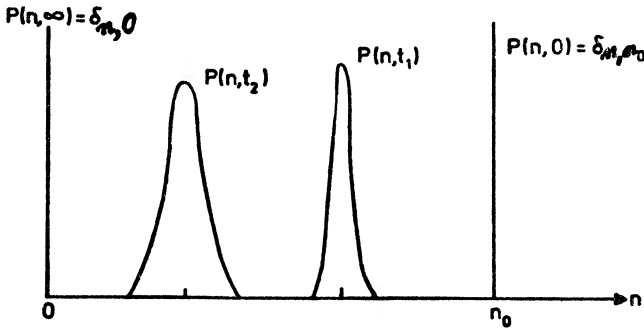
$$P(n, 0) = \delta_{n, n_0}.$$

Pojawia się teraz nowe pytanie. Opisałem ewolucję układu jako proces stochastyczny i uważam, że opis ten dostarcza całej możliwej informacji. Ale w jaki sposób można w tym przypadku odtworzyć prawo makroskopowe? Jak z zachowania się rozkładu prawdopodobieństwa wydobyć równanie deterministyczne?

Termin „makroskopowe” oznacza takie prawo, w sformułowaniu którego zaniedbane zostały fluktuacje. Powinniśmy zatem zbadać przypadek graniczny, gdy fluktuacje znikają. Jest to granica termodynamiczna:

$$\Omega \rightarrow \infty, \quad n \rightarrow \infty, \quad n/\Omega = \text{const} < \infty.$$

W istocie deterministyczny opis uzyskujemy w następujący sposób. Na rys. 1 naszkicowano



Rys. 1. Ewolucja wielkości P

ewolucję wielkości P . Położenie maksimum zmienia się w czasie zgodnie z makroskopowym równaniem reakcji. Względna szerokość maksimum jest rzędu $\Omega^{-1/2}$ i jest miarą wielkości fluktuacji.

Przyczyną sukcesu podejścia Langevina w analizie cząstek brownowskich jest występowanie w tym przypadku rzeczywistej siły fizycznej $L(t)$, działającej na cząstkę i powodującej fluktuacje. Powodem, że opis ten nie jest dobry w przypadku reakcji chemicznych (i podobnych zagadnień, jak np. zagadnienia dynamiki populacji) jest to, że w takim przypadku szum jest wewnętrzny, jest on integralną częścią mechanizmu reakcji. Nie możemy tutaj dzielić układu na podukład i otaczający go zbiornik, który oddziałuje stochastycznie na podukład.

A jak to wygląda w mechanice kwantowej, gdzie podział układów jest operacją znacznie delikatniejszą?

W ostatnich latach bardzo rozwinęły się badania szumu kwantowego. Oczywiście cała przyroda ma charakter kwantowy, lecz przez określenie „szum kwantowy” rozumie się fluktuacje, które w istotny sposób zależą od stałej Plancka \hbar . Czy dla odpowiednio dobranych układów kwantowych możliwe jest skonstruowanie kwantowego równania Langevina?

I tutaj znowu dają się zauważyć dwa różne rodzaje podejść do zagadnienia. Naukowcy o mentalności dedukcyjnej próbują uogólnić matematykę równania Langevina na przypadek, gdy zmienne są nieprzemienne. Natomiast badacze o umysłowości indukcyjnej badają konkretne układy fizyczne (oczywiście odpowiednio proste).

Rozpatrzę teraz pewien układ modelowy, dla którego można przeprowadzić pełną analizę. Rozważmy jeden „ciężki” oscylator harmoniczny oddziałujący z kąpielą wielu lekkich oscylatorów. Równania ruchu określa hamiltonian

$$H(P, Q, p_n, q_n) = \frac{P^2}{2M} + \frac{1}{2} M\Omega^2 Q^2 + \frac{1}{2} \sum_n (p_n^2 + \Omega_n^2 q_n^2) + \sum_n \varepsilon_n q_n Q.$$

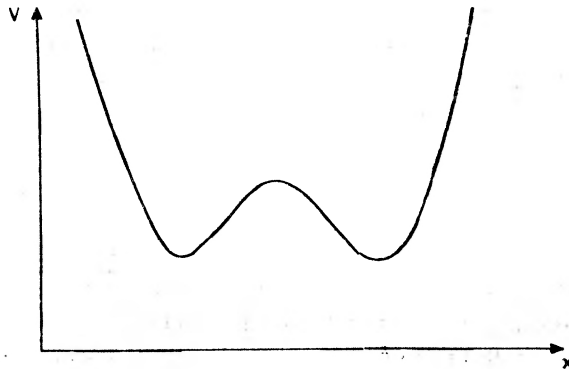
W teorii klasycznej równania ruchu można rozwiązać ściśle, ponieważ są one liniowe. Okazuje się, że ruch ciężkiego oscylatora można rzeczywiście opisać równaniem Langevina, jeśli tylko kąpiel lekkich oscylatorów jest w równowadze cieplnej.

W mechanice kwantowej można także rozwiązać odpowiednie równania ruchu. W istocie, ze względu na swoją liniowość, równania te mają rozwiązania takie same, jak równania klasyczne. Inny jest jednak stan równowagi cieplnej. Z elementarnych, aczkolwiek skomplikowanych obliczeń wynika, że zachowanie ciężkiej cząstki nie jest opisane równaniem Langevina (oczywiście pomijając przypadek, gdy temperatura jest tak wysoka, że można zaniedbać wszystkie efekty kwantowe, tj. gdy $\hbar\Omega \ll kT$).

Powyższy model opisuje np. wnękę z wchodzącym do niej i wychodzącym z niej promieniowaniem elektromagnetycznym. Można oczywiście mieć zastrzeżenia, że model ten jest zbyt bliski układowi klasycznemu, aby móc ujawnić najważniejsze cechy szumu kwantowego. Jeśli wnękę zastąpimy układem nieliniowym, takim jak np. atom, usuwamy powyższe zastrzeżenia, lecz wówczas nie znamy jawnych rozwiązań.

Innym, bardzo interesującym przykładem jest złącze Josephsona. Jest to układ nadprzewodnikowy, którego zachowanie można opisać jedynie za pomocą mechaniki kwantowej. Układ ten ma wiele stanów stacjonarnych i w chwilach wyraźnie przypadkowych spontanicznie przełącza się z jednego stanu do drugiego. Taką sytuację może symbolizować cząstka kwantowa w jamie bistabilnego potencjału (rys. 2).

Cząstka ta może oczywiście tunelować z jednej części jamy potencjału do drugiej.



Rys. 2. Potencjał bistabilny

W złączu Josephsona występują jednak również fluktuacje termiczne. Można je uwzględnić sprzęgając naszą cząstkę z kąpielą oscylatorów harmonicznych. Jaki to ma wpływ na wartość prawdopodobieństwa tunelowania? Rozważany układ jest oczywiście z natury układem nieliniowym i dlatego możliwe są tylko obliczenia przybliżone. Jak dotąd nie uzyskano jeszcze w pełni zadowalających wyników.

Podsumowując: na kilku przykładach z mechaniki statystycznej próbowałem wykazać, że indukcyjne podejście typu Smoluchowskiego jest bardzo owocne i często niezastąpione.

Prace Einsteina i Smoluchowskiego dostarczyły mi okazji do rozważań nad różnicą między mentalnością dedukcyjną i indukcyjną. Jest dość zaskakujące, że fizycy napotykając nowe problemy często podchodzą do nich najpierw z ogólnego, dedukcyjnego punktu widzenia. Dopiero, gdy to stwarza kłopoty, próbują podejścia bardziej indukcyjnego. Należy mieć nadzieję, że dzieje się to, zanim podejście dedukcyjne spowoduje tyle zamieszania, iż „zanieczyści” pole na długi czas, jak to miało miejsce w przypadku fluktuacji w układach nieliniowych. Oby znalazło się więcej badaczy typu Smoluchowskiego!

Tłumaczyli:

Danuta Śledziwska i Łukasz A. Turski

Zakład Fizyki Teoretycznej PAN
Warszawa

WSPOMNIENIA — ROCZNICE

Konrad Bleuler

Institut für Theoretische Kernphysik
 Universität Bonn
 Bonn, RFN

Garść wspomnień o Wolfgangu Paulim i o wczesnym okresie pobytu w Zurychu *

The Little I Remember from Wolfgang Pauli and the Early Days in Zurich

Minęło już ponad 25 lat od śmierci Wolfganga Pauliego (zmarł on dn. 15 grudnia 1958). Niech mi wolno będzie więc przypomnieć tego wielkiego i niezapomnianego uczonego z lat, kiedy byłem jego studentem oraz z nieco późniejszego okresu — bliższych kontaktów osobistych. Powróćmy zatem do roku 1932, tzn. cofnijmy się o ponad 50 lat, do czasu, kiedy rozpocząłem studia fizyki w Politechnice Federalnej w Zurychu (ETH). Właściwie nie był to mój pierwszy okres studencki, ale to był rok, w którym pod wpływem wielkiej naukowej rewolucji umożliwiającej głębszy wgląd w podstawowe prawa przyrody — zmieniłem kierunek z politechnicznego na fizykę. Istotnie, czuliśmy ciągle jeszcze odblask tego wielkiego ognia, który zmienił do głębi konwencjonalne i pozornie niezienne zasady fizyki i uTOROWAŁ drogę do nowych podstawowych praw — myślę o prawach teorii względności i teorii kwantów, o tych dwóch filarach, podtrzymujących wielki gmach dzisiejszej relatywistycznej teorii pól kwantowych, wraz z wszystkimi daleko sięgającymi zastosowaniami. Mimo że ciągle jeszcze daleko jest do zakończenia rozwoju tej dziedziny, bulwersowanej wieloma nierozwiązanymi problemami, to jednak te dwa filary stały i stoją niewzruszone przez wszystkie minione lata.

Pośród młodych naukowców, którzy byli odpowiedzialni za podstawowe odkrycia — myślę tu o Einsteinie, Heisenbergu, Diracu, Jordanie itd. (mających po dwadzieścia kilka

* Artykuł napisany dla *Postępów Fizyki*. Prof. Konrad Bleuler urodził się w 1912 r. w kantonie berneńskim w Szwajcarii. Pochodzi (ze strony ojca) z zurychskiej inteligencji technicznej. Dziadek jego był rektorem znanej Politechniki Zurychskiej (ETH). Studiował na ETH w latach 1931—36, początkowo inżynierię, a potem fizykę. Doktoryzował się w 1942 r. w zakresie matematyki. Był asystentem w ETH oraz w uniwersytetach w Genewie i Zurychu. W latach 1956—60 był profesorem fizyki teoretycznej w Neuchâtel, a od 1960 r. — dyrektorem Instytutu Teoretycznej Fizyki Jądrowej Uniwersytetu w Bonn. W r. 1980 przeszedł na emeryturę. Prace jego są z zakresu matematyki, teorii pola, fizyki ciała stałego, fizyki jądrowej i fizyki matematycznej. Utrzymuje bliski kontakt z fizykami polskimi (przyp. Red.).

lat w okresie ich decydujących odkryć) — Pauli odgrywa z różnych względów szczególną rolę. Przede wszystkim, będąc aktywny w obu podstawowych dziedzinach fizyki, tzn. w teorii względności i teorii kwantów, i to ze znakomitymi wynikami, posiadał równocześnie głęboką znajomość właściwie wszystkich dziedzin fizyki, włączając głęboką wiedzę z zakresu historii nauki, a zwłaszcza historycznego rozwoju podstawowych problemów fizyki (jego prywatna korespondencja pełna jest oryginalnych idei i rzeczywiście inspirujących filozoficznych uwag). Oczywiście ja sam nie jestem w stanie zrelacjonować adekwatnie osiągnięć Pauliego oraz jego głębokich myśli (ani jego dalekosiężnych nadziei) w zakresie fizyki teoretycznej. Pragnąłbym jednak — a pewnie wszyscy coś słyszeli o uwagach Pauliego tak zapadających w pamięć z racji humoru, czasem dość sarkastycznego — opowiedzieć o moich osobistych wspomnieniach (włączając wspomnienia otoczenia i najbliższych kolegów) z czasów Pauliego w Zurychu, gdzie mieszkał przez większą część swych dojrzałych lat i gdzie przedwcześnie — w wieku lat 58 — zmarł. Choć usłyszycie Państwo kilka zabawnych historyjek, a także dowiedzie się o kilku zaskakujących wydarzeniach, proszę o uświadomienie sobie faktu, że te zabawne, lekkie historyjki odbijają od zgoła innego tła: twardej wewnętrznej walki o prawdę naukową, walki nie pozbawionej gorzkich rozczarowań i wczesnego zetknięcia z tragiczną stroną ludzkiego życia.

Z drugiej strony, Pauli w swych młodzieńczych latach był niezwykle błyskotliwym uczonym — wprost geniuszem. W wieku lat 19 napisał swój słynny artykuł do encyklopedii¹ na temat szczególnej i ogólnej teorii względności, który to artykuł skłonił Alberta Einsteina do mianowania Pauliego swym naukowym i duchowym następcą. Dla Pauliego ta rola stała się w istocie ogromnym ciężarem w latach późniejszych. Nie ma potrzeby szczegółowego wymieniania jego podstawowych prac, np. o zakazie Pauliego (starannie sprawdzonym w odniesieniu do faktów spektroskopii przed publikacją), o wprowadzeniu spinorów (najbardziej podstawowy krok matematyczny — w związku z tym Pauli miał absolutną rację krytykując ostro teorie spinu oparte na idei ciał wirujących), o opartej na teorii grup, rzeczywiście nowoczesnej metodzie badania atomu wodoru (na krótko przed pracą Schrödingera). Ukoronowaniem wreszcie tego wczesnego okresu był artykuł o podstawach relatywistycznej teorii pola kwantowego, napisany wspólnie z Wernerem Heisenbergiem. Zgodnie z ostatnio opublikowanymi listami staje się jasne, że Pauli przyczynił się także w bardzo istotny sposób do sformułowania zasady nieoznaczoności. Dzięki wprowadzeniu zasady cechowania ta koncepcja została bardzo rozszerzona i tworzy obecnie trzon dzisiejszej teorii. Tragicznym zbiegiem okoliczności Pauli nie dożył tego momentu, a jego osobiste wątpliwości i surowa krytyka tej koncepcji stały się główną udręką jego późniejszych naukowych lat i doprowadziły go do niezwykle pesymistycznej oceny własnych osiągnięć naukowych oraz panujących wówczas podstawowych poglądów.

Po tym raczej ponurym przeglądzie, wróćmy jednak do wczesnych lat Pauliego, lat pełnych entuzjazmu dla nauki, choć entuzjazmu nie pozbawionego krytycyzmu, z dużą domieszką poczucia humoru. Bardzo lubił, gdy przyjaciele zwracali się do niego w listach „Drogi, okropny Pauli”. Będąc najmłodszym z grupy „młodzików”, którzy stworzyli podstawy mechaniki kwantowej — zwanej wówczas „Knabenphysik” („fizyka chłopców”) przez uznanych uczonych — właśnie Pauli nie wahał się wyrazić w najzupelniej bezpośredni

¹ „Relativitätstheorie” w *Enzyklopedie d. Mathematischen Wissenschaften*, str. 273 (1921) (przyp. Red.).

sposób swej opinii o pewnych przedstawicielach starszej generacji. W związku z tym, przypominam sobie, jak naśladował sławnego wówczas profesora Nernsta, którego nazywał prawdziwym „Herr Professor” — termin ten odpowiednio wypowiedziany w języku niemieckim nadaje temu tytułowi pompatyczności (nie można tego adekwatnie przetłumaczyć na język angielski). Typowym przykładem z tego okresu jest następująca historyjka o Paulim: pewnego dnia był gościem wybitnego profesora fizyki, który właśnie usiłował mu dokładnie wytłumaczyć, jak znaleźć pewne miejsce w mieście (już wtedy Pauli słyszał ze swej nieporadności); gdy wrócił, zapytano go uprzejmie, czy znalazł owo miejsce. Pauli odparł: „O tak, Herr Professor, to było bardzo łatwe. Pańskie objaśnienia są niezwykle jasne, jeśli nie dotyczą fizyki”.

Z ogólnego punktu widzenia, ktoś mógłby powiedzieć, że prawda naukowa stanowiła dla Pauliego rodzaj religii, a niejasne czy błędne stwierdzenie na sali wykładowej było dla niego obrazą Ducha Świętego. Ten fakt można zilustrować inną historyjką: Profesor Ernst Stückelberg znany był już wówczas ze swoich bardzo oryginalnych idei naukowych, uznanych i przyjętych przez innych, m. in. przez Richarda Feynmana, który rozwinął niektóre jego zasady. Podczas wykładu, na którym Stückelberg przedstawiał swoje nowe poglądy, Pauli naturalnie mocno oponował. Proroka jednakże — a Stückelberg był prorokiem — nie tak łatwo powstrzymać, gdy głosi swe proroctwa. Pauli, w stanie frustracji, groził więc Stückelbergowi kijem używanym do wskazywania na tablicy, tak, że seminarium skończyło się niczym legendarna walka o Troję: Pauli, dość korpulentny, gonił Stückelberga wokół katedry w sali wykładowej.

A oto inny „happening”, który zapamiętałem. Na jednym z seminariów fizyki ogólnej niezbyt zdolny młody naukowiec wdał się w zawile teoretyczne wyjaśnienia. Pauli, jak zwykle pozornie śpiący, nagle podskoczył i nie czekając na koniec zdania — krzyknął: „Nigdy dotąd nie zdarzyło mi się słyszeć równie złego wykładu” — i parsknął śmiechem, w charakterystyczny dla niego chłopięcy sposób. Auditorium po prostu zamarło, ale w rezultacie każdy z nas zdał sobie sprawę, jak starannie musi przygotować wykład na to seminarium.

Niezapomniane są dla mnie także teoretyczne seminaria organizowane na Uniwersytecie w Zurychu przez nieżyjącego już prof. Gregora Wentzla, który był osobistym przyjacielem i wielkim wielbicielem Pauliego (czuję się zobowiązany wspomnieć tu, że Wentzel utrzymywał swego przyjaciela w trudnym okresie wojny — Pauli prawie utracił swe stanowisko ze względu na swą nieobecność w Zurychu — w sposób bardzo wspaniałomyślny, pozbawiony zupełnie egoizmu). W tych teoretycznych seminariach uczestniczyli m. in. Pauli, Stückelberg, a od czasu do czasu także Weisskopf, Kemmer i Bargman. I choć ta mała salka wykładowa, wyposażona w brzydkie drewniane ławki, była nędzna i pełna dymu ze specjalnych cygar Wentzla, które nie wypalały się nigdy, i fajki Pauliego, która zużywała więcej zapalek niż tytoniu — to salkę tę można było porównać z Wysokim Trybunałem, w którym prace naukowe były sądzone surowo niczym oskarżeni. Czasem miało się wrażenie, że niektóre rękopisy zostaną podarte na strzępy i oficjalnie skazane na śmierć. Przy tych okazjach powstały oceny Pauliego dotyczące prac naukowych: 1) „nowa i fałszywa”

(„new and false”); 2) „stara i prawdziwa” („old and right”), oraz klasyfikacja najniższa 3) „nawet nie fałszywa” („even not wrong”).

Takie historyjki mógłbym opowiadać godzinami. Niewątpliwie jest prawdą, że młodzi naukowcy byli czasem głęboko dotknięci i sfrustrowani ostrymi uwagami Pauliego. Z drugiej jednak strony muszę podkreślić fakt, że Pauli w życiu prywatnym był przyjacielski i bardzo miły. Z największą przyjemnością wspominam nasze regularne koncerty wieczorne w Zurychu. Organizowanie ich było specjalnym obowiązkiem asystenta Pauliego, a był nim wtedy Charles Enz, obecnie profesor w Genewie. Zadanie to nie było bynajmniej trywialne: 1) musiał on wertować gazety, by zapoznać się z programami koncertów; 2) uwzględniając muzyczne predylekcje Pauliego, winien wybierać między Bachem a Schubertem (w żadnym razie nie mógł to być Brahms); 3) obowiązany był kupować bilety dla Pauliego i kilku młodych współpracowników oraz asystentów, którzy byli właśnie w Zurychu; i wreszcie — on przypominał Pauliemu o dniu koncertu. Uważam, że był to bardzo miły zwyczaj ze strony Pauliego — radować się muzyką w towarzystwie młodych kolegów. Do dziś pamiętam, jak głębokie wrażenie wywarł na nim Isaac Stern grający solo sonaty Bacha na skrzypce, czy też kameralny koncert, na którym grano wspinały kwartet smyczkowy C-dur Schuberta (z dwiema wiolonczelami). Pamiętam, że w rezultacie Pauli przestudiował biografię Schuberta opracowaną przez Baumgartnera, z której cytował nawet kilka interesujących szczegółów z życia Schuberta. Przypominając sobie te wieczory po tylu latach, w związku z późniejszym, raczej smutnym rozwojem wypadków, skłonny jestem sądzić, że ta niezapomniana muzyka stanowiła dla niego swoiste wyzwolenie z napięć i walk wewnętrznych. Niezapomnianym przeżyciem był dla mnie wysłuchany wraz z Paulim w jego domu — z hi-fi — późny kwartet A-moll Beethovena ze wspaniałym *adagio*, które brzmi jak niebiański głos.

Wydaje się, że regularne podróże Pauliego do Włoch były dla niego prawdziwym wytchnieniem. Bardzo się nimi cieszył, m. in. bardzo lubił tę miłą i ożywioną atmosferę, panującą na konferencjach Włoskiego Towarzystwa Fizycznego. Włoscy organizatorzy zawsze znajdowali okazję dla uczczenia wielkich nazwisk, takich jak Galileusz, Volta itp., i znajdowali również (dziś to minęło) bogatego przemysłowca, by zapewnić niezbędne środki finansowe. Pamiętam np., że na pożegnalnym przyjęciu dziś już legendarnej konferencji w Cagliari studenci podnosili swych profesorów na rękach i podrzucali ich w górę. Pauli obserwując tę scenę zauważył, być może z gorzką dwuznacznością: „Wydaje się, że jestem dla nich za ciężki”. Zgodnie z tym, co usłyszałem od włoskich przyjaciół, należałoby napisać cały tom poświęcony Pauliemu, zatytułowany „Pauli we Włoszech”. Tu pozwolę sobie zacytować ostatni komentarz Pauliego na temat jego sentymentalnych podróży do Włoch: „Zupełnie nie znam włoskiego, ale starczą mi trzy słowa — „ancora una bottiglia” — (jeszcze jedną butelkę)”.

Przychodzi mi na myśl kolejna historyjka z pierwszej ręki, przekazana mi przez Heinza Hopfa. (Pozwolę sobie zauważyć, że Hopf niezależnie od tego, że był wielkim matematykiem i następcą Hermana Weyla, był niezwykle życzliwym człowiekiem, który często zapraszał studentów do swego prywatnego domu, i był równocześnie znakomitym wykładowcą: uczyliśmy się od niego nie tylko nowych twierdzeń, ale dostrzegaliśmy rzeczywiste piękno matematycznych struktur). Hopf mieszkał w tym samym miasteczku co Pauli, tuż pod

Zurychem, toteż zwykł był z nim chadzać na wieczorne spacery. Winienem Państwu jednak wyjaśnienie, że w Szwajcarii taki spacer dwóch starszych panów staje się zwykle „linią geodezyjną” do najbliższej piwiarni. Hopf opowiada właśnie o takim spotkaniu. Wspomina, jak to Pauli nagle ruszył do przodu wymachując ramionami i powtarzając ciągle te same słowa. Hopf sądził, że jest świadkiem historycznego momentu, tzn. narodzin nowej, może jeszcze bardziej fundamentalnej zasady Pauliego. Dogonił więc Pauliego by usłyszeć słowa: „kieliszek białego wina, kieliszek...”.

Inną historyjkę, w której podstawowa nowa zasada odgrywa decydującą rolę, znaleźć można w sztuce „Fizycy” Friedricha Dürrenmatta, który może uchodzić za Pauliego literatury. Znałem wówczas całkiem nieźle Dürrenmatta, bo mieszkaliśmy w Jurze na tej samej górze, nad jeziorem Neuchâtel. Głęboko zainteresowany podstawowymi strukturami przyrody, posiadał wyraźne rozeznanie ogromu wszechświata i zdumiewali go ci naukowcy, którzy rościli sobie pretensje do głębszej znajomości podstaw przyrody, ponieważ on sam był doskonale świadom ograniczeń ludzkiego umysłu. (Istotnie dał wyraz temu pogładowi w niezapomnianym wystąpieniu na zakończenie sympozjum, które zorganizowaliśmy w Jurze). Posłusznie spełniając życzenie Dürrenmatta, sprowadziłem do jego domu same wyborowe okazy uczonych, przede wszystkim Pauliego, którego można uważać za Dürrenmatta fizyki i z którym gospodarz nawiązał natychmiastowy kontakt. Byli też i inni wybitni uczeni, włączając noblistów: Bardeena i Mössbauera oraz Hansa Jensena. Wszyscy przyjęci zostali niezwykle uprzejmie i napojono ich najlepszymi czerwonymi winami, ulubionymi przez gospodarza (Dürrenmatt specjalizował się w starych rocznikach bordeaux). Jednakże nikt spośród gości nie był świadom roli, jaką ma zagrać w tej sztuce. Okazało się bowiem, że Dürrenmatt jest jakby szwajcarskim Dantem. A Dante, jak Państwo pamiętają, ulokował kilku najwybitniejszych współczesnych w piekle. Dzisiejsi czytelnicy nie ulegają już magii tego rozżarzonego miejsca, wobec czego Dürrenmatt zamknął najwyższych kapłanów fizyki w klinice psychiatrycznej czy w domu wariatów. Najistotniejszym punktem jednakże była definicja prawdziwie podstawowego odkrycia: raz ogłoszone przez uczonego nie może już nigdy być wycofane, nawet jeśli autor czynić będzie w tym celu wszelkie wysiłki (w tej sztuce Einstein rzeczywiście usiłuje wymazać swe odkrycia i w tym celu zamyka się w klinice). Pozwolę sobie w związku z tą historyjką przytoczyć inny typowy dla Dürrenmatta pogląd na naukę: gdy przyprowadziłem do jego gabinetu bardzo znanego astrofizyka — chodzi o niezapomnianego Alfreda Schilda — padło natychmiast pytanie: „Czy jest Pan pewny, że kontynuując swe głębokie badania nie dojdzie Pan w końcu do doskonałej sprzeczności?” Od tej chwili i ja stawiam zawsze to pytanie naukowcom ze wszystkich krajów. Dürrenmatt zadając to pozornie proste pytanie dotknął w istocie głębokiej tajemnicy związków między abstrakcyjnymi strukturami teoretycznymi (tzn. matematycznych dedukcji wynikających z fundamentalnych założeń — pochodzących do pewnego stopnia ze świata głęboko zakorzenionych, najczęściej geometrycznych intuicji) — z jednej strony, a empirycznymi faktami (tzn. rezultatami fizyki doświadczalnej, uzyskiwanymi dzisiaj zwykle za pomocą ogromnych wysiłków technicznych) — z drugiej. Nie jest rzeczą powszechnie znaną, że Pauli, jak to wynika z jego rzeczywiście frapującej i szerokiej korespondencji prywatnej (niestety jeszcze nie w pełni opublikowanej), miał rzeczywiście

interesujące i dalekosiężne idee na temat tego podstawowego zagadnienia². Przede wszystkim — na ile pamiętam z prywatnych dyskusji — nie zgadzał się z naiwnym poglądem (niestety obiegowym i dzisiaj), który utrzymuje, że prace badawcze w fizyce polegają na wykonaniu tylu pomiarów, ile tylko możliwe, w celu potwierdzenia lub odrzucenia kolejnych teorii. Pauli uważał, że istnieją głęboko „wbudowane” struktury w naszym świecie idei (wspólne wszystkim ludziom i tym przypominające filozofię platońską), które (po długim rozwoju, prześlędzonym na przestrzeni historii) doprowadziły w końcu do naszych podstawowych koncepcji fizyki. Sądzę, że dlatego właśnie Pauli był zainteresowany głównie filozoficzną i tajemniczą częścią prac Keplera, które analizował w bardzo interesujący sposób. Dobrze znany termin „pierwowzór”, który odgrywa decydującą rolę w tej pracy, doprowadził Pauliego do ciekawych dyskusji z C. G. Jungiem i jego szkołą, czego wynikiem była wspólna publikacja. (W związku z tym nie mogę pominąć milczeniem faktu, że wydaje się jakoby Jung nie dotarł do głębszego zrozumienia idei Pauliego i podstawowych problemów nauki w ogóle).

Z drugiej strony Pauli zajął się dokładnym historycznym badaniem rozwoju podstawowych pojęć fizycznych, a w szczególności rozwoju pojęcia przestrzeni aż do późnego średniowiecza, okresu w którym pojęcie ciał fizycznych i idea przestrzeni nie były jeszcze rozdzielone, a nawet były przemieszane z zasadami religijnymi. Pauli, który pisał zawsze doskonale klarowne prace naukowe (w przeciwieństwie do wykładów), odznaczające się nawet znakomitym stylem, w tych pracach wykazuje zgoła poetycką fantazję. Szczególnie, kiedy mówi, że filozofowie późniejszego okresu zaczerpnęli abstrakcyjne pojęcie przestrzeni od bogów z Olimpu (wg Kanta była to pierwotna potrzeba myślenia). Fizycy (np. Einstein) mieli trudne zadanie, żeby sprowadzić pojęcie przestrzeni z powrotem na ziemię. W przeciwieństwie do tych historycznych rozważań, Pauli rozmyślał także nad przyszłym rozwojem nauki i w związku z tym stawiał pytanie o prawdziwy cel nauki i uniwersalne uzasadnienie uprawiania fizyki. Uświadomienie sobie faktu, że Pauli widział pewne podobieństwo (w ostatecznym celu) do czynności religijnych — robi wielkie wrażenie. W obu przypadkach posługuje się niemieckim terminem „Heilsweg” — święta droga. W związku z tym Pauli ostrzegał, że prace badawcze w zakresie fizyki mogą w przyszłości być sprowadzane coraz bardziej do czysto technicznego rozwoju, związanego z praktycznymi, nawet finansowymi potrzebami.

Po wielu latach poświęconych tym filozoficznym zainteresowaniom, Pauli nagle — pod wpływem Wernera Heisenberga i kilku nowych frapujących odkryć fizycznych — powrócił do czystej i podstawowej fizyki. Przypominam sobie w związku z tym okres ostatnich miesięcy 1957 r., tzn. na rok przed jego śmiercią. Przeczując w jakiś sposób — choć przecież nie wiedząc — że tylko krótki czas zostaje mu do pracy, ogromnym wysiłkiem starał się wyjść poza ówczesną kwantową teorię pola, która — mimo że był jej twórcą wraz z Wernerem Heisenbergiem — nigdy go naprawdę nie zadowalała. W szczególności uważał, że określone rozszerzenie oraz podstawowa zmiana może być niezbędna dla zrozumienia

² Patrz np. K. V. Laurikainen, *Wolfgang Pauli and Philosophy*, Research Institute for Theoretical Physics, Helsinki 83—6.

np. wewnętrznej budowy protonu i jednocześnie dla przezwyciężenia problemu pojawiających się osobliwości, tzn. problemu energii własnej. Pauli przy formułowaniu teorii nie lubił „renormalizowania”. Jako punkt wyjścia przyjął model Heisenberga (najniefortunniej nazwany wówczas przez pewnych dziennikarzy „Weltformel” czyli „formuła świata”), który to nagle po latach odrzucania przyjął z entuzjazmem. Pracował kilka tygodni dniami i nocami, wymieniał z Heisenbergiem liczne listy i telegramy; chwilami sądził, że prawie osiągnął swój cel. Przypominam sobie, jak Pauli w drodze na wspólny obiad stawał na środku drogi i wymachując rękoma mamrotał: „Wszystko wynika, wszystko...”. Niestety, okres ten zakończył się dość tragicznie — właściwie załamaniem nerwowym.

Bardzo niefortunnie się stało, że wyjechał w tym stanie zdrowia do Stanów Zjednoczonych i przyjął zaproszenie — zdaje się Uniwersytetu Columbia — na seminarium, by mówić o swej niedokończonych pracy, o której było już wiele hałasu we wszystkich gazetach świata. Pauli został wówczas ostro zaatakowany przez młodą generację wybitnych naukowców (być może wynikało to z zawiści czy niedowierzania). Pauli ze swej strony był szczery i dostatecznie samokrytyczny, żeby przyznać, że nie jest w stanie odpowiedzieć na zarzuty i właściwie — sądzę, że także ze względu na bardzo zły stan zdrowia — poddał się. W konsekwencji uważano, że to seminarium zakończyło się triumfem młodej generacji nad starym człowiekiem. Praca Heisenberga skazana została na śmierć, a werdykt — przyjęty i mocno podkreślony również przez Pauliego — słyszy się jeszcze dzisiaj: „Heisenberg nie miał racji”. Wielu z Państwa pamięta może, a może słyszało, o tym niezwykle nieprzyjemnym i przerażającym spotkaniu w dwa miesiące później w Genewie, na którym Pauli potraktował swego starego przyjaciela Heisenberga mniej więcej w taki sam sposób, jak to ongiś uczynił z młodym eksperymentatorem, o którym wspominałem uprzednio. W związku z tym wielu młodych teoretyków uznało, że mają prawo traktować Wernera Heisenberga tak samo. Patrząc z perspektywy wielu lat nie mogę powstrzymać się od uwagi: jeśli zastanowić się nad dzisiejszym rozwojem fizyki cząstek i jeśli przeanalizować niektóre z tzw. „modeli worka” (*bag models*) dla lekkich hadronów, łatwo sobie zdać sprawę, że model Heisenberga (oczywiście nie ma tu mowy o „Weltformel”) mimo wszystkich ułomności matematycznych może być uważany za rodzaj prekursora tych nowych struktur. Z drugiej strony, jeśli mamy w pamięci poglądy „oficjalnej teorii” tego okresu, możemy sobie uświadomić, że te poglądy (przedłużenia analityczne i cudowne wyrażenia w rodzaju formuły Veneziano) są dziś najzupełniej nieaktualne i z punktu widzenia dzisiejszej wiedzy o wewnętrznej strukturze hadronu sprawiają wrażenie najzupełniej sztucznych i absolutnie nieprzydatnych. Nie należy także zapominać, że Heisenberg już w 1946 r. proponował nieelementarność cząstek, i że później bardzo mocno podkreślał możliwość degeneracji stanu próżni, doniosłość cząstek Goldstone’a itd. Myśląc o tych dniach dawno minionych, zdumiewa mnie ciągle jeszcze, jak Heisenberg mógł tolerować te nietaktowne krytyki i z takim spokojem, zawsze uprzejmie odpowiadać na napastliwe pytania. I to nawet wtedy, gdy już wiedział, że wskutek nieuleczalnej choroby pozostało mu niewiele życia.

Należy także wspomnieć, że Pauli, który odwiedził w pojedynczym nastroju Heisenberga przed śmiercią, nie krytykował samej pracy Heisenberga, ale wyraził opinię, że błędna jest cała teoria pola. W związku z tym pamiętam spotkanie z Paulim w marcu 1958 w Berkeley, gdzie pokazał mi chyba jedną ze swych ostatnich prac, mianowicie komunikat na konferencję poświęconą teorii pola, w postaci klasycznego wiersza:

„Herrlich entströmt dem Mund der Gelehrten der Humbug
Über dem Grund der Physik erscheint er wie bläulicher Dunst”.

W przybliżonym tłumaczeniu brzmi to następująco:

„Wspaniale płynie z ust uczonych blaga,

Nad obszarem fizyki pojawia się ona niczym niebieskawa mgła”.

I tak doszedłem do tych kilku dni późnego lata 1958, kiedy to spotkałem Pauliego po raz ostatni. Zdarzyło się to z okazji małego spotkania zorganizowanego w Jurze przez Oscara Kleina, na tej samej górze, o której już wspominałem. Spotkanie poświęcone było teorii względności. Pauli wydawał się mało zainteresowany wykładami i pewnego razu wybraliśmy się w piękne, głębokie lasy na dłuższą, kilkugodzinną wędrowkę. Pauli, zwracając się raczej do siebie, dokonywał przeglądu swej pracy naukowej w ciągu całego życia, poddawał ją krytycznej analizie i w rezultacie stwierdził, że nie osiągnął swego ostatecznego celu i utracił zupełnie wiarę w wartość teorii pola w ogóle. Podkreślał bardzo mocno potrzebę zrobienia decydującego kroku, który byłby równie doniosły, jak wprowadzenie teorii kwantów w latach dwudziestych. W naszej górskiej wędrowce przechodziliśmy obok małej starej kapliczki. Wszedł do niej i parę minut pozostawał tam w ciszy i zamyśleniu. W parę tygodni później opuścił nas na zawsze.

Uważam, że należy pamiętać o Wolfgangu Paulim, nawet jeśli popełnił ewentualne błędy, jako o niezwykle uczciwym i głęboko natchnionym uczonym i bojowniku o prawdę. Mimo niewątpliwych i istotnych osiągnięć naukowych, Pauli cierpiał z powodu faktu, że nie mógł osiągnąć znacznie głębszego i w jego pojęciu bardziej zadowalającego zrozumienia przyrody. Dalekosiężne filozoficzne (i psychologiczne) koncepcje Pauliego, ujawnione ostatnio w jego bogatej korespondencji, zasługują w najbliższych latach na wnikliwą analizę, ale jego poważne ostrzeżenia dotyczące prawdziwego celu i przyszłości nauki należy wziąć do serca już teraz, od razu.

Tłumaczyła
Wiesława Zielińska

NOWOŚCI NAUKOWE

Barbara Stryła
Wojciech Kuczyński

Instytut Fizyki Molekularnej PAN
Poznań

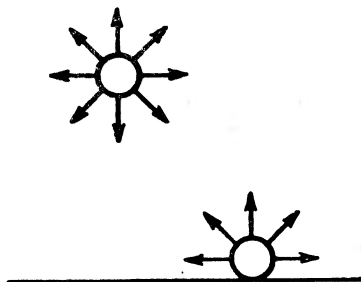
Anizotropia napięcia powierzchniowego w nematykach

Anisotropy of Surface Tension in Nematics

Abstract: The paper described a method used for determination of the surface tension anisotropy in nematics. The previously reported experimental data of surface tension in liquid crystals have been listed. The existence of surface tension anisotropy has been proved.

1. Co to jest napięcie powierzchniowe?

Zjawisko napięcia powierzchniowego spotyka się zawsze na granicy dwóch faz, cieczer-gaz, cieczer-ciało stałe. Rozważmy przykładowo układ cieczer-gaz. Cząsteczki znajdujące się w cieczy oddziałują ze sobą siłami van der Waalsa. Na cząsteczkę cieczy znajdującą się we wnętrzu fazy ciekłej działa symetryczne pole sił, zatem oddziaływania te kompensują się. Natomiast cząsteczka znajdującą się na granicy dwóch faz podlega działaniom niesymetrycznym. Na granicy cieczer-gaz cząsteczki cieczy podlegają oddziaływaniom ze strony fazy bardziej skondensowanej, co oznacza, że na cząsteczkę znajdującą się w warstwie granicznej działa siła skierowana do wnętrza cieczy (rys. 1). Oznacza to, że cząsteczki cieczy



Rys. 1. Schemat oddziaływań międzycząsteczkowych w przypadku cząsteczki we wnętrzu fazy i na jej powierzchni

znajdujące się w monocząsteczkowej warstwie granicznej mają nadmiar energii swobodnej w stosunku do cząsteczek znajdujących się we wnętrzu cieczy. Wartość tej energii jest wprost proporcjonalna do powierzchni granicznej pomiędzy fazą ciekłą i gazową. Pochodna energii swobodnej F względem pola powierzchni granicznej S jest miarą właściwej powierzchniowej energii swobodnej

$$\left(\frac{\partial F}{\partial S}\right)_{TV} = \gamma. \quad (1)$$

Warstwę cieczy o grubości **jednej** cząsteczki nazywa się fazą powierzchniową, a cząsteczki w tej warstwie podlegają **niesymetrycznym** oddziaływaniom wciągającym cząsteczki z powierzchni do środka cieczy. Na skutek tych oddziaływań powierzchnia cieczy zachowuje się jak kurczliwa błonka wykazująca tendencję do minimalizacji powierzchni. Tendencję tę opisuje się formalnie poprzez siłę działającą stycznie do powierzchni. Siła ta równa powierzchniowej energii swobodnej nosi nazwę napięcia powierzchniowego. Pracę potrzebną do zwiększenia powierzchni cieczy o jednostkę powierzchni można wyrazić jako pracę wykonaną przeciwko sile napięcia powierzchniowego

$$dA = \gamma dl. \quad (2)$$

2. Orientacja molekuł ciekłych kryształów na powierzchniach międzyfazowych

Ciekłe kryształy to substancje charakteryzujące się uporządkowaniem **dalekiego** zasięgu. Warunkiem koniecznym wystąpienia fazy ciekłokrystalicznej jest duża sztywność molekuł i wydłużony ich kształt. Osie molekuł ułożone są w przestrzeni tak, że statystycznie wyróżniony jest pewien kierunek n zwany **direktorem**. W przypadku nematyków środki ciężkości molekuł rozłożone są zupełnie dowolnie. W przypadku cienkich warstw lub w przypadku powierzchni rozgraniczającej dwie fazy możliwe jest różne uporządkowanie osi molekuł nie tylko względem siebie, ale również względem powierzchni. W skrajnych przypadkach możemy mieć uporządkowanie planarne, czyli takie, w którym długie osie molekuł są równoległe do powierzchni lub uporządkowanie homeotropowe, w którym długie osie są prostopadłe do powierzchni granicznej. Są to oczywiście dwie skrajne sytuacje, w rzeczywistości realizowane są sytuacje pośrednie, czyli takie, w których molekuly tworzą z powierzchnią kąt pośredni między 0 i 90°.

Uporządkowanie nematyka na granicy faz, jakkolwiek nie do końca jeszcze wyjaśnione, zależy niewątpliwie od:

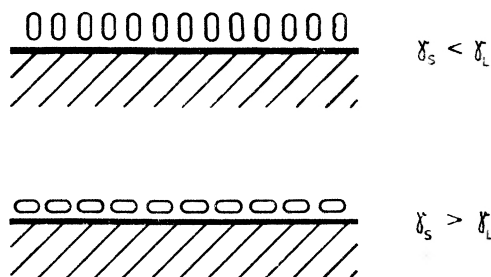
- 1) oddziaływań fizykochemicznych takich jak oddziaływanie dyspersyjne, oddziaływanie dipolowe, czy poprzez wiązanie wodorowe,
- 2) oddziaływań mechanicznych z podłożem stałym związanych ze sprężystością nematyka i topografią podłoża.

Creagh i Kmetz [1] twierdzą, że aby określić rodzaj uporządkowania ciekłego kryształu, czyli aby określić najbardziej pragmatyczną właściwość ciekłych kryształów, wystarczy znać dwa parametry: napięcie powierzchniowe ciekłego kryształu γ_L i γ_S napięcie powierzchniowe podłoża. Autorzy ci sugerują, że uporządkowanie homeotropowe nematyków

(bo tylko takie ciekłe kryształy interesują nas w niniejszym przeglądzie) realizuje się w przypadku, gdy oddziaływania między molekułami samego nematyka są silniejsze niż oddziaływania między molekułami nematyka i podłoża, natomiast uporządkowanie planarne występuje wtedy, kiedy oddziaływanie molekuł podłoża z molekułami nematyka jest silniejsze niż oddziaływanie molekuł nematyka między sobą. Miarą tych oddziaływań mogą być odpowiednie napięcia powierzchniowe. Jeżeli wprowadzimy wielkość

$$\gamma_S - \gamma_L = \delta\gamma, \quad (3)$$

gdzie γ_S — napięcie powierzchniowe podłoża, a γ_L — napięcie powierzchniowe ciekłego kryształu, to jak twierdzą Creagh i Kmetz [1] dla $\delta\gamma > 0$ otrzymujemy uporządkowanie planarne, natomiast dla $\delta\gamma < 0$ — homeotropowe (rys. 2). Jak widać z powyższej relacji, napięcie powierzchniowe jest tym parametrem, który decyduje o uporządkowaniu ciekłego



Rys. 2. Orientacja molekuł ciekłego kryształu na podłożach stałych

kryształu na podłożach. Wraz z coraz licześniejszymi zastosowaniami ciekłych kryształów do wskaźników, a ostatnio do ekranów telewizyjnych, czyli do urządzeń, o których działaniu decyduje dobrze wstępnie zorientowana warstwa ciekłokrystaliczna, wzrosło zainteresowanie pomiarami napięcia powierzchniowego. Stosuje się w tych pomiarach ogólnie znane w fizyce cieczy metody pomiarowe takie jak metoda Zismana [2], wzniesienia kapilarnego [3], stalagmometryczna [4], wiszącej i leżącej kropli [5, 6] i metoda kąta zwilżania [7].

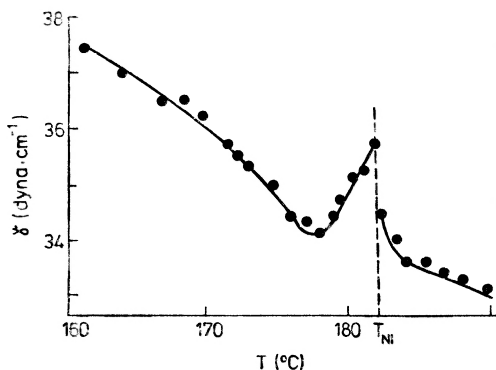
3. Pomiary napięcia powierzchniowego w nematykach

Mimo ogromnego zainteresowania mechanizmem porządkowania nematyków na powierzchniach prace eksperymentalne na temat napięcia powierzchniowego są nieliczne, a wyniki publikowane w nich są niespójne. Tabela 1 przedstawia zestawienie znanych nam wyników pomiarów napięcia powierzchniowego w nematykach. Zdziwiająca jest rozbieżność wyników pomiarów γ . I tak, dla najczęściej badanego nematyka *n-p*-metoksybenzylideno-butylaniliny wartość napięcia powierzchniowego w temperaturze pokojowej, podana przez różnych autorów, różni się o około 10 dyn/cm czyli o 25%. Tak dużej niezgodności wyników nie można wytłumaczyć wyłącznie wpływem zanieczyszczeń. Wiadomo, że zanieczyszczenia obniżają napięcie powierzchniowe. Jednak temperatura klarowania, która

Ciekły kryształ	γ (dyna/cm)	T (°C)	Metoda pomiaru	Literatura
MBBA ^a	28.8	23	Zismana	[16]
MBBA	32.5	20	Zismana	[17]
MBBA	28	20	wzniesienie kapilarne	[13]
MBBA	38	20	płytką Wilhelmięgo	[18]
MBBA	34.4	20	Zismana	[19]
PCB 5CB ^b	28.1	31.5	płytką Wilhelmięgo	[20]
OCB 8CB ^c	26.2	41	płytką Wilhelmięgo	[20]
PAA ^d	30.2	135	płytką Wilhelmięgo	[21]
PAA	35	135	wiszącej kropli	[5]
p-anazaldazina	36.5	170	wiszącej kropli	[5]
p-anazaldazina	35.8	182	wiszącej kropli	[5]
CBODA ^e	26.5	100	wiszącej kropli	[6]

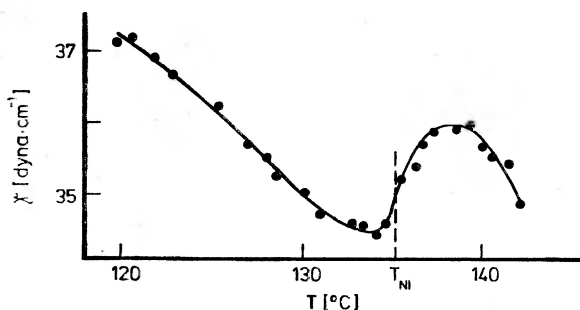
a — n-p-metoksybenzylideno-butyloanilina, b — pentylocjanobifenyl, c — octylocjanobifenyl, d — paraazoksyanizol, e — p-cjanobenzylideno-p-oktyloksyanilina.

może być wskaźnikiem czystości próbek, nie różniła się dużo w różnych eksperymentach (mniej niż 2 K). Wydaje nam się, że tak mała różnica temperatury klarowania nie może prowadzić do tak dużych różnic w wartościach napięcia powierzchniowego zmierzonego przez różnych autorów. Podobne rozbieżności wyników występują w pomiarach tempera-



Rys. 3. Napięcie powierzchniowe p-anizaldaziny w funkcji temperatury

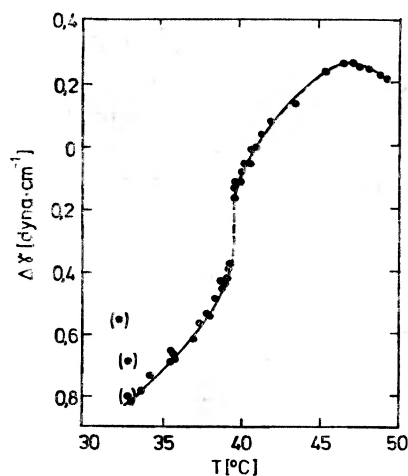
turów. Rysunki 2, 3, 4 i tabela 1 pokazują wybrane wyniki napięcia powierzchniowego w funkcji temperatury. W punkcie klarowania, w wielu przypadkach występuje skok napięcia powierzchniowego (tabela 2), a w kilku przypadkach zmiana nachylenia krzywej w fazie izotropowej. Parsons [8] tłumaczy nieciągłości $\delta\gamma$ w punkcie przejścia do fazy izotropowej niezerową wartością parametru uporządkowania na powierzchni, nawet w fazie izotropowej. Rzeczywiście znane są przypadki [9], że nawet kilkadziesiąt stopni powyżej



Rys. 4. Napięcie powierzchniowe PAA w funkcji temperatury

Tabela 2

Ciekły kryształ	Skok w T_c (dyna/cm)	znak $\partial\gamma/\partial T$ faza izotropowa	Literatura
PAA	0.4	—	[21]
PAA	0.3	+	[5]
p-anazaldazina	1.2	—	[5]
PCB 5CB	0.4	—	[20]
OCB 8CB	0.2	+	[20]

Rys. 5. Zmiany napięcia powierzchniowego 8CB w funkcji temperatury, w temperaturze 41°C $\gamma = 26.2$ dyn/cm

temperatury klarowania, na powierzchni zachowuje się uporządkowanie typu krystalicznego. Natomiast zupełnie niezrozumiała jest dodatnia wartość $\frac{\partial\gamma}{\partial T}$ w fazie izotropowej (rys. 4 i 5), którą należałoby tłumaczyć wzrostem parametru uporządkowania. Skok gęstości w punkcie przejścia, brany w obliczeniach pod uwagę, nie może być powodem tak

dużego skoku γ [8]. W tej sytuacji należy szukać innego wytłumaczenia temperaturowej zależności napięcia powierzchniowego oraz dużej rozbieżności bezwzględnych wartości γ .

Wydaje nam się, że obserwowane fakty eksperymentalne można wyjaśnić przyjmując, że napięcie powierzchniowe w fazie nematycznej jest wielkością anizotropową. Sugestie na temat anizotropii napięcia powierzchniowego pojawiły się już w pracach teoretycznych, jednak do tej pory hipoteza ta nie znalazła bezpośredniego doświadczalnego potwierdzenia [8, 10, 1-1]. Gdyby występowała anizotropia napięcia powierzchniowego, wartość γ musiałaby zależeć od orientacji molekuł nematyka na powierzchni. W dotychczas przeprowadzonych pomiarach orientacja ta nie była kontrolowana. W analogiczny sposób można wyjaśnić anomalie temperaturowej zależności $\gamma(T)$. Jest rzeczą znaną [12], że nematyki samorzutnie zmieniają orientację na powierzchni w pobliżu temperatury klarowania. Tak więc zmiany wartości γ i zmiany nachylenia $\frac{\partial\gamma}{\partial T}$ w pobliżu przejścia fazowego mogą być spowodowane zmianą orientacji.

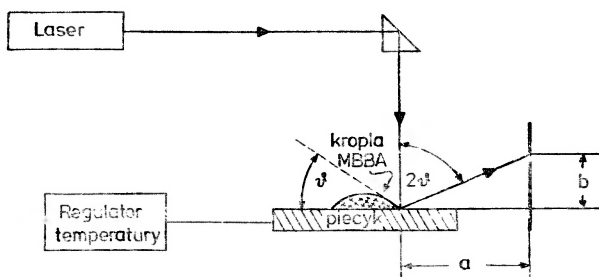
Założenie istnienia anizotropii napięcia powierzchniowego pozwala wyjaśnić fakty dotychczas trudne do zinterpretowania. Potwierdzenie tej hipotezy dał eksperyment opisany w następnym rozdziale.

4. Pomiar anizotropii napięcia powierzchniowego

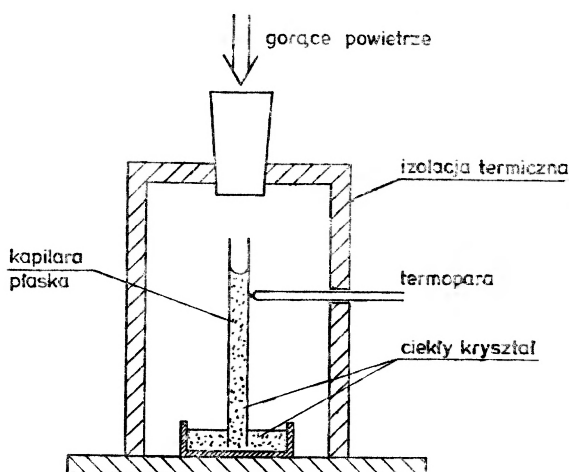
Aby wykazać istnienie anizotropii napięcia powierzchniowego należało wykonać pomiary w zorientowanych próbkach. Metoda pomiarowa musiała być tak dobrana, aby umożliwiała kontrolowanie orientacji nematyka w trakcie pomiaru. Wydawało nam się, że metoda wzniesienia kapilarnego jest metodą spełniającą te żądania i dodatkowo ma tę zaletę, że jest metodą prostą i szeroko stosowaną w tego typu pomiarach. Polega ona na wyznaczaniu wysokości słupa cieczy w kapilarze zanurzonej w szerokim naczyniu. Wysokość słupa cieczy w kapilarze dana jest wzorem [3]

$$h = \frac{\gamma \cos v}{\rho g R}, \quad (4)$$

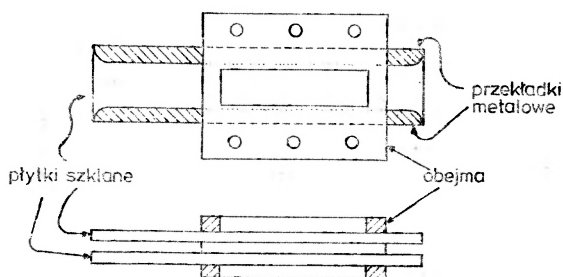
gdzie R oznacza promień kapilary, γ — napięcie powierzchniowe cieczy, g — przyspieszenie ziemskie, v — kąt zwilżania, ρ — gęstość cieczy. Wzór ten stosuje się, gdy $\cos v$ jest bliski 1, czyli gdy ciecz dobrze zwilża ścianki kapilary. Aby wyznaczyć napięcie powierzchniowe, należy zmierzyć wysokość słupa cieczy w kapilarze oraz kąt zwilżania. Pomiar kąta zwilżania można wykonać różnymi metodami. Wiele zalet posiada opracowana przez nas metoda odbiciowa [7]. Rysunek 6 przedstawia układ pomiarowy stosowany do pomiaru $\cos v$. Wiązka światła z lasera He-Ne pada przez pryzmat prostokątny na płytkę szklaną z naniesioną na nią kroplą nematyka. Płytkę umieszczoną jest na termostatowanym stoliku z precyzyjnym przesuwem. Refleks od granicy nematyk-powietrze-szkło rejestruje się na ekranie. W takim układzie pomiarowym można wyznaczyć kąt zwilżania z prostych zależności geometrycznych, mierząc odległość kropli od ekranu a oraz odległość refleksu na ekranie od linii poziomej przechodzącej przez kroplę b . Ażeby zmierzyć napięcie powierzchniowe w zorientowanych próbkach nematyka należy zmodyfikować opisaną po-



Rys. 6. Układ do pomiaru kąta zwilżania



Rys. 7. Metoda wzniesienia kapilarnego — schemat układu



Rys. 8. Płaska kapilara do pomiaru napięcia powierzchniowego

wyżej metodę wzniesienia kapilarnego [13] (rys. 7). Modyfikacja polega na zastąpieniu cylindrycznej kapilary przez kapilarę o przekroju wydłużonego prostokąta, uzyskaną przez złożenie dwóch płaskich płytek szklanych z przekładką dystansującą (rys. 8). Zastosowanie kapilary prostokątnej umożliwiło pomiar napięcia powierzchniowego dla dwóch różnych orientacji molekuł na powierzchni kapilary. W celu uzyskania różnej orientacji molekuł na szkle powierzchnie szklane używane w pomiarach kąta zwilżania jak i metodzie wzniesienia kapilarnego modyfikowaliśmy metodą opisaną przez de Jeu [14].

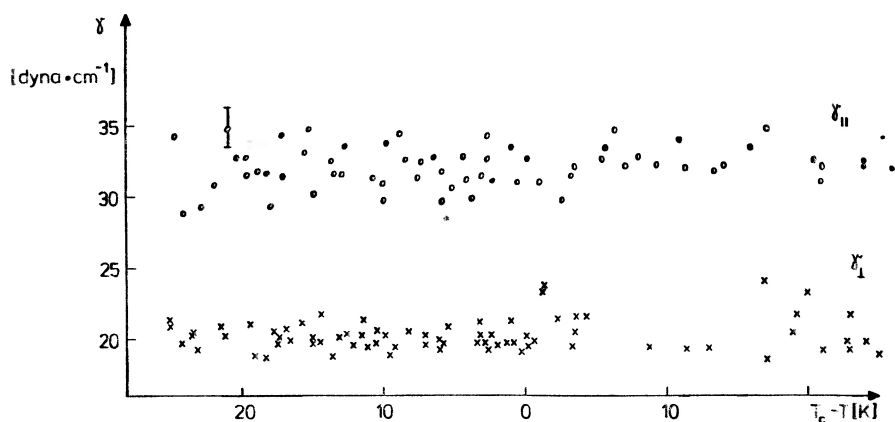
Jeśli przyjmiemy, że orientacja ciekłego kryształu wewnątrz próbki indukuje odpowiednią orientację również na menisku, to można spodziewać się innej wysokości wzniesienia kapilarnego h w przypadku homeotropowej i planarnej orientacji molekuł ciekłego kryształu na ściankach kapilary. Można udowodnić, że w przypadku kapilary płaskiej, związek między wysokością wzniesienia kapilarnego h a napięciem powierzchniowym jest podobny jak w przypadku kapilary cylindrycznej [3]

$$h_i = \left(\frac{1}{d/2} + \frac{1}{c/2} \right) \frac{\gamma_c \cos v}{\rho g}, \quad (5)$$

gdzie ρ — gęstość cieczy, g — przyspieszenie ziemskie, v — kąt zwilżania, d — grubość kapilary, a c jej szerokość. Ponieważ w naszym doświadczeniu $c \gg d$, drugi składnik we wzorze (5) można opuścić i ostatecznie otrzymujemy

$$\gamma_c = \frac{\rho g d h}{\cos v}. \quad (6)$$

Znając gęstość ciekłego kryształu ρ , γ możemy wyznaczyć mierząc h , grubość kapilary d i kąt zwilżania v . Wysokość wzniesienia kapilarnego mierzyliśmy metodą katetometryczną z dokładnością $20 \mu\text{m}$, d mierzyliśmy czujnikiem mikrometrycznym z dokładnością $2 \mu\text{m}$, a kąt zwilżania metodą odbiciową opisaną poprzednio. Wyniki pomiarów napięcia powierzchniowego przedstawia rys. 9. γ_{\parallel} oznacza napięcie powierzchniowe w przypadku orientacji planarnej molekuł nematyka na ściankach kapilary, γ_{\perp} napięcie powierzchniowe nematyka zorientowanego homeotropowo na ściankach kapilary. Jak widać, napięcie powierzchniowe MBBA wyraźnie zależy od orientacji.



Rys. 9. Napięcie powierzchniowe γ_{\parallel} i γ_{\perp} MBBA [13]

Anizotropia γ jest zaskakująco duża i nie znika w punkcie przejścia fazowego T_c , zgodnie zresztą z przewidywaniami Parsonsa [8] i Köhlera [9]. Być może, że otrzymana w naszym doświadczeniu wartość $\Delta\gamma$ jest jeszcze zaniżona ze względu na możliwe różnice w orientacji molekuł w menisku i w objętości próbki. Wydaje nam się, że przeprowadzone

doświadczenie wykazało istnienie anizotropii w nematykach, a tego rodzaju przebieg γ_{\parallel} i γ_{\perp} od temperatury potwierdził przedstawioną w poprzednim rozdziale interpretację dotychczasowych pomiarów $\gamma(T)$ w ciekłych kryształach.

5. Podsumowanie

Rozwój badań nad ciekłymi kryształami, który obserwuje się w ostatnich latach, jest podyktowany głównie możliwością różnorodnych ich zastosowań w praktyce. Najbardziej powszechnymi i szeroko stosowanymi urządzeniami, w których wykorzystuje się ciekłe kryształy są przetworniki elektrooptyczne, zwane wskaźnikami ciekłokrystalicznymi, stosowane m. in. w kalkulatorach i zegarkach. Warunkiem koniecznym stosowania ciekłych kryształów w rozlicznych urządzeniach jest umiejętność uzyskiwania jednorodnie zorientowanych próbek. Z tego względu ogromne znaczenie ma umiejętność przewidywania, jak dany ciekły kryształ zorientuje się na danym podłożu. Dlatego właśnie od lat poszukuje się korelacji między wartością napięcia powierzchniowego a kierunkiem orientacji. Jak już wspomniano, dotychczas jednoznacznej takiej korelacji nie znaleziono. Być może powodem tego jest fakt, że nie uwzględniono anizotropii napięcia powierzchniowego nematyków jak również anizotropii napięcia powierzchniowego podłoża [15]. Odkrycie anizotropii napięcia powierzchniowego rzuca nowe światło na ten problem i być może, przy uwzględnieniu tej anizotropii poszukiwana korelacja między napięciem powierzchniowym i orientacją stanie się wyraźniejsza.

Literatura

- [1] L. T. Creagh, A. R. Kmetz, *Mol. Cryst. Liq. Cryst.* **24**, 59 (1973).
- [2] W. A. Zisman, *Adv. Chem. ser.* **43**, 1 (1974).
- [3] W. Weizel, *Lehrbuch der theoretischen Physik*, Springer Verlag, Berlin 1955.
- [4] K. Pigoń, Z. Ruziewicz, *Chemia Fizyczna*, PWN 1980.
- [5] S. Krishnaswamy, R. Shashidhar, *Proc. of the Liquid Crystal Conference*, Bangalore 1973; *Pramana* **1**, 247 (1973).
- [6] S. Krishnaswamy, R. Shashidhar, *Mol. Cryst. Liq. Cryst.* **38**, 353 (1977).
- [7] J. Kuśnierz, B. Stryła, *Materiały Szkoły Fizyki Ciekłych Kryształów*, Błażejewko '80, Instytut Fizyki Molekularnej 1980.
- [8] J. D. Parsons, *J. Phys. (France)* **37**, 1187 (1976).
- [9] A. Köhler, Praca habilitacyjna, Friedrich Schiller Universität, Jena 1983.
- [10] A. Köhler, *Z. Chemie* **21**, 197 (1981).
- [11] J. Barnasconi, S. Straissler, H. R. Zelker, *Phys. Rev.* **A22**, 276 (1980).
- [12] J. Małecki, B. Stryła, W. Kuczyński, *Acta Phys. Pol.* **A55**, 255 (1979).
- [13] B. Stryła, W. Kuczyński, J. Małecki, *Mol. Cryst. Liq. Cryst.* **1**, 33 (1985).
- [14] W. H. de Jeu, *Physical Properties of Liquid Crystalline Materials*, Gordon and Breach 1980, str. 23.
- [15] S. Hirano, H. Mada, S. Kobayashi, *Jpn. J. Appl. Phys.* **18**, 7 (1979).
- [16] F. I. Kahn, G. N. Taylor, H. Shamhorn, *Proc. IEEE* **61**, 273 (1973).
- [17] M. Marcyniuk, Praca magisterska, UAM, Poznań 1980.
- [18] E. Perez, J. E. Proust, *J. Colloid Interface Sci.* **68**, 48 (1979).
- [19] T. Uchida, K. Ishikawa, M. Wada, *Mol. Cryst. Liq. Cryst.* **60**, 37 (1980).
- [20] H. G. J. Gannon, T. E. Faber, *Philos. Mag.* **A37**, 117 (1978).
- [21] A. W. Neuman, R. W. Spronger, R. T. Bruce, *Mol. Cryst. Liq. Cryst.* **27**, 23 (1974).

Peter Fulde

Max-Planck-Institut
für Festkörperforschung
Stuttgart, RFN

Ciężkie fermiony *

Heavy Fermions

*Abstract **:* The paper reviews features of heavy fermion systems, the new field of interest in metal physics over the past years. The most interesting properties of such systems (specific heat, susceptibility, superconductivity, energy bands) are briefly discussed.

W ostatnich latach w fizyce metali powstała nowa dziedzina badań, w której odkryto już wiele interesujących zjawisk. Przedmiotem jej badań są substancje, których niskotemperaturowe własności termodynamiczne są takie same, jak własności uporządkowanego metalu o bardzo dużej masie efektywnej elektronów. Ogólnie można powiedzieć, że o własnościach termodynamicznych układu w niskich temperaturach decydują kwasicząstki. Są nimi wzbudzenia układu elektronowego o energiach $E \approx k_B T$, gdzie T oznacza temperaturę, a k_B stałą Boltzmann. To właśnie masa tych kwasicząstek jest tak duża. Stwierdzono, że może ona osiągać wartości aż ponad 200 razy większe od masy swobodnego elektronu m_e . Zatem te kwasicząstki (czy kwasidziury) są prawie tak ciężkie, jak mezony μ . Ponieważ są to fermiony, więc układy takie nazywa się układami ciężkich fermionów. Obecnie jest znanych ok. 15 układów ciężkich (lub średnio ciężkich) fermionów, a ich liczba ciągle rośnie. Przeważnie są to związki cezu lub uranu.

Jest sprawą oczywistą, że duża masa kwasicząstek musi wynikać z silnych korelacji elektronowych (czyli z efektów wielociałowych). Kiedy elektron porusza się w sieci, jego ruch pociąga za sobą zmiany położenia innych elektronów, które powodują zmniejszenie odpychania kulombowskiego. Kwasicząstka, którą można uważać za kompleks składający się z elektronu i otaczającej go chmury elektronów zmieniających swoje położenia, porusza się wówczas znacznie wolniej, niż poruszałby się swobodny elektron o takiej samej energii. Dlatego kwasicząstka zachowuje się jak cząstka o dużej masie.

Zanim przejdziemy do omówienia pewnych charakterystycznych własności układów ciężkich fermionów, zobaczymy, jak doszło do ich odkrycia.

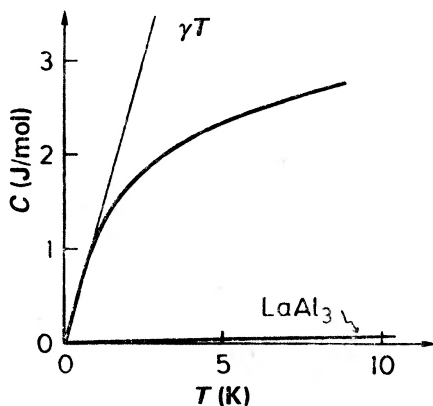
W 1975 r. zauważono [1], że poniżej 0,3 K ciepło właściwe związku $CeAl_3$ zmienia się liniowo z temperaturą, $C = \gamma T$, a współczynnik Sommerfelda γ jest o trzy rzędy wielkości większy niż np. dla sodu. Współczynnik γ jest miarą gęstości stanów elektronów przewod-

* Artykuł, opublikowany w *Europhysics News — Bulletin of the European Physical Society* 16, No 9, 14 (1985), został przetłumaczony za zgodą Autora i Wydawcy [Translated with permission. Copyright © 1985 by the European Physical Society]. (Przyp. Red.).

** Streszczenie dodane przez tłumacza.

nictwa, a ta z kolei jest proporcjonalna do masy efektywnej m^* . Dlatego wzrost γ należy interpretować jako wzrost wynikający ze zwiększania się masy efektywnej o mniej więcej taki sam czynnik. Przebieg $C(T)$ dla CeAl_3 jest pokazany schematycznie na rys. 1.

Widać, że w miarę wzrostu temperatury liniowa zależność C od temperatury szybko zmienia się w inną zależność, a mianowicie w wyższych temperaturach $C(T)$ rośnie znacznie wolniej. Taki przebieg $C(T)$ wskazuje, że ciężkie kwaszczyńki istnieją tylko w temperaturach $T < T^*$, gdzie T^* jest rzędu kilku kelwinów. W temperaturach $T > T^*$ kwaszczyńki przestają być ciężkie i stają się coraz bardziej podobne do swobodnych elektronów.



Rys. 1. Schematyczny wykres ciepła właściwego dla CeAl_3 . Liniowe zachowanie dla niskich T wskazuje na istnienie cieczi ciężkich fermionów. Dla porównania podano wykres ciepła właściwego dla podobnego związku LaAl_3 .

Tego rodzaju zachowanie jest charakterystyczne dla wszystkich układów ciężkich fermionów i jest zasadą, że im większa jest niskotemperaturowa wartość m^* , tym jest niższa temperatura T^* .

Inną cechą charakterystyczną metali jest paramagnetyzm Pauliego, który nie zależy od temperatury. Podobnie, jak współczynnik γ w cieple właściwym, tak i podatność magnetyczna χ jest proporcjonalna do gęstości stanów, a zatem do masy efektywnej kwaszczyńki.

Niskotemperaturowa podatność CeAl_3 jest stała i prawie o trzy rzędy wielkości większa od podatności zwykłych metali. Niezależność χ od temperatury obserwuje się tylko dla $T < T^*$. Dla $T > T^*$ podatność ma przebieg zgodny z prawem Curie, a wartość stałej Curie jest taka, jakiej należy oczekiwać dla elektronu $4f$ dobrze zlokalizowanego w węzle Ce, w multiplicie $J = 5/2$. Dlatego wydaje się, iż poniżej T^* moment magnetyczny jonów Ce jest wygaszony, co przypomina jeden z efektów Kondy (patrz Uzupełnienie). Ponieważ jony wykazujące tego typu zachowanie (tzn. jony Ce) tworzą sieć, więc związki cezu, będące układami ciężkich fermionów, często bywają nazywane „gęstymi układami Kondy” lub „siecią Kondy”.

Bogactwo nowych zjawisk fizycznych ukazało się w całej pełni po niespodziewanym odkryciu nadprzewodnictwa w CeCu_2Si_2 [2]. Poniżej $T^* \approx 5$ K masa efektywna nośników w tym związku jest równa $m^* = 220 m_e$, a w temperaturze $T_c = 0,6$ K staje się on nadprzewodnikiem. Skok w cieple właściwym przy T_c wiąże się z dużym współczynnikiem γ

ciepła właściwego i dostarcza bezpośredniego dowodu na to, że ciężkie kwasiczątki są odpowiedzialne za tworzenie się par cooperowskich.

Minęło sporo czasu, zanim powszechnie uznano, że CeCu_2Si_2 jest nadprzewodnikiem, ponieważ wcześniej było wiadomo, iż jony cezu niszczą nadprzewodnictwo. Przykładem tego jest cez rozpuszczony w LaAl_2 , gdzie temperatura przejścia nadprzewodzącego gwałtownie obniża się w funkcji koncentracji Ce. Jest to związane z tym, że momenty magnetyczne jonów Ce zrywają pary cooperowskie wskutek ich oddziaływania z elektronami przewodnictwa.

W CeCu_2Si_2 momenty magnetyczne jonów cezu są wygaszone w temperaturach $T \leq T_c \ll T^*$. Podobny związek LaCu_2Si_2 nie jest nadprzewodnikiem i nośniki w tym związku nie mają żadnej niezwyklej masy, a różni się on od CeCu_2Si_2 tylko obecnością elektronu $4f$ w jonach cezu. Stąd należy wyciągnąć wniosek, że elektron $4f$ jest odpowiedzialny nie tylko za zachowanie CeCu_2Si_2 jako układu ciężkich fermionów, ale także za generowanie nadprzewodnictwa w tym związku.

Kiedy z całą pewnością ustalono, że CeCu_2Si_2 jest nadprzewodnikiem, nastąpił znaczny wzrost aktywności badań, w wyniku których stwierdzono, iż wiele układów ciężkich fermionów ma własności nadprzewodzące, np. UBe_{13} i UPt_3 . W pracy przeglądowej [3] można znaleźć omówienie różnych doświadczeń.

W literaturze dominują intensywne poszukiwania odpowiedzi na następujące pytania:

(a) jaki jest mechanizm oddziaływania między kwasiczątkami, który prowadzi do ich wzajemnego przyciągania się, a stąd do tworzenia par cooperowskich?

(b) jakiego rodzaju pary cooperowskie tworzą się, tzn. czy mamy do czynienia z kojarzeniem się w pary spinów w stanie singletowym, jak w zwykłych nadprzewodnikach, czy też z parowaniem się spinów w stanie trypletowym, jak w ^3He ?

Na podstawie starannych pomiarów prądu Josephsona wydaje się obecnie pewne, że w nadprzewodzącym CeCu_2Si_2 kojarzą się spiny w stanie singletowym. Natomiast dla związków uranu kwestia ta nie została jeszcze rozstrzygnięta i konieczne są dalsze badania. W każdym razie należy oczekiwać anizotropii parametru uporządkowania nadprzewodzącego, ponieważ w układach ciężkich fermionów powierzchnia Fermiego jest anizotropowa.

Po ustaleniu, że w CeCu_2Si_2 parują się spiny w stanie singletowym, pozostała jeszcze wątpliwość, czy w tej substancji przyciąganie się kwasicząstek, prowadzące do nadprzewodnictwa, jest związane z fononami. I znowu, dla związków uranu jest to ciągle jeszcze otwarte zagadnienie i jest możliwe, iż oddziaływania kwasicząstka-fonon nie jest odpowiedzialne za tworzenie się par cooperowskich. Przyciąganie kwasicząstek mogłoby wynikać z oddziaływań kulombowskich i oddziaływań wymiennych wewnątrz układu elektro-nowego, a położenia jonów pozostawałyby ustalone.

Oddziaływanie kwasicząstka-fonon w układzie ciężkich fermionów jest interesujące samo w sobie. Rozważmy dla przykładu związku cezu. Dla $T > T^*$ oddziaływanie między elektronem $4f$ i fononami jest dobrze wyjaśnione (patrz np. [4]). Można przyjąć, iż elektron $4f$ jonu cezu jest dobrze zlokalizowany i jego stany własne są opisane za pomocą konwencjonalnej teorii pola krystalicznego. Drgania sieci (fonony) zmieniają pole krystaliczne, a zatem i stany własne elektronu $4f$. To stanowi mechanizm sprzężenia między elektronem i fononami. Poniżej T^* elektron $4f$ należy traktować jako częściowo zdelokalizowany, ponieważ wówczas tworzy się ciecz ciężkich fermionów. Wtedy sprzężenie między

fononami i kwasicząstkami winno być opisane za pomocą potencjału deformacyjnego, jak w każdym innym materiale. Jedynie na nowo należy wyznaczyć stałą sprzężenia. Okazuje się, że stała ta jest określona przez zależność T^* od ciśnienia (lub objętości). Taką zależność można mierzyć, a zatem oddziaływanie kwasicząstka-fonon jest dobrze określone.

Przejdźmy teraz do ilościowego opisu kwasicząstek. W szczególności interesuje nas dyspersja $E(\mathbf{k})$, tzn. struktura pasm energetycznych kwasicząstek. W granicy zerowej temperatury, kiedy znika moment magnetyczny jonów cezu, możemy opisywać jony układu ciężkich fermionów tak samo, jak każdego innego metalu niemagnetycznego, tzn. za pomocą zależnych od energii przesunięć fazowych dla różnych wartości momentu pędu l . Problem sprowadza się zatem do wyznaczenia odpowiednich przesunięć fazowych. Z przeprowadzonej wyżej dyskusji wynika jasno, iż przesunięcie fazowe dla $l = 3$ (czyli dla stanu f) w węzłach sieci zajmowanych przez cez musi odgrywać wyróżnioną rolę, ponieważ elektrony $4f$ są zdelokalizowane, a ich delokalizacja w niskich temperaturach przejawia się w postaci ciężkich kwasicząstek. Wyodrębnijmy to przesunięcie fazowe i wyznaczmy wszystkie pozostałe przesunięcia fazowe tak, jak to się robi dla wszystkich innych materiałów. Zazwyczaj przesunięcia fazowe wyznacza się rozwiązując jednocząstkowe równanie Schrödingera z potencjałami wyznaczonymi za pomocą przybliżenia lokalnej gęstości w formalizmie funkcjonału gęstości. Istnieją wygodne, zlinearyzowane metody wykonywania takich obliczeń nawet dla dużych komórek. W ten sposób można wyznaczyć wszystkie przesunięcia fazowe z wyjątkiem przesunięcia dla $l = 3$. Tego przesunięcia fazowego nie można wyznaczyć posługując się przybliżeniem lokalnej gęstości, ponieważ nie uwzględnia ono aspektów wielociałowych zagadnienia, prowadzących do efektu Kondy. Dlatego obliczymy je inaczej, posługując się możliwie najprostszą metodą, a mianowicie rozwinięciem wokół energii Fermiego

$$\delta(\varepsilon) = \delta_0 + \alpha(\varepsilon - \varepsilon_F). \quad (1)$$

Dla $l = 3$ i $J = 5/2$ istnieje $2J+1 = 6$ kanałów rozpraszania. Jedynie te spośród nich, o których wiadomo, że dają stan podstawowy w teorii pola krystalicznego, mają nieznikające przesunięcia fazowe. Można je określić, badając rozpraszanie neutronów w temperaturach $T > T^*$.

We wzorze (1) występują dwa nieznanne parametry: δ_0 i α . Parametr δ_0 wyznacza się, korzystając z reguły sumacyjnej Friedela, która wiąże ten parametr z obsadzeniem n_f stanu $4f$, przy czym $n_f \approx 1$. Drugi parametr, α , jest parametrem dopasowania, którego wartość dobiera się tak, by dostać dobrą wartość masy efektywnej kwasicząstki. Można położyć $\alpha = 1/T_K$ i w ten sposób zdefiniować temperaturę Kondy dla sieci. Wówczas T_K w przybliżeniu równa się temperaturze T^* wprowadzonej poprzednio.

Jeśli teraz ponownie rozwiąże się równanie Schrödingera, uwzględniając przesunięcie fazowe (1), to otrzyma się krzywe dyspersji $E(\mathbf{k})$ dla kwasicząstki. Silna zależność $\delta(\varepsilon)$ od energii daje wąski rezonans o szerokości $k_B T_K$ na powierzchni Fermiego, który opisuje dużą masę efektywną kwasicząstki.

Dysponując naszkicowanym wyżej schematem obliczeniowym można wykonać obliczenia pasm wzbudzonych kwasicząstek. Zostało to zrobione dla CeCu_2Si_2 [5]. Jednym z interesujących wyników jest wskazanie, że w pobliżu powierzchni Fermiego występują wzbudzenia odpowiadające zarówno ciężkim, jak i lekkim kwasicząstkom. Te ostatnie

nie dają znaczącego przyczynku ani do ciepła właściwego, ani też do podatności ze względu na odpowiadającą im małą gęstość stanów, ale jest do pomyślenia, iż grają one ważną rolę w zjawiskach transportu.

W opisanym tu przypadku mamy do czynienia z nową klasą metali, które charakteryzują się nadzwyczajną anizotropią. Na przykład własności nadprzewodzące ciężkich i lekkich kwasicząstek winny być różne i należy oczekiwać znikającej przerwy energetycznej w jednocząstkowej tunelowej gęstości stanów dla lekkich kwasicząstek. Prawdopodobnie w przyszłości pojawi się jeszcze wiele prac na ten temat.

Wzbudzenia ciężkich kwasicząstek są prawie całkowicie typu f . Jednakże wąskie pasma, bliskie energii Fermiego, w żaden sposób nie oznaczają jednocząstkowego przybliżenia dla elektronowej funkcji falowej typu f elektronu. Jest przeciwnie. Badania spektroskopowe fotoelektronów pokazują, że na wyrzucenie elektronu f z jonu cezu w CeCu_2Si_2 potrzebna jest energia około 2 eV. Z drugiej strony własności termodynamiczne w niskich temperaturach wskazują, iż elektrony f znajdują się na powierzchni Fermiego. Między tymi dwoma faktami nie ma sprzeczności, ponieważ w silnie skorelowanych układach wzbudzenia o wysokiej częstotliwości i wzbudzenia o niskiej częstotliwości zachowują się bardzo różnie.

Podsumowując można stwierdzić, że zagadnienie ciężkich fermionów, czyli prawie zlokalizowanych elektronów, stało się interesującą dziedziną badań. Obecny stan wiedzy jest opisany w pracy [5], do której odsyłamy zainteresowanych Czytelników.

Literatura

- [1] K. Andres, J. E. Graebner, H. R. Ott, *Phys. Rev. Lett.* **35**, 1779 (1975).
- [2] F. Steglich, J. Aarts, C. D. Bredl, W. Lieke, D. Meschede, W. Franz, H. Schäfer, *Phys. Rev. Lett.* **43**, 1892 (1979).
- [3] G. R. Stewart, *Rev. Mod. Phys.* **56**, 755 (1984).
- [4] B. Luthi, rozdział 4 w *Dynamical Properties of Solids*, t. 3, red. G. K. Horton i A. A. Maradudin, North-Holland, Amsterdam 1980.
- [5] *Proc. Int. Conf. on Valence Fluctuations*, red. E. Müller-Hartmann, B. Rhoden, D. Wohlleben; *J. Mag. Mat.* **47** i **48** (1985).

UZUPEŁNIENIE

Efekt Kondy

W 1964 r. J. Kondo odkrył nowe zjawisko [1], które teraz nosi jego nazwisko. Kondo rozpatrywał jon magnetyczny zanurzony w morzu elektronów przewodnictwa i oddziałujący z nim poprzez antyferromagnetyczne oddziaływanie wymienne

$$H_{\text{int}} = J_{\text{ex}} s(0)S .$$

Tutaj $s(0)$ oznacza spin elektronu przewodnictwa w położeniu jonu magnetycznego o spinie S . Kondo zauważył, iż wskutek istnienia wewnętrznych stopni swobody jonu (jego spin może się odwracać), rozwinięcie perturbacyjne hamiltonianu załamuje się w niskich temperaturach. Układ oddziałujących elektronów przewodnictwa i jonów magnetycznych staje się interesującym zagadnieniem wielociałowym, którego rozwiązanie jest skomplikowanym problemem teoretycznym. Po wielu latach prób obecnie znaleziono ścisłe rozwiązanie tego zagadnienia (zob. np. [2]). Pokazano, iż przebieg podatności magnetycznej jonu magnetycznego w funkcji temperatury w wysokich temperaturach jest zgodny z prawem Curie, a w granicy $T \rightarrow 0$ osiąga nasycenie. Punkt przecięcia tych dwóch krzywych odpowiada temperaturze T_K , nazywanej temperaturą Kondy. W granicy niskotemperaturowej $\chi = \pi/T_K$. Został także podany kwasicząstkowy opis własności pojedynczego jonu w niskich temperaturach, jonu rozważanego przez Kondę [3].

Literatura

- [1] J. Kondo, *Progr. Theor. Phys.* **32**, 37 (1964).
- [2] N. Andrei, K. Furuya, J. H. Lowenstein, *Rev. Mod. Phys.* **55**, 331 (1983); A. M. Tselick, P. B. Wiegmann, *Adv. Phys.* **32**, 453 (1983).
- [3] P. A. Nozières, *J. Low Temp. Phys.* **17**, 31 (1974).

Tłumaczyła
Eugenia Kaczmarek-Morawiec
Instytut Fizyki PAN
Warszawa

ERRATA

W artykule Petera Fulde *Ciężkie fermiony* zamieszczonym w zeszycie 4/1986 błędnie przypisano symbolowi Ce pierwiastek cez zamiast cer. Za błąd ten tłumacz i Redakcja gorąco przepraszają Autora i Czytelników.

ZE ZJAZDÓW I KONFERENCJI

Lasery i ich zastosowanie — konferencja w Dreźnie

W dniach od 28 października do 1 listopada 1985 r. odbyła się w Dreźnie V Międzynarodowa Konferencja „Lasery i ich zastosowanie”, zorganizowana, już tradycyjnie, przez Centralny Instytut Optyki i Spektroskopii Akademii Nauk NRD oraz Towarzystwo Fizyczne NRD, pod patronatem Międzynarodowego Komitetu Optyki (ICO). Konferencje tej serii odbywają się zazwyczaj w Dreźnie (z czterech dotychczasowych konferencji tylko jedna była zorganizowana w Lipsku), pięknym mieście położonym nad Łabą, ze znanymi w świecie zbiorami sztuki, barokową architekturą i przepiękną okolicą (saska Szwajcaria). Obecna konferencja zgromadziła ok. 350 uczestników, głównie z NRD i ZSRR oraz pozostałych krajów socjalistycznych, ale również liczną grupę uczonych z RFN oraz po kilka osób z: Austrii, Francji, Japonii, Kanady, Szwecji i Włoch. Umiarkowana liczba uczestników sprzyjała dyskusjom i kontaktom naukowym. Miejscem obrad były sale zabytkowego dreźnieńskiego ratusza, językiem konferencji był język angielski.

Na czele Komitetu Naukowego, liczącego 18 członków z różnych krajów świata, stał prof. K. Junge, a Komitetowi Organizacyjnemu (11 członków z NRD i 6 z ZSRR) przewodniczyli prof. W. Brunner i prof. F. V. Bunkin, który kierował sekcją komitetu działającą na terenie ZSRR.

Otwarcia Konferencji dokonał prof. Junge, a następnie pod jego przewodnictwem rozpoczęła się sesja plenarna, na której wygłoszono dwa 45 minutowe referaty. Akademik M. G. Basow (Nagroda Nobla 1964), przedstawił w ujęciu historycznym badania z dziedziny elektroniki kwantowej prowadzone w Instytucie Fizyki AN ZSRR im. P. Lebiediewa, nawiązując do obchodzonej w bieżącym roku 25 rocznicy powstania laserów. Instytut ten to duża, licząca ponad 1000 pracowników badawczych, placówka naukowa prowadząca intensywnie prace we wszystkich znaczących dziedzinach elektroniki kwantowej. Krótka forma sprawozdania nie pozwala na streszczenie tego ciekawego referatu, warto jednak podać usłyszaną informację, iż idea zastosowania laserów do syntezy jądrowej wyszła od Basowa i Krochina, którzy referowali swój pomysł w marcu 1962 r. na specjalnym posiedzeniu Akademii Nauk ZSRR. Basow podkreślił też wieloletnią ożywioną współpracę w dziedzinie elektroniki kwantowej uczonych NRD z uczonymi radzieckimi. Współpraca ta uwidaczniała się również w wielu wspólnych referatach i komunikatach (szczególnie z zagadnień związanych z zastosowaniem laserów do uzyskania syntezy jądrowej i laserami półprzewodnikowymi), wygłoszonych na obecnej konferencji.

Z kolei J. F. Afanasiew wygłosił referat „Synteza laserowa”, w którym omówił ogromne urządzenia laserowe, już działające i budowane do celów syntezy jądrowej w wiodących laboratoriach światowych, uzyskane dotychczas wyniki (m. in. liczba neutronów uzyskana z jednego impulsu laserowego rzędu 10^{10}) i perspektywy dalszych badań. Jak wynika z tego wystąpienia, przed końcem bieżącego stulecia nie należy się spodziewać rozwiązania wszystkich problemów związanych z uzyskiwaniem energii z syntezy laserowej na skalę przemysłową.

Dalsze prace konferencji toczyły się już równolegle w dwóch sekcjach przed i po południu oraz na wieczornej sesji plakatowej. Taki układ konferencji pozwalał uczestnikom na wybór interesujących ich referatów. Każda z sesji miała w połowie 15-minutową przerwę (na kawę), co umożliwiało łatwą zmianę sali oraz sprzyjało wzajemnym kontaktom. Miłym akcentem było też przyjęcie dla wszystkich uczestników, wydane w sali ratuszowej w godzinach wieczornych trzeciego dnia konferencji.

Sesje plakatowe odbywały się w godzinach 17⁰⁰—18³⁰. Chociaż wywieszać plakaty można było już od rana, to zamknięcie sesji plakatowej następowało punktualnie o 18³⁰. Tematyka trzech sesji plakatowych, cieszących się dużym zainteresowaniem, pokrywała się na ogół z zagadnieniami omawianymi na posiedzeniach sekcyjnych, które obejmowały siedem następujących grup tematycznych: synteza laserowa, lasery, zastosowanie laserów, optyka, optyka nieliniowa, spektroskopia, zagadnienia podstawowe. Zwracała

uwagę dużą staranność w przygotowaniu plakatów, zarówno pod względem merytorycznym jak i graficznym. Przedstawione wyniki doświadczenia budziły często podziw swą złożonością i wyrafinowaniem metod badawczych, jak i precyzją uzyskanych rezultatów. Dlatego też sesje plakatowe cieszyły się szczególnym zainteresowaniem. Streszczenia wszystkich przyjętych prac znalazły się w materiałach konferencji, wydanych w języku angielskim.

Referaty wygłaszane w sekcjach miały przeglądowy charakter — przedstawiały stan zaawansowania danej dziedziny i przegląd osiągnięć z ostatnich kilku lat. Natomiast krótkie komunikaty przedstawiały najnowsze wyniki badawcze autorów. Chociaż główną tematykę konferencji stanowiły praktyczne zastosowania laserów, ze zwróceniem szczególnej uwagi na zagadnienia aparaturowe i techniczne zastosowania laserów do syntezy jądrowej, lasery półprzewodnikowe i ich zastosowania w telekomunikacji, lasery CO₂ i ich zastosowania przemysłowe, nowe typy laserów, urządzenia laserowe itp., to jednak dużo miejsca poświęcono też optyce nieliniowej, różnym rodzajom spektroskopii laserowej, holografii i interferometrii laserowej. Większość referatów była dobrze przygotowana i cechowała się zadowalającym poziomem naukowym, a uczestnictwo w sesjach było liczne i żywe, w czym pewien udział miała być może i chłodna pogoda panująca w Dreźnie.

Dość liczny był udział w konferencji uczestników polskich (25 osób). Przedstawili oni 2 referaty sekcyjne (S. Denus — *Review of the laser-matter-interaction at the IPPLM*, A. Kujawski — *Phase, conjugate laser resonators*), 6 komunikatów z prac własnych i 21 plakatów.

Oceniając wyniki konferencji, w której zaznaczył się liczny udział młodych pracowników nauki, należy stwierdzić duże natężenie i szybki postęp prac w wielu dziedzinach elektroniki kwantowej, a zwłaszcza w zakresie zastosowań laserów. Dzięki temu to, co kiedyś było tylko ciekawostką techniczną, stało się obecnie codzienną rzeczywistością w wielu instytucjach i zakładach przemysłowych. Wszystko to budzi uzasadniony optymizm co do dalszego rozwoju elektroniki kwantowej. Należy więc dbać o to, aby lasery nie zostały użyte do zupełnie innych celów, a mianowicie „wojen gwiazdnych”, jak apelował o to prof. Basow w swoim wystąpieniu zamykającym konferencję.

Zdzisław Błaszczak

Instytut Fizyki UAM
Poznań

RECENZJE

J. Piotrowski, A. Rogalski: *Półprzewodnikowe detektory podczerwieni*, WNT, Warszawa 1985, s. 402, nakład 3000 egz., cena zł 390.—

Wyjątkowe własności roztworów stałych związków półprzewodnikowych grupy III—V, II—VI oraz IV—VI, a zwłaszcza możliwość wykorzystania ich do konstrukcji detektorów promieniowania podczerwonego o dużej doskonałości, powodują rosnące wciąż zainteresowanie tym zagadnieniem. Dlatego też tematyka książki *Półprzewodnikowe detektory podczerwieni* odpowiada najbardziej aktualnym kierunkom badań nowoczesnych przetworników fotoelektrycznych.

Książka o tej tematyce jest potrzebna. W języku polskim książki poświęcone detektorom promieniowania ukazały się w latach sześćdziesiątych, są zatem w znacznym stopniu nieaktualne. Wymienić tu można np. książkę C. Ambroziaka *Konstrukcja i technologia przyrządów fotoelektrycznych* (WNT 1965) czy też R. Nowickiego *Pomiary energii promienistej* (WNT 1969). Na rynku zagranicznym istnieją dobre opracowania, zwłaszcza w ramach znanej serii *Semiconductors and Semimetals*; są one niestety coraz trudniej u nas dostępne. Czy zatem książka Piotrowskiego i Rogalskiego spełnia związane z nią oczekiwania? Wydaje mi się, że w znacznej mierze tak.

Jest to pozycja monograficzna poświęcona całokształtowi zagadnień związanych z półprzewodnikowymi detektorami podczerwieni na zakres 3—5 μm i 8—14 μm , tzn. stronie teoretycznej, problemom konstrukcji i technologii. Praca jest poświęcona głównie roztworom tellurku kadmowo-rtęciowego i chalcogenidków ołowiu i cyny. Książka przeznaczona jest — według wydawcy — przede wszystkim dla pracowników naukowych i inżynierów zajmujących się detektorami podczerwieni, jak również dla studentów odpowiednich specjalności.

Książka zawiera 12 rozdziałów. Dwa pierwsze mają charakter wstępny — wprowadzone są w nich kryteria podziału detektorów, ich parametry wraz ze sposobami pomiaru. Przedstawiono też rozważania dotyczące teorii detektorów fotoprzewodzących, fotowoltaicznych oraz fotoelektromagnetycznych. Trzy następne rozdziały są poświęcone technologii materiałów. Zawarte są w nich wykresy fazowe oraz przegląd metod otrzymywania monokryształów i warstw epitaksjalnych. Podstawowe własności półprzewodników, ważne ze względu na stosowanie do konstrukcji detektorów, przedstawiono w rozdziałach 6, 8 i 9. Omówione są w nich: elementy struktury pasmowej, problemy związane z domieszkowaniem i defektami naturalnymi, mechanizmy rekombinacji nośników. Zagadnienia te niepotrzebnie przedziela rozdział 7, traktujący o pomocniczych procesach technologicznych. W układzie książki powinien mieć on charakter dodatku. Technologię i własności współczesnych detektorów podczerwieni, wykonanych ze związków i roztworów grup III—V, II—VI, IV—VI, prezentują rozdziały 10—12.

Jak wynika z powyższego, zakres przedstawionych zagadnień jest bardzo szeroki, co stanowi podstawową zaletę omawianej książki. Szczególny nacisk położono na sprawę optymalizacji parametrów przetworników, przy czym przeprowadzone analizy opierają się w znacznym stopniu na oryginalnych wynikach Autorów. Wielką zaletą jest również staranny i wyczerpujący dobór literatury (ponad 700 pozycji, z których wiele ukazało się w latach osiemdziesiątych). Na szczególne uznanie zasługuje też podjęcie przez Autorów tematyki technologii półprzewodnikowych detektorów podczerwieni, która — nawet w literaturze zagranicznej — nie znalazła dotychczas kompleksowego opracowania.

Niestety, poziom książki jest nierówny. W porównaniu do szeroko i rzetelnie opracowanych zagadnień, dotyczących detektorów ze związków II—VI i IV—VI, dość ubogo przedstawiono problematykę przetworników z materiałów III—V. Ponadto, znaczna liczba ważnych zagadnień została potraktowana powierzchownie lub pominięta, co zmusi bardziej wnikliwego czytelnika do sięgnięcia po dodatkową literaturę.

Przejdźmy teraz do bardziej szczegółowego omówienia zasadniczych mankamentów książki. Najniekorzystniej prezentują się dwa pierwsze rozdziały, w których znalazłem największą liczbę uchybień różnego rodzaju. Oto najważniejsze z nich:

1) Opis detektorów termicznych jest powierzchowny i chaotyczny. Lepszym rozwiązaniem byłoby pominięcie tego zagadnienia, jako że książka dotyczy wyłącznie detektorów fotonowych.

2) Przy definiowaniu parametrów Autorzy w zasadzie pominieli definicję wydajności kwantowej, której prawidłowa interpretacja jest ważna ze względu na różnice spotykane w literaturze. Więcej miejsca należałoby również poświęcić omówieniu stałej czasowej, która ponadto została przez Autorów błędnie zdefiniowana.

3) Z punktu widzenia zasadniczej części książki opis detekcji heterodynowej jest zbędny, ponieważ brak jest jakiegokolwiek przykładu zastosowania omawianych następnie przyrządów.

4) Brakuje choćby wzmianki o sposobach pomiaru ważnych parametrów detektorów, takich jak: rezystancja różniczkowa, wydajność kwantowa, pole powierzchni czynnej oraz omówienia poprawki związanej z modulacją sygnału. Dla Czytelnika o mniejszym doświadczeniu nie będą to zapewne sprawy oczywiste.

5) Błędne są sformułowania: „Czułość detektora termicznego jest proporcjonalna do pochłoniętej energii” (str. 17) oraz „Czułość (detektora fotonowego) zależy od liczby pochłoniętych fotonów” (str. 17), jak również „Obecność nadmiarowych nośników mniejszościowych w pobliżu złącza p-n powoduje zmniejszenie potencjału dyfuzyjnego złącza” (str. 49). Na tej samej stronie źle został określony kierunek gradientu koncentracji nośników generowanych za złączem. Na str. 38 czytamy, że maksymalny sygnał napięciowy detektora fotoprzewodzącego uzyskuje się dla rezystancji obciążenia znacznie większej od rezystancji ciemnej, zaś na stronie następczej inaczej — że dla równych.

6) Błędna postać mają wzory 1.21 i 1.41.

7) Tabela 1.2 i rys. 1.2 (zawierające parametry detektorów) zostały wprowadzone przed definiującymi je rozdziałami.

8) Brakuje informacji o specyficznych cechach fotodiod lawinowych oraz o szumach związanych z mechanizmem powielania lawinowego. Przykłady takich detektorów podane są w dalszej części książki.

9) Opisana metoda obliczania prądu tunelowego (str. 59) jest nieprzydatna w przypadku półprzewodników z wąską przerwą energetyczną (założenie paraboliczności pasm).

10) Dziwi sformułowanie: „Podstawowym materiałem, z którego wykonuje się fotorezystory, fotodiody i detektory fotomagnetoelektryczne są półprzewodniki z wąską przerwą energetyczną” (str. 37), jak gdyby Autorzy nie słyszeli o powszechnie stosowanych fotorezystorach z CdS, fotodiodach z Si i GaAs, detektorach optyki światłowodowej. Te ostatnie, ze względu na to, że pracują w zakresie bliskiej podczerwieni (pasmo 1.3 μm) i wykonywane są przeważnie z roztworów związków III—V, również zasługują na przedstawienie w omawianej książce. Nieprecyzyjne, a przez to błędne, jest stwierdzenie, że „W detektorze FME występują wyłącznie szумы Johnsona-Nyquista” (str. 81). Sugeruje to brak szumu fotonowego, którego występowanie w każdym detektorze stwierdzono na str. 27.

11) Zupełnie jest niezrozumiałe zdanie: „Wyrażeń tych słusznych dla fotorezystorów będących w równowadze termodynamicznej z otoczeniem, nie można jednak stosować w przypadku oświetlenia przez źródła, które nie są w równowadze z detektorem” (str. 25).

Pozostałe rozdziały też nie są wolne od usterek. W rozdz. 3 brak cytowania bardzo dobrej pracy, występującej w spisie literatury pod nr 647a. W rozdz. 4 należałoby dodatkowo omówić metodę otrzymywania monokryształów HgCdTe w warunkach mikrogravitacji (odpowiednie dane opublikowano w 1981 r.). Udział polskich badaczy w stworzeniu tej metody jest dominujący, a sama metoda ma szansę rozwoju w najbliższym okresie. W rozdz. 5 pominięto nowoczesne metody epitaksji związków III—V, takie jak metaloorganiczna epitaksja z fazy gazowej lub epitaksja z wiązki molekularnej.

W rozdz. 7 uważam za celowe rozszerzenie punktu dotyczącego metod określania składu. Prawidłowy pomiar składu jest niezbędny do określania innych właściwości materiału, a stosowane metody dają wyniki częstość różbieżne. Nie zawsze jest też możliwa ich jednoznaczna interpretacja, zwłaszcza w przypadku struktur z gradientem składu. Własne spostrzeżenia autorów, mających duże doświadczenie w badaniach materiałów wieloskładnikowych, byłyby cennym uzupełnieniem tego tematu. Błędna jest postać wzoru 8.6, podającego zależność elementu macierzowego Kane'a od składu, niezrozumiałą jest też sens wzoru 9.21 na mierzony efektywny czas życia fotoprzewodnictwa. W rozdz. 10 pominięta została niezmiernie ciekawa i wciąż rozwijana konstrukcja detektora fotoprzewodzącego „SPRITE” (dane publikowane od 1981 r.). Detektor ten może znaleźć zastosowanie w przyrządach zobrazowania termalnego. W rozdz. 12 Autorzy

wyciągają błędny wniosek, że „fotorezystory PbS o największych stałych czasowych wyróżniają się największymi wykrywalnościami” (str. 304). Zachodzi relacja odwrotna — wysokodetekcyjne detektory z konieczności są powolne.

Książka nie jest też wolna od błędów językowych i terminologicznych. Do najbardziej rażących zaliczam określenie „promieniowanie sygnału” (str. 29), stosowanie terminów „ciśnienie rtęci” czy „ciśnienie arsenu” (str. 86, 113), zdanie: „... parametry... są ujęte w formie tabel” (str. 158) lub też określenie „równoległa kombinacja” na obliczanie czasu życia (str. 210). Brak też konsekwencji w symbolice tellurku kadmowo-rtęciowego. Na str. 16 i 17 występuje on jako HgCdTe , podczas gdy w pozostałych przypadkach jako CdHgTe .

Książka została wydana starannie, na dobrym papierze, w ładnej szacie graficznej. Znalazłem jednak ok. 30 błędów spowodowanych niestaranną korektą. Ich wykaz załączam w osobnym zestawieniu w celu ewentualnego wykorzystania w następnym wydaniu¹. Zarówno tekst, jak i rysunki oraz podane wzory są czytelne.

Przy czytaniu książki nasunęła mi się następująca refleksja: nie z winy Autorów część książki straciła już na aktualności, a proces „moralnego starzenia się” będzie w jej przypadku szybki. Wynika to z dynamicznego rozwoju dyscypliny; przyrostowi wiedzy towarzyszy powstawanie nowych struktur i przyrządów. Wszystkie uwagi krytyczne nie zmieniają mojej pozytywnej opinii o książce, której Autorzy zadali sobie wielki i pożyteczny trud, szeroko przedstawiając problematykę półprzewodnikowych detektorów podczerwieni.

Książka Piotrowskiego i Rogalskiego będzie dla wielu czytelników bardzo pomocna w ich codziennej pracy.

Lech Jędral

Institut Fyzyki
Politechnika Wrocławska
Wrocław

¹ Wykaz ten przesyłamy Wydawnictwu (przyp. Red.).

LIST DO REDAKCJI

Wizyta w Chinach

W pierwszej połowie września 1985 r. na zaproszenie Instytutu Fizyki Technicznej Chińskiej Akademii Nauk w Szanghaju przebywałem w Chinach. Chciałbym podzielić się z Czytelnikami *Postępów Fizyki* kilkoma wrażeniami z tego pobytu. Miałem bowiem możliwość zwiedzić ośrodki naukowe w Pekinie, Szanghaju i Honchow. Z racji moich zainteresowań zwiedzałem laboratoria zajmujące się fizyką półprzewodników na uniwersytetach i w instytutach Chińskiej Akademii Nauk. Badania naukowe prowadzone są bardzo szerokim frontem i w wielu dziedzinach prace są na bardzo dobrym, światowym poziomie. Wyraźnie daje się odczuć luka trwająca niemal 10 lat, spowodowana rewolucją kulturalną. Po 1976 r. młodzi fizycy wysyłani byli do najlepszych laboratoriów w krajach wysoko rozwiniętych, gdzie odbyli kilkuletnie staże, często zakończone uzyskaniem doktoratów. Wokół nich stworzone zostały grupy badawcze, wyposażone w nowoczesną aparaturę i prowadzące prace na bardzo dobrym poziomie. Ośrodki naukowe, które nieprzerwanie prowadziły działalność badawczą, głównie instytuty Chińskiej Akademii Nauk, w ostatnim dziesięcioleciu znacznie ją zintensyfikowały. Aparatura pomiarowa pochodzi zarówno z zakupów w krajach wysoko przemysłowych, jak też sporo jest przyrządów rodzimej produkcji. Szczególnie duże wrażenie zrobiły na mnie własnej produkcji wysokociśnieniowe piece do wyciągania monokryształów półprzewodnikowych A_{III}-B_V metodą Czochralskiego. Kryształy uzyskane w tych urządzeniach posiadają parametry porównywalne z materiałami otrzymywanymi w wiodących na świecie laboratoriach. Na Uniwersytecie Fudan w Szanghaju, gdzie szerokim frontem prowadzone są badania powierzchni ciała stałego, obok bardzo zaawansowanych urządzeń produkcji angielskiej pracują układy wykonane w Chinach, zapewniające próżnię 10⁻¹¹ mm Hg oraz wyposażone we własnej produkcji urządzenia do badania powierzchni, włącznie z elektroniką sterującą i pomiarową. Według opinii pracujących tam fizyków, urządzenia te w niczym nie ustępują układom wykonanym w renomowanych firmach zachodnich.

Kierunek studiów fizycznych cieszy się dużym zainteresowaniem wśród młodzieży i przy egzaminach konkursowych na uniwersytetach na jedno miejsce przypada kilku, a w najbardziej renomowanych uczelniach do 8 kandydatów.

We wszystkich ośrodkach, które odwiedzałem, spotkałem się z niezwykle serdecznym przyjęciem i wielokrotnie podkreślano uczucia szczerzej sympatii do naszego kraju oraz zdecydowaną chęć współpracy z naszymi fizykami. Sporo najnowszych rezultatów badań w dziedzinie fizyki półprzewodników uzyskanych w Polsce jest znanych i cenionych przez chińskich kolegów. Odniosłem wrażenie, że znajomość ta jest znacznie większa niż nasza wiedza o pracach prowadzonych w Chinach.

Warunki lokalowe laboratoriów oraz sytuacja ekonomiczna pracowników naukowych jest trudniejsza od warunków, w których my pracujemy. Z tym większym szacunkiem i podziwem zapoznawałem się z rezultatami ich pracy.

Fizycy, z którymi spotkałem się i miałem możliwość prowadzić dyskusje naukowe oraz szczerze rozmowy na tematy pozanaukowe, podkreślają wielkie zmiany zachodzące w Chinach w okresie ostatnich kilku lat i ze zmianami tymi wiążą oni duże nadzieje w swoim życiu zawodowym i prywatnym.

Marian Grynberg

Instytut Fizyki Doświadczalnej UW
Warszawa

KRONIKA

PTF

Sprawozdanie z działalności Polskiego Towarzystwa Fizycznego w latach 1984—85

1. SKŁAD ZARZĄDU GŁÓWNEGO

Zarząd Główny Polskiego Towarzystwa Fizycznego wybrany został na Walnym Zebraniu Delegatów PTF, które odbyło się dn. 19 listopada 1983 w sali Instytutu Fizyki UW w Warszawie.

Skład ZG przedstawiał się następująco: prezes — prof. T. Skaliński, wiceprezesi — prof. A. Oleś i prof. K. Rosiński, sekretarz generalny — doc. J. Konopka, skarbnik — dr hab. A. Kopystyńska, członkowie ZG — dr J. Brojan, prof. F. Kaczmarek, prof. S. Łęgowski, prof. C. Wesołowska, zastępcy członków ZG — doc. E. Infeld, doc. T. Pniewski, doc. I. Sosnowska.

W skład Komisji Rewizyjnej wybrani zostali: prof. J. Czerwonko (przewodniczący), prof. I. Białynicki-Birula, prof. A. Chełkowski, doc. S. Michałak, dr W. A. Kamiński.

Do udziału w pracach ZG zostali również zaproszeni redaktorzy naczelni czasopism PTF: prof. A. Sobiczewski — *Postępy Fizyki*, prof. W. Czyż — *Acta Physica Polonica*, prof. R. S. Ingarden — *Reports on Mathematical Physics*, mgr J. Jędrzejczak — *Delta*.

Powołano następujące Komisje PTF

- | | |
|--|--------------------------|
| a) Komisja Nagród i Odznaczeń | (przew. T. Skaliński), |
| b) Komisja Nagród Dydaktycznych | (przew. F. Kaczmarek), |
| c) Komisja ds. Stypendiów | (przew. J. Konopka), |
| d) Komisja ds. Fizyki w Przemysle | (przew. A. Oleś), |
| e) Komisja ds. Historii Fizyki | przew. R. S. Ingarden), |
| f) Komisja Legislacyjna | (przew. E. Infeld), |
| g) Komisja ds. Zatrudnienia | (przew. A. Kopystyńska), |
| h) Komisja Nazewnictwa | (przew. I. Wilk), |
| i) Komisja ds. Programów, Podręczników i Pomocy Dydaktycznych | (przew. T. Pniewski), |
| j) Komisja ds. Nauczania Fizyki w Wyższych Uczelniach Technicznych | (przew. L. Maksymowicz), |
| k) Komitet Główny Olimpiad Fizycznych | (przew. H. Szymczak). |

Przez całą obecną kadencję sekretariat prowadziła p. mgr Doborzyńska-Głazek.

Zebrania Zarządu Głównego w pełnym składzie odbywały się, pomijając okres wakacyjny, w przybliżeniu co 2 miesiące. Prezydium ZG (prezes, wiceprezes, sekr. generalny i skarbnik) spotykało się znacznie częściej, czasem nawet w odstępach tygodniowych.

2. OGÓLNA CHARAKTERYSTYKA DZIAŁANIA ZG

Głównymi imprezami organizowanymi wspólnie przez ZG i Oddział Gdański PTF w czasie minionej kadencji były: XXVIII Zjazd Fizyków Polskich (465 uczestników, 17 referatów, 253 komunikaty) i Konferencja Fizyka dla Przemysłu (200 uczestników, 9 referatów, 119 komunikatów). Obie imprezy były udane, a sprawozdania z nich zostały opublikowane. Kolegom z Oddziału Gdańskiego, a w szczególności prof. J. Fiutakowi i drowi Z. Engelsowi, a także prof. Gzowskiemu z Politechniki Gdańskiej składamy jeszcze raz serdeczne podziękowania.

Uzgodniono, że następny Zjazd Fizyków odbędzie się w Łodzi prawdopodobnie pod koniec września 1987. Będzie to ostatni Zjazd w odstępnie 3-letnim. Następne będą się odbywały co 2 lata w synchronizacji z Walnymi Zebraniem Delegatów i wyborami ZG.

Starania ZG o utrzymanie regularności wydawnictw PTF zostały uwieńczone powodzeniem. Również zaległości wydawnicze zostały częściowo odrobione. W czasie minionej kadencji ZG prowadził działania

mające na celu utworzenie nowego czasopisma PTF *Fizyka — Przemysł*. Redaktorem naczelnym tego wydawnictwa zgodził się zostać prof. A. Oleś. Niemal wszystkie formalności zostały już załatwione. Niestety, Główny Urząd Kontroli Publikacji i Widowisk zawiesił na razie rozpatrywanie sprawy wydawania takiego kwartalnika ze względu na brak przydziału papieru.

Prowadzone były rozmowy na temat współpracy z Towarzystwem Wiedzy Powszechnej. Postanowiono wprowadzić w życie porozumienie, zawarte w 1980 r., które ma zapewnić pomoc finansową i techniczną TWP w organizowaniu przez PTF imprez odczytowych itp. na terenie całego kraju. Zarząd Główny skierował do wszystkich oddziałów pisma zachęcające do nawiązywania współpracy z lokalnymi oddziałami TWP.

Trzykrotnie ZG podejmował starania o dofinansowanie działalności PTF przez PAN. Za każdym razem otrzymywaliśmy odpowiednie dotacje z Akademii. Bardzo dobrze układała się współpraca z Komitetem Fizyki PAN, kierowanym przez prof. J. Kołodziejczaka. Komitet Fizyki finansował prowadzoną przez ZG wymianę bezdeewizową z krajami socjalistycznymi.

W czasie minionej kadencji gościliśmy w ZG przedstawicieli Europejskiego Towarzystwa Fizycznego w osobach prof. Eilenbergera i sekretarza EPS G. Thomasa. Podjęto działania o uzupełnienie zbiorów czasopism fizycznych w kilku bibliotekach uniwersyteckich w kraju (pomoc ze strony EPS).

Czynione były starania o rozszerzenie wymiany bezdeewizowej na Finlandię. Fińskie Towarzystwo Fizyczne nie dysponuje jednak możliwościami finansowymi na prowadzenie takiej wymiany. Podobnie wygląda sprawa porozumienia z Chorwackim Towarzystwem Fizycznym. Planowane są wstępne starania o zawarcie porozumienia z Towarzystwem Fizycznym w RFN.

Współdziałano czynnie z Radą ds. Towarzystw Naukowych i jej inicjatywami.

3. DZIAŁALNOŚĆ NAUKOWA

Główny nurt działalności naukowej ogniskował się jak zwykle w Oddziałach PTF. Natomiast ZG patronował licznym imprezom krajowym. Poza wspomnianymi XXVIII Zjazdem Fizyków i konferencją *Fizyka dla Przemysłu*, były to Letnia Szkoła Optyki Kwantowej w Bachotku w 1984 r. oraz analogiczna Letnia Szkoła w Ustroniu w 1985 r., jak również Sympozjum Techniki Laserowej w Toruniu. W toku jest organizacja kolejnej konferencji *Fizyka dla Przemysłu* oraz konferencji „50-lecie Schematu Jabłońskiego (2—5 IX 1986).

Należy wspomnieć, że dzięki działaniu ZG (rozszerzenie wymiany bezdeewizowej w r. 1984) delegacja polska na Kongres EPS w Pradze w r. 1984 była, nie licząc gospodarzy, trzecia co do liczebności i piąta co do liczby prezentowanych komunikatów.

Prezes PTF brał udział w dyskusyjnych posiedzeniach zespołów przygotowujących III Kongres Nauki Polskiej (w szczególności w pracach Rady ds. Towarzystw Naukowych przy Prezydium PAN dotyczących statusu prawnego i form działania towarzystw, w szczególności zaś prac nad upowszechnianiem wiedzy i doskonaleniem nauczycieli).

4. WYMIANA Z ZAGRANICĄ

Umowy o współpracy z Czechosłowacją, Węgrami, NRD i Bułgarią, istniejące w poprzedniej kadencji Zarządu Głównego, nie były modyfikowane. Występowaliśmy jednak dwukrotnie o zwiększenie puli wymiany bezdeewizowej. W 1984 r. uzyskaliśmy dodatkowy wyjazd do Pragi na Kongres EPS, zaś w 1985 r. dodatkowe dni wymienne z Węgrami. Współpraca z tymi krajami układa się nam szczególnie dobrze. W ciągu 2 lat liczba osobodni wymiennych wykorzystana została w 99 procentach. W jednym przypadku wyjazd nie został zrealizowany ze względów losowych.

Przyjazdy do Polski naszych gości były liczniejsze niż w latach poprzednich, jednak partnerzy nasi nie wykorzystali w pełni swoich możliwości.

Kwalifikacją stypendystów zajmowała się Komisja ds. Stypendiów. W większości przypadków wyjechać mogły wszystkie ubiegające się osoby. Niemal wszyscy wyjeżdżający udają się na różnego rodzaju konferencje naukowe i niemal wszyscy wygłaszają komunikaty. Nie wszyscy jednak składają sprawozdania.

Poza wymogiem wygłaszania komunikatu, komisja preferowała młodych pracowników nauki. Uważano również, że przy równych „punktach” dwóch kandydatów należy dać większe szanse kandydatowi spoza ośrodka warszawskiego, w którym o wyjazd służbowy z innych źródeł jest czasem nieco łatwiej.

Członkowie ZG ani członkowie Komisji ds. Stypendiów nie korzystają z zasady z wymiany zagranicznej PTF.

5. WSPÓŁPRACA Z EUROPEJSKIM TOWARZYSTWEM FIZYCZNYM

Członkowie Polskiego Towarzystwa Fizycznego prowadzą ożywioną działalność w EPS. W okresie sprawozdawczym udział Polaków we władzach i agendach EPS przedstawiał się następująco: członków indywidualnych było 203, co stanowi wzrost o ponad 50% w stosunku do stanu z poprzedniej kadencji ZG. Delegatów do Rady EPS mamy 4 (Konopka, Rosiński, Skaliński, Skrzypczak). W komitetach doradczych EPS działają: Applied Physics and Physics in Industry — A. Oleś i R. Żelazny, Conference Committee — A. Kujawski, Physics Education — F. Kaczmarek i J. Konopka, Publications Committee — Ł. A. Turski, Physics and Society — J. Konopka, Europhysics News — A. Sobczewski. W zarządach oddziałów EPS (Divisions) działają: Atomic and Molecular Physics — T. Dohnalik, B. Jeżowska-Trzebiatowska, S. Łęgowski, Z. Pająk i L. Wolniewicz; High Energy and Particle Physics — R. Sosnowski; Condensed Matter — J. Janik, M. Kryszewski, S. Porowski i K. Wojciechowski. Jesteśmy więc reprezentowani w większości zarządów komitetów doradczych i oddziałów EPS.

Przeliczeniowa składka członka indywidualnego EPS opłacana w złotych wynosiła w br. ok. 2500,— zł. Na mocy tegorocznej uchwały Rady EPS, zarówno emerytowani, jak i liczący poniżej lat 30 indywidualni członkowie tej organizacji opłacają począwszy od r. 1985 tylko połowę składki.

Wiosną 1985 odbyło się w Poznaniu spotkanie Komitetu Doradczego EPS Physics Education. Za wzorową organizację tej konferencji, docenioną przez EPS, składamy podziękowanie prof. F. Kaczmarkowi. Część kosztów związanych z organizacją tej imprezy pokrył EPS ze swojego konta w Banku Handlowym w Warszawie, a pochodzącego ze składek polskich członków indywidualnych i PTF jako towarzystwa będącego członkiem EPS.

W posiedzeniach Rady EPS uczestniczyli: w 1984 T. Skaliński, a w 1985 J. Konopka. W posiedzeniach komitetów doradczych uczestniczyli F. Kaczmarek i J. Konopka.

Delegatem PTF na konferencję EPS omawiającą skutki wojny nuklearnej, planowaną na r. 1986, będzie Z. Wilhelmi.

W odbywających się co roku spotkaniach przedstawicieli komitetów fizyki krajów socjalistycznych uczestniczyli prezes PTF i prof. J. Werle.

Za wzorową współpracę z sekretariatem EPS w Genewie wyróżniona została listem pochwalnym EPS mgr Wanda Doborzyńska-Głazek.

6. DZIAŁALNOŚĆ KOMISJI ZARZĄDU GŁÓWNEGO PTF

Komisja Nagród i Odznaczeń zebrała się 2 razy. Przyznano 2 nagrody naukowe i 7 nagród za wyróżniającą się pracę magisterską. Wspólnie z Komitetem Naukowym konferencji Fizyka dla Przemysłu przyznano 6 nagród zespołowych za najlepsze prace zakończone wdrożeniem lub budową urządzenia pomiarowego (badawczego).

Komisja Nagród Dydaktycznych przyznała dyplomy uznania i nagrody pieniężne wyróżniającym się nauczycielom szkół średnich i podstawowych (9 nagród).

Nagrody, dyplomy i Medale Mariana Smoluchowskiego zostały uroczystie wręczone w r. 1984 na inauguracyjnym posiedzeniu XXVIII Zjazdu Fizyków w Gdańsku oraz w r. 1985 na Walnym Zebraniu Delegatów PTF w dniu 7 grudnia 1985.

Komisja ds. Fizyki w Przemysle zorganizowała przy współudziale Oddziału Gdańskiego i Politechniki Gdańskiej konferencję Fizyka dla Przemysłu. Zgromadziła ona 200 fizyków, którzy referowali 120 prac z zastosowań przemysłowych fizyki. Przedstawiono wyniki badań materiałowych, osiągnięcia w zakresie nowych urządzeń i aparatury oraz metod pomiarowych. Konferencja była udana i przyczyniła się do integracji fizyków technicznych. Za najlepsze prace przyznano nagrody.

Postanowiono, że następną konferencja odbędzie się w Poznaniu we wrześniu 1986. Komitet organizacyjny pod przewodnictwem doc. Dembczyńskiego rozpoczął już pracę. Postanowiono zwrócić szczególną uwagę na zainteresowanie przemysłu tą konferencją.

Jak już podano w punkcie 2 sprawozdania, działania Komisji i ZG mające na celu rozpoczęcie wydawania nowego czasopisma PTF *Fizyka* — *Przemysł* zostały wstrzymane ze względu na brak przydziału papieru na to wydawnictwo. Rozpoczęto natomiast przygotowania do uruchomienia poprzez WNT wydawania serii książek na temat zagadnień fizyki ważnych dla przemysłu. W opracowaniu znajduje się pierwszych 5 pozycji.

Przewodniczący Komisji prof. A. Oleś utrzymywał stały kontakt z Advisory Committee on Applied Physics and Physics in Industry EPS, przekazując sugestie komisji dotyczące konferencji naukowych oraz obsady na nich referatów plenarnych.

Wiele czasu poświęciła Komisja na zagadnienia związane z nauczaniem fizyki w uczelniach technicznych. Sprawy te omówione są w sprawozdaniu Komisji ds. Nauczania Fizyki w Wyższych Uczelniach Technicznych.

Komisja ds. Stypendiów Naukowych — głównym zadaniem Komisji było kwalifikowanie kandydatów na wyjazdy zagraniczne w ramach wymiany z towarzystwami fizycznymi Bułgarii, Czechosłowacji, NRD i Węgier.

W latach 1984/85 ze stypendiów skorzystały 44 osoby. W r. 1984 rozdzielono 117 dni wymiennych, zaś w 1985: 119 dni. Warunkiem otrzymania stypendium było wygłoszenie w czasie wizyty komunikatu na konferencji lub referatu na seminarium. Komisja preferowała młodych fizyków, szczególnie z mniejszych ośrodków akademickich, a także wyjazdy na konferencje poświęcone dydaktyce.

Do Polski przyjechało w ramach wymiany 30 naukowców z krajów socjalistycznych, głównie na konferencje naukowe organizowane przez PAN i ośrodki uniwersyteckie przy współpracy z Polskim Towarzystwem Fizycznym.

Prowadzone były działania na temat rozszerzenia wymiany bezdewizowej na inne kraje. Omówiono to w punkcie 2 sprawozdania.

Komisja Historii Fizyki —

a) Komisja przeprowadziła szereg wywiadów z fizykami starszego pokolenia na temat fizyki polskiej w okresie międzywojennym, w szczególności w ośrodku wileńskim. Wywiady zapisano na taśmach magnetycznych.

b) Prowadzono dalsze prace nad mającym się wkrótce ukazać tomem PWN-owskiej serii „Polish Men of Science” poświęconym Marianowi Smoluchowskiemu.

c) Przewodniczący Komisji prof. R. S. Ingarden wygłosił 2 odczyty z historii fizyki, z których jeden dotyczący Wojciecha Rubinowicza został opublikowany w *Postęпах Fizyki*.

d) Komisja inicjowała działalność naukową z dziedziny historii fizyki i patronowała tej działalności. Dotyczy to głównie opracowania do druku II i III księgi *Perspektywy* Witelona oraz przygotowania do druku książki C. Białoobrzeskiego *Podstawy poznawcze świata atomowego*.

e) Kontynuowano współpracę z Biblioteką Uniwersytecką w Toruniu.

Komisja ds. Programów, Podręczników i Pomocy Dydaktycznych dokonała analizy nowych programów w liceach ogólnokształcących o profilach matematyczno-fizycznym, podstawowym i biologiczno-chemicznym. Uwagi krytyczne i propozycje zmian zostały przekazane Zespołowi Programowemu Fizyki i Astronomii oraz autorom podręczników podkreślając, że program nauczania fizyki, rozumiany jako zbiór haseł, ma z konieczności charakter wstępny i musi być otwarty na wszelkie merytorycznie uzasadnione zmiany, w czym nie powinien przeszkadzać fakt zatwierdzenia go do użytku szkolnego przez Ministra Oświaty i Wychowania. Do wprowadzania tego rodzaju zmian powinni być uprawnieni przede wszystkim autorzy podręczników.

Komisja przeanalizowała też programy nauczania fizyki i matematyki w szkole podstawowej i liceach ogólnokształcących z punktu widzenia ich wzajemnej korelacji. Wyniki tej analizy oraz postulaty odnośnie do programu i realizacji nauczania matematyki przekazano przewodniczącemu Zespołu Programowego Matematyki.

Komisja wypowiadała się co do poprawienia tematów egzaminów wstępnych na akademii medycznej w części dotyczącej fizyki. Uwagi krytyczne przekazano do Komitetu Fizyki Medycznej PAN i Ministerstwa Zdrowia i Opieki Społecznej.

Komisja ds. Nauczania Fizyki w Wyższych Uczelniach Technicznych współdziałała ściśle z Komisją ds. Fizyki w Przemysle. Członkowie Komisji uczestniczyli w pracach, które były uzgodnione na posiedzeniu dyrektorów instytutów fizyki wyższych uczelni technicznych w Poznaniu. Podjęto uchwałę dotyczącą minimalnej liczby godzin dydaktycznych na kierunkach technicznych (6% całego czasu nauczania), oraz wysunięto dezyderaty włączenia fizyków do technicznych zespołów dydaktyczno-naukowych. Zwrócono także uwagę na fakt, że zajęcia z fizyki powinni prowadzić jedynie pracownicy instytutów fizyki.

Mimo wizyty u wiceministra prof. C. Królikowskiego delegacji PTF z prezesem prof. T. Skalińskim na czele i mimo uzyskanych obietnic, fizycy do zespołów dydaktyczno-naukowych dotychczas nie weszli.

Komisja zabiegała o utworzenie problemu resortowego „Dydaktyka fizyki w wyższych szkołach technicznych”. Ministerstwo otrzymało terminowo wszystkie wymagane opracowania. Funduszków na ww. problem nie uzyskano. W związku z tym podjęto akcję włączenia uczelni w problem koordynowany przez COBRABID. Niezależnie zgłoszono do Ministerstwa Szk.WiN akces fizyków do problemu „Dydaktyki ogólne i szczegółowe”.

Komisja Nazewnictwa wspólnie z Komitetem Terminologii PAN zorganizowała we Wrocławiu całodzienną sesję poświęconą problemom terminologii w naukach ścisłych (w szczególności tworzeniu nazewnictwa dla nowych pojęć, wielkości itp.).

Komisja Legislacyjna w okresie sprawozdawczym opracowała (opierając się na statucie PTF) szereg regulaminów dotyczących różnych form działania Towarzystwa (Regulamin Medalu Mariana Smoluchowskiego, regulaminy nagród, regulaminy Walnego Zebrania Delegatów PTF, Komisji Rewizyjnej i prac Zarządu Głównego PTF). Regulaminy te zatwierdzono na ostatnim Walnym Zebraniu Delegatów PTF.

Komitet Główny Olimpiady Fizycznej. W latach 1984 i 1985 odbyły się programowo 2 Olimpiady Fizyczne. W stosunku do r. 1983, kiedy to we wszystkich olimpiadach przedmiotowych wystąpił bardzo duży spadek liczby uczestników, w latach 84 i 85 w zawodach Olimpiady Fizycznej liczba uczestników corocznie wzrastała odpowiednio o 23 i 10%. W br. mieliśmy rekordową liczbę finalistów: 29!

Jeżeli chodzi o stopień trudności i wymagania, to utrzymano dotychczasowy wysoki poziom. Miarą tego poziomu niech będzie fakt, że już po raz czwarty książka z naszymi zadaniami została przetłumaczona na język obcy i wydana za granicą.

W okresie sprawozdawczym odbyły się dwie Międzynarodowe Olimpiady Fizyczne: 1984 — Szwecja i 1985 — Jugosławia. Drużyna polska uzyskała w obu tych imprezach wyniki na średnim poziomie.

Do władz Międzynarodowej Olimpiady Fizycznej wybrano dwóch członków PTF. Sekretarzem jest dr Waldemar Gorzkowski, a wicesekretarzem dr Andrzej Kotlicki.

Biblioteka PTF. W latach 1984—85 zbiory Biblioteki PTF w Toruniu powiększyły się o 64 tomy czasopism przysłanych przez prof. S. Mrozowskiego. Od roku biblioteka otrzymuje czasopismo *Delta*. Dzięki pomocy i uprzejmości redakcji *Postępów Fizyki* zostały uzupełnione i przychodzą na bieżąco *Postępy Fizyki* i *Acta Physica Polonica*. Ze zbiorów biblioteki korzystają pracownicy Instytutu Fizyki UMK, studenci fizyki, pracownicy Instytutu Chemii UMK, IF Uniwersytetu w Szczecinie, ATR w Bydgoszczy, Uniwersytetu Gdańskiego. Udostępniano też zbiory pracownikom IF Uniwersytetu Warszawskiego i IF PAN w Warszawie.

7. DZIAŁALNOŚĆ ODDZIAŁÓW TERENOWYCH PTF

Popularyzacja fizyki i opieka nad młodzieżą szkół średnich i podstawowych była tak jak w latach poprzednich głównym nurtem działalności oddziałów PTF. W odczytach organizowanych na terenie całego kraju, często ilustrowanych pokazami, wzięło udział wiele tysięcy osób — przede wszystkim uczniów i nauczycieli. W niektórych oddziałach organizowano także wykłady specjalistyczne dla fizyków, często z udziałem wykładowców zagranicznych. Oddziały PTF były również współorganizatorami imprez najczęściej wspólnie z instytutami fizyki uniwersytetów i politechnik. Prowadzono wspólne akcje „dni otwartych”, kiedy uczniowie mogli zapoznać się z działalnością badawczą uczelni.

Współpraca z nauczycielami i młodzieżą szkolną odbywała się również tradycyjnie poprzez Okręgowe Komitety Olimpiady Fizycznej.

W 1985 r. prowadzono również akcję mającą na celu uporządkowanie spraw składek członkowskich. W związku z tym wiele osób skreślono z listy członków Polskiego Towarzystwa Fizycznego. Składka począwszy od 1984 r. wzrosła do 300 zł rocznie. Przyjęto również w poszczególnych oddziałach wielu nowych członków.

W prawie wszystkich oddziałach wybrano nowe zarządy.

Oddział Białostocki: 37 członków. Zorganizowano 11 posiedzeń naukowych z udziałem wykładowców z zagranicy. Prowadzono akcje popularyzacji fizyki, m. in. w ramach Wszechnicy Humanistycznej (wykłady „Wszechświat i jego historia”).

Oddział Bydgoski: 37 członków. Zorganizowano 3 posiedzenia naukowe. Prowadzono współpracę z kółkami fizycznymi przy 2 liceach ogólnokształcących. Członkowie mogli wykonywać ćwiczenia laboratoryjne w pracowni fizycznej ATR i zapoznać się z tematyką prac badawczych. Prowadzono akcję mającą na celu utrzymanie kontaktu z fizykami zatrudnionymi w przemyśle. Kompletowano roczniki *Postępów Fizyki*

dla uczelni bydgoskich. Przeprowadzono dyskusje i opracowano uwagi na temat „Tez na III Kongres Nauki Polskiej”.

Oddział Częstochowski: 70 członków. Odbyło się 15 posiedzeń naukowych i 9 seminariów. Organizowane były spotkania metodyczne z nauczycielami szkół średnich i podstawowych z Częstochowy i województwa połączone z akcją odczytową. Odbyło się 13 spotkań w tzw. akcji „otwartych drzwi”, w ramach której członkowie PTF wygłaszali referaty popularno-naukowe, przeprowadzali doświadczenia fizyczne lub rozwiązywali zadania egzaminacyjne. Oddział kontynuuje współpracę z Hutą Baildon w Katowicach dotyczącą technologii otrzymywania miękkich materiałów magnetycznych.

Oddział Gdański: 116 członków. W okresie sprawozdawczym oddział zorganizował 2 najpoważniejsze imprezy PTF: Zjazd Fizyków i konferencję „Fizyka dla Przemysłu”. Działalność ta opisana została na początku sprawozdania. Poza tym Oddział zorganizował 11 posiedzeń naukowych. Odbyło się 15 wykładów dla nauczycieli i młodzieży szkół średnich. W ramach sekcji fizyki Gdańskiego Młodzieżowego Towarzystwa Przyjaciół Nauk odbyło się 45 godzin wykładów i 30 godzin zajęć laboratoryjnych dla najbardziej uzdolnionej młodzieży szkół średnich.

Oddział Gliwicki: 72 członków. W okresie sprawozdawczym zorganizowano 10 posiedzeń naukowych z udziałem wykładowców zagranicznych. Na sesji okolicznościowej poświęconej pamięci prof. Tadeusza Malarskiego wygłoszono 5 referatów. Przy współpracy z IF Politechniki Śląskiej i Wydz. Ośw. i Wych. przeprowadzono 2 cykle spotkań z młodzieżą szkół średnich, w sumie 12 spotkań, w czasie których odbyło się 50 demonstracji zebranych w określone grupy tematyczne. Pokazy te cieszyły się dużym zainteresowaniem i uzyskały pozytywne opinie młodzieży i nauczycieli. Frekwencja nigdy nie była niższa niż 200 osób, a czasem sięgała 700 osób!

Niezależnie od tego kontynuowano również pokazy dla młodzieży szkół średnich.

Oddział Katowicki: 97 członków. Prowadzona była głównie działalność popularyzatorska wśród nauczycieli i uczniów szkół średnich. Tradycyjnie odbywały się konwersatoria Oddziału, w sumie odbyło się 12 konwersatoriów. Prowadzono cykle wykładów dla młodzieży skupionej w klubie „Kwark”, który działa przy Pałacu Młodzieży w Katowicach. Za tę działalność Oddział otrzymał dyplom uznania od dyrekcji Pałacu. Oddział zainicjował i prowadził cykle wykładów dla młodzieży szkół średnich cieszące się dużym powodzeniem.

Oddział Kielecki: 30 członków. Oddział zorganizował „Dni wymiany Doświadczeń” w styczniu 1984 dla nauczycieli akademickich z całego kraju. Wygłoszono tam 12 referatów na tematy dydaktyczne. W 1985 zorganizowano 3-dniową konferencję pt. „Współczesne problemy fizyki i dydaktyki fizyki”, w której wzięło udział 140 nauczycieli z woj. kieleckiego. Wygłoszono 20 referatów obejmujących wybrane zagadnienia fizyki w szkole średniej. Konferencja została wysoko oceniona przez Kuratorium, Oddział Doskonalenia Nauczycieli i Politechnikę Świętokrzyską. Zorganizowano konferencję zastosowań techniki mikrokomputerowej w nauczaniu fizyki w szkole średniej. Przeprowadzono akcję udostępnienia młodzieży ośrodka badawczego Politechniki. Zorganizowano 3 ogólne zebrania wszystkich członków Oddziału.

Oddział Krakowski: 295 członków. Zorganizowano 58 spotkań czwartkowych, tzw. Krakowskich Konwersatoriów PTF, na których referowane były najnowsze osiągnięcia w dziedzinie fizyki, techniki i nauk pokrewnych w kraju i za granicą. Oddział sprawował nadzór nad olimpiadami fizycznymi do szczebla wojewódzkiego. Prowadzono tzw. „Małą Szkołę Fizyki” dla uczniów szkół średnich, a także „Klasę uniwersytecką fizyki” w I Liceum Ogólnokształcącym w Krakowie. Uczniowie z tej klasy zajęli II i III miejsce na Międzynarodowych Olimpiadach Fizycznych.

Oddział Łódzki: 121 członków. W okresie sprawozdawczym zorganizowano 8 zebrań naukowych z udziałem wykładowców zagranicznych. W ramach akcji popularyzacji fizyki i oddziaływań na szkołę średnią zorganizowano cykl 13 spotkań z młodzieżą. Prelekcje ilustrowane były pokazami. Nawiązano współpracę ze środowiskiem naukowym i technicznym okręgu łódzkiego. W ramach tej akcji wygłoszono wykłady w Centralnym Ośrodku Naukowych Badań Włókiennictwa w Bielsku. Sekcja Biofizyki Oddziału PTF wspólnie z Zakładem Biofizyki Akademii Medycznej zorganizowała cykl 14 seminariów. Przyznano dyplomy i nagrodę za najlepsze prace magisterskie. Odbyła się sesja z okazji 40-lecia fizyki w Łodzi. W ramach działalności organizacyjnej odbyło się 10 zebrań Zarządu Oddziału. Uzyskano własny lokal na potrzeby Oddziału. Oddział Łódzki podjął się organizacji kolejnego Zjazdu Fizyków Polskich w r. 1987. Rozpoczęto już wstępne prace przygotowawcze.

Oddział Lubelski: 117 członków. W okresie sprawozdawczym zorganizowano 31 zebrań naukowych z udziałem

łem prelegentów zagranicznych i krajowych spoza ośrodka lubelskiego. Kontynuowana była działalność Międzyszkolnego Koła Fizycznego dla szkół średnich Lublina. Obenien na zajęcia dydaktyczne związane z programowaniem mikrokomputerów uczęszcza 132 uczniów. Zgodnie z wieloletnią tradycją co roku organizowane są „Pokazy z Fizyki”. W r. 1984 obejrzało je ponad 4000 uczniów i nauczycieli szkół średnich często z odległych miejscowości. W 1985 liczba uczestników przekroczyła 5000 osób. Oddział prowadzi „Muzeum Fizyki” mieszczące się w IF UMCS. Prowadzona jest akcja kompletowania zabytkowych przyrządów, które służyły ongiś do demonstracji zjawisk fizycznych.

Oddział Opolski: 61 członków. Dominującą tematyką pracy Oddziału były zagadnienia dydaktyki fizyki i popularyzacji fizyki. Odbyło się 8 posiedzeń naukowo-dydaktycznych z udziałem wykładowców spoza ośrodka opolskiego. Zorganizowano dwudniową Ogólnopolską Sesję Kół Naukowych Fizyków. Wspólnie z Oddziałem Doskonalenia Nauczycieli w Opolu zorganizowano XVII i XVIII Turniej Wiedzy Fizycznej o puchar Zarządu Głównego PTF. Jest to impreza z dobrą tradycją i coraz lepiej organizowana. Obejmuje niemal wszystkie szkoły średnie województwa i jest dobrą wizytówką PTF (500—600 uczestników). Na podkreślenie zasługuje społeczne zaangażowanie większości członków Oddziału Opolskiego. Prowadzone były pokazy doświadczeń fizycznych dla uczniów szkół podstawowych i średnich. Zorganizowano 9 spotkań. Uczestniczyło w nich ponad 500 uczniów z Opola, Zabrze, Nysy, Kędzierzyna i Koźła.

Oddział Poznański: 172 członków. W 1984 r. działalność Oddziału obejmowała problematykę dydaktyczną i popularno-naukową. Zorganizowano 2 wykłady dla nauczycieli i seminarium dla kandydatów na studia wyższe, w którym wzięło udział 112 uczniów. Podobnie działano w 1985 r., w seminarium wzięło udział 156 uczniów szkół średnich Poznania i województw poznańskiego, leszczyńskiego i pińskiego. Zorganizowano zawody XIV Olimpiady Fizycznej.

Oddział Rzeszowski: 29 członków. Organizowano posiedzenia z udziałem wykładowców z zagranicy (2). Zorganizowano cykl wykładów dla młodzieży szkół średnich z pokazami doświadczeń. Tematyka była różna — od astronomii do mikrokomputerów. Wspierano akcje zespołów badawczych fizyków współpracujących z przemysłem. Przy Oddziale zorganizowano sekcję mikrokomputerową.

Oddział Słupski: 56 członków. Nowo powstały Oddział PTF pod przewodnictwem dra Henryka Wrembla niemal potroił w ciągu 2 lat liczbę członków, co jest zjawiskiem niezwykłym w skali krajowej. Oddział zrzesza 15 nauczycieli akademickich, 33 nauczycieli szkół średnich, 6 pracowników technicznych i 2 studentów (jedynych w PTF). Odbyło się w sumie 2 zebrania ogólne członków poświęcone sprawom organizacyjnym, 15 zebrań naukowych i 13 posiedzeń Zarządu. Średnia frekwencja na zebraniach naukowych wynosiła 22 osoby. Odbyły się 3 spotkania z nauczycielami szkół średnich. Wspólnie z Zakładem Fizyki WSP w Słupsku zorganizowano „Dni otwarte dla młodzieży szkół średnich”. W 1985 r. z inicjatywy PTF zorganizowano wspólny dla województw słupskiego i koszalińskiego Turniej Wiedzy Fizycznej. Dla uczestników tego turnieju zorganizowano pokazy pracowni i urzędzeń w Zakładzie Fizyki WSP.

Oddział Szczeciński: 60 członków. W okresie sprawozdawczym działalność oddziału ogniskowała się na organizowaniu zebrań naukowych i zajęć dla Młodzieżowego Towarzystwa Naukowego. Odbyło się 7 posiedzeń naukowych z udziałem wykładowców zagranicznych. Odbyło się 55 wykładów z demonstracjami dla młodzieży, popularyzujących osiągnięcia fizyki. Przeprowadzono 11 ćwiczeń laboratoryjnych. Utworzono 2 grupy badawcze. Dla uczniów szkół średnich województwa oddział zorganizował również 2 turnieje wiedzy fizycznej.

Oddział Toruński: 114 członków. W okresie sprawozdawczym zorganizowano 43 zebrania naukowe z udziałem wykładowców zagranicznych. Oddział był współorganizatorem XVI i XVII „Symposium on Mathematical Physics”, jak również 2 szkół letnich optyki kwantowej w Bachtoku. W ramach działalności popularyzatorskiej, wspólnie z Polskim Towarzystwem Matematycznym i Polskim Towarzystwem Miłośników Astronomii zorganizowano cykl 12 wykładów. Organizowano odczyty dla Międzyszkolnego Koła Fizyków. Pokazy z mechaniki, elektryczności i fal elektromagnetycznych obejrzało ok. 5300 uczniów i nauczycieli z województw toruńskiego, bydgoskiego, olsztyńskiego i wrocławskiego. W okresie sprawozdawczym działał również okręgowy komitet Olimpiady Fizycznej organizując eliminacje I i II etapu.

Oddział, Warszawski: 438 członków. Zarząd Oddziału skoncentrował swą działalność na akcjach popularyzacji fizyki, a także na współdziałaniu ze środowiskiem nauczycielskim. Zorganizowano cykl wykładów popularno-naukowych poświęconych problemom fizyki statystycznej i fizyki magnetyków. Zorganizowano spotkanie z nauczycielami szkół warszawskich poświęcone zastosowaniu mikrokomputerów w fizyce szkolnej. Członkowie Oddziału uczestniczyli w wielu spotkaniach poświęconych tematyce pedagogicznej. Udziela-

no pomocy i konsultacji szkołom z województwa warszawskiego. Utworzone zostało koło naukowe „Gluony”. Członkowie tego koła, uczniowie szkół warszawskich, mają możliwości zapoznawania się z pracownikami naukowymi Wydziału Fizyki UW. Oddział był współorganizatorem sesji poświęconej 100 rocznicy urodzin Mieczysława Wolfkego, wykładu poświęconego życiu i działalności naukowej Marii Skłodowskiej-Curie, jak również wykładu im. Mariana Smoluchowskiego.

Oddział Wrocławski: 203 członków. W okresie sprawozdawczym odbyło się 10 posiedzeń naukowych z udziałem wykładowców zagranicznych. Zorganizowano II Sesję Naukową im. Włodzimierza Trzebiatowskiego na temat fizyki kryształów. Zorganizowano sesję pt. „Język i terminologia polska w fizyce”. Reaktywowano tzw. „Czwartki Fizyczne” dla młodzieży szkół średnich Wrocławia i Dolnego Śląska.

8. DZIAŁALNOŚĆ WYDAWNICZA

Polskie Towarzystwo Fizyczne wydaje 4 czasopisma. *Postępy Fizyki* leżą w wyłącznej gestii PTF. Pozostałe 3 czasopisma wydawane są wspólnie z innymi instytucjami. *Acta Physica Polonica* — wspólnie z IF PAN, *Reports on Mathematical Physics* wspólnie z IF UMK, *Delta* wspólnie z PAN i PTA.

Postępy Fizyki. W okresie sprawozdawczym redaktorem naczelnym był prof. Adam Sobiczewski. W skład komitetu redakcyjnego wchodziły: dr Magdalena Staszal i dr Barbara Wojtowicz. Nakład czasopisma 2200 egz. Objętość roczna 50 ark. wydawniczych.

Ukazało się w sumie 10 zeszytów (tom 35 i 4 zeszyty z t. 36). Redakcja rozsyła czasopismo do 4 bibliotek krajowych i 19 zagranicznych w 7 krajach, 14 zeszytów wysyłanych jest za granicę do odbiorców indywidualnych. Na zasadzie wymiany otrzymujemy za *Postępy Fizyki* m. in. *Uspekhy Fizicheskich Nauk*, *Physics Today*, *Scientific American*, *Journal of Franklin Institute*, *Mathematical Proceedings* etc.

Czasopismo publikuje artykuły autorów polskich oraz przeciętnie raz na jeden zeszyt tłumaczenia najcenniejszych artykułów z czasopism zagranicznych. Stałymi działami są: dydaktyka fizyki w szkołach wyższych, sprawozdania ze zjazdów i konferencji, recenzje, nowości naukowe, wspomnienia-rocznice, kalendarz imprez etc.

Acta Physica Polonica. Redaktorem naczelnym był w okresie sprawozdawczym prof. Wiesław Czyż. W r. 1984 wydano zaplanowaną liczbę arkuszy wydawniczych serii A i B. W ramach normalnej pracy wydawniczej drukuje się również materiały z konferencji w Jaszowcu, w Wieżycy i w Jadwisinie. W r. 1985 wydano o 10 arkuszy więcej niż planowano, łącznie 270 arkuszy serii A i 152 arkusze serii B. W r. 1985 napływ prac indywidualnych znacznie wzrósł. Obie serie wydawane są punktualnie. Jest to bardzo ważne dla pracy redakcji, gdyż obecnie przy złym stanie bazy poligraficznej trudno utrzymać rytmiczność publikacji.

Reports on Mathematical Physics. Redaktorem naczelnym był w okresie sprawozdawczym prof. Roman S. Ingarden. W tym czasie ukazało się 12 zeszytów w łącznej liczbie 1772 stron, tj. 127 arkuszy wydawniczych (89+38). W r. 1984 wystąpiła znaczna nadwyżka prac wydrukowanych nad nadesłanymi, co oznacza drukowanie prac nadesłanych w poprzednich latach, bowiem w ukazywaniu się czasopisma była 3-letnia przerwa, którą się nadrabia. W 1985 r. są jeszcze opóźnione zeszyty 22.1 i 22.2, które mają się ukazać w najbliższym czasie. Łącznie w latach 1984—85 wydrukowano 164 prace, w tym 108 z zagranicy.

Delta. Redaktorem naczelnym był w okresie sprawozdawczym dr Marek Kordos, zastępca redaktora w zakresie fizyki mgr Maciej Jędrzejczak. *Delta* ukazuje się stosunkowo rytmicznie. Opóźnienia wynikały wyłącznie z winy drukarni. Nakład wynosił w 1984 r. 35 000 egz., a w 1985 r. — 30 000 egz. Zwroty średnio 10% nakładu są w całości przejmowane i sprzedawane przez redakcję. Obecnie obserwujemy niewielki, ale systematyczny wzrost liczby czytelników.

W r. 1984 część ilustracji wykonywana była techniką anaglifową (numer 4/1984 w całości), a w 1985 r. ukazuje się barwna mapa nieba do sklejenia z torami planet i komety Halleja oraz komentarzami. Ponadto reaktywowany został dział „Mała Delta”, rozpoczęła działalność fizyczna liga zadaniowa pod redakcją dr Andrzeja Nadolnego i ukazał się numer *Delty* poświęcony w całości informatyce.

W ramach działalności dodatkowej redakcja wydała 11 broszur z serii „Przeczytaj, może zrozumiesz”. Sześć z nich w nakładzie 30 000 egz. znalazło się już w sprzedaży. Redakcja uruchomiła także serię książek „Delta przedstawia”. Wydaje je wydawnictwo ALFA pod redakcją dra Bogdana Cichońskiego (ukazały się 2 książki). W tym samym wydawnictwie ma się wkrótce ukazać książka dla dzieci *Zobaczcie inaczej*. Poza tym Delta prowadzi stały Klub Delty w telewizji i kącik w „Młodym Techniku”.

*

Sprawozdanie to wskazuje, że Towarzystwo prowadziło działalność niemal we wszystkich przewidzianych statutem kierunkach. Jest to wynikiem bezinteresownej pracy wszystkich aktywnych członków PTF, za co składam im w imieniu Towarzystwa serdeczne podziękowanie. Dotyczy to w szczególności Zarządów Oddziałów PTF, Redakcji naszych czasopism, organizatorów konferencji i szkół, członków Komitetów Olimpiady Fizycznej. Osobiście chciałbym podziękować członkom Zarządu Głównego za współdziałanie i radę w mojej działalności.

Dziękujemy również naszym protektorom, w szczególności Polskiej Akademii Nauk i Komitetowi Fizyki PAN za pomoc materialną i wspieranie zamierzeń Towarzystwa.

Tadeusz Skaliński

Prezes Polskiego Towarzystwa
Fizycznego

Oddział Gdański

Dnia 29 listopada 1985 odbyło się zebranie sprawozdawczo-wyborcze, na którym podsumowano działalność za okres od 12. 10. 83 do 29. 11. 85 oraz wybrano Zarząd na nową kadencję.

Oddział Gdański liczy 114 członków rekrutujących się głównie z pracowników Uniwersytetu Gdańskiego (55) i Politechniki Gdańskiej (41). W okresie sprawozdawczym liczba członków zmniejszyła się o 16 osób. W okresie tym odbyły się trzy posiedzenia Zarządu poświęcone aktualnym sprawom Oddziału oraz osiem zebrań naukowych, na których wygłoszono 11 referatów. W dniu 26 stycznia 1984 odbyło się okolicznościowe zebranie Oddziału Gdańskiego PTF poświęcone dorobkowi naukowemu prof. Czesława Bojarskiego z okazji 60-lecia urodzin.

W ramach działalności dydaktycznej i popularno-naukowej prowadzone były: 1) wykłady z fizyki dla młodzieży szkół średnich; 2) w ramach Sekcji Fizyki Gdańskiego Młodzieżowego Towarzystwa Przyjaciół Nauki odbyły się wykłady i zajęcia laboratoryjne dla uzdolnionej młodzieży szkół średnich. W okresie sprawozdawczym odbyło się 45 godzin wykładów i 30 godzin ćwiczeń laboratoryjnych.

W ramach współpracy z przemysłem Oddział Gdański PTF był współorganizatorem konferencji „Fizyka dla Przemysłu” (20–22 września 1984).

W ramach współpracy i wymiany PTF z towarzystwami krajów europejskich dwie osoby były delegowane za granicę, natomiast Oddział Gdański wizytowały trzy osoby.

Oddział Gdański PTF wielkim nakładem sił zorganizował XXVIII Zjazd Fizyków Polskich (17–20 września 1984), w którym wzięło udział

ponad 500 fizyków (patrz sprawozdanie z tego Zjazdu, *Postępy Fizyki* 36, 487 (1985)).

Wybrano nowe władze w następującym składzie: przewodniczący — J. Grzywacz, z-cy przewodniczącego — I. Adamczewski i J. Heldt, sekretarz — K. Nowaczyk, skarbnik — T. Zaleski, członkowie Zarządu — I. Witort, K. Kozłowski, G. Jacyno. Nowo wybrany Zarząd postanowił nadal prowadzić współpracę z przemysłem i innymi towarzystwami naukowymi oraz organizować spotkania naukowe.

Stanisław Zachara

Oddział Wrocławski

Dnia 9 stycznia 1986 odbyło się zebranie sprawozdawczo-wyborcze, na którym ustępujący Zarząd Oddziału pod przewodnictwem prof. Kazimierza Łukaszevicza przedstawił działalność w okresie od 31 stycznia 1984 r. do dnia zebrania.

W okresie objętym sprawozdaniem odbyło się 10 posiedzeń naukowych. Referentami spoza Oddziału byli: prof. A. Klotz (Sydney, Australia), prof. F. Kaczmarek (Poznań), prof. J. Stankowski (Poznań). Niestety, nie udało się w pełni urzeczywistnić cyklu posiedzeń poświęconych przedstawieniu prac i dorobku różnych placówek fizycznych we Wrocławiu.

Dnia 23 listopada 1984 wspólnie z Sekcją Nauk Ścisłych Komitetu Terminologii PAN zorganizowano sesję „Język i terminologia polska w fizyce”. Notatka o tej sesji ukazała się w *Postęпах Fizyki* 36, 405 (1985).

Wybrano nowe władze Oddziału w składzie: przewodniczący — Eugeniusz Jagoszewski, wiceprzewodniczący — Jerzy Rafałowicz, sekretarz —

Krystyna Żukowska, skarbnik — Ryszard Gonczarek oraz członkowie — Zygmunt Galasiewicz, Tadeusz Lewowski, Joachim Mader, Cecylia Wesółowska.

Bernard Jancewicz

Nominacje na profesorów

Rada Państwa nadała tytuły naukowe profesorów.

Tytuł profesora zwyczajnego nauk fizycznych otrzymał Andrzej Białas (UJ, Kraków).

Tytuł profesora nadzwyczajnego nauk fizycznych otrzymał Waclaw Jakubowski (PW, Warszawa).

Tytuł profesora nadzwyczajnego nauk technicznych otrzymał Jerzy Niewodniczański (AGH, Kraków).

Wręczenie nominacji profesorskich odbyło się 7 lutego 1986.

Rada Główna Nauki i Szkolnictwa Wyższego

Dnia 13 lutego 1986 Rada Główna Nauki i Szkolnictwa Wyższego rozpoczęła trzyletnią kadencję w swoim nowym składzie. Spośród fizyków do Rady została mianowana prof. Danuta Frąckowiakowa (Politechnika Poznańska).

Medal dla Leonarda Sosnowskiego

Profesor Leonard Sosnowski ukończył w bieżącym (1986) roku 75 lat. Z tej okazji odbyło się dn. 24 lutego br. w Instytucie Fizyki Doświadczalnej UW uroczyste konwersatorium, zorganizowane przez Radę Naukową i Dyрекcję tego Instytutu. O dorobku naukowym Jubilata mówili profesoria: Marian Grynberg, Jerzy Kołodziejczak i Jerzy Pniewski. Uczniowie prof. Sosnowskiego wręczyli mu medal w postaci płytki krzemu, na której z jednej strony wytrawiono:

Profesorowi — uczniowie

16 luty 1986

a na odwrocie — rysunek frontonu Instytutu Fizyki Doświadczalnej Uniwersytetu Warszawskiego i napis: Hoża 69.

Nagroda Hewletta-Packarda

Nagrodę Hewletta-Packarda za r. 1985 otrzymał fizyk, dr Ferenc Mezei, członek Węgierskiej Akademii Nauk, profesor Centralnego Instytutu Badawczego Fizyki w Budapeszcie, Instytutu Lauego-Langevina w Grenoble i Instytutu Hahna-Meitner w Berlinie Zachodnim.

Nagroda została przyznana za zaproponowanie, opracowanie i następnie zastosowanie nowej, w spektroskopii neutronów termicznych, metody tzw. echa spinowego. Metody spektroskopii neutronów stosowane są już od 40 lat w różnych dziedzinach fizyki fazy skondensowanej. W metodzie echa spinowego określa się w nowy sposób zmianę stanu neutronu w procesie rozproszenia, wykorzystując w tym celu zjawisko precesji spinu neutronu w polu magnetycznym. Doprowadziło to do znacznego zwiększenia precyzji określania czasów życia wzbudzeń elementarnych. W ten sposób m. in. wyznaczono czasy życia rotonów w nadciekłym ^4He dla bardzo niskich temperatur.

Prace prof. F. Mezei nad metodą echa spinowego rozszerzyły w znacznym stopniu możliwości spektroskopii neutronów termicznych.

Izabela Sosnowska

Nagroda Problemów

Nagrodę czasopisma *Problemy* za r. 1985 otrzymał prof. Mieczysław Subotowicz za „wytrwale krzewienie idei astronautyki”.

Subotowicz urodził się w 1924 r. w Wilnie, studia fizyki odbywał na UMCS w Lublinie i od 1971 jest profesorem tego Uniwersytetu. W latach 1956—64 pracował w Zakładzie Astronautyki PAN, kierowanym przez prof. K. Zarankiewicza.

Mieczysław Subotowicz opublikował wiele książek naukowych i popularno-naukowych, m. in. monografię *Astronautyka* (1960). Jest przewodniczącym Komitetu Redakcyjnego dwumiesięcznika *Astronautyka* i członkiem Komitetu Redakcyjnego *Postępów Astronautyki*. Jest członkiem korespondentem Międzynarodowej Akademii Astronautycznej i członkiem Niemieckiego Towarzystwa Astronautycznego.

Europejskie Centrum Astrofizyczne

Na Wyspach Kanaryjskich Teneryfie i Palmie otwarto w końcu czerwca 1985 dwa międzynarodowe obserwatoria astrofizyczne. Od pewnego czasu na tych wyspach działały teleskopy słoneczne hiszpańskie, brytyjskie, duńskie, francuskie i niemieckie. Teraz dodano dwa wielkie urządzenia: próżniowy teleskop Gregory'ego (dotychczas używany w Lugano przez obserwatorium astronomiczne uniwersytetu w Getyndze) oraz nowy przyrząd — próżniowy teleskop wieżowy Instytutu Słońca we Freiburgu (RFN). Pierwszy z nich został unowocześniony i prace badawcze już się zaczynają, natomiast teleskop wieżowy będzie ukończony w 1987 r. Oba te urządzenia zostały sfinansowane (ok. 20 milionów marek) przez Niemieckie Towarzystwo Badawcze (Deutsche Forschungsgemeinschaft). Oba obserwatoria działają na zasadzie współpracy międzynarodowej, a zarządzane są przez Instituto de Astrofísica de Canarias.

Uroczystego otwarcia ośrodka dokonał król Juan Carlos. Obecne były pary królewskie duńska, holenderska i szwedzka i prezydenci Irlandii i RFN, królową brytyjską reprezentował księżę Gloucester.

Naturwissenschaften 72, No 8 (1985)

B. W.

Stulecie urodzin Klemensiewicza

W bieżącym roku przypada setna rocznica urodzin prof. Zygmunta Klemensiewicza. Klemensiewicz urodził się 24 kwietnia 1886 w Krakowie. Studia fizyki, matematyki i chemii odbył na Uniwersytecie Jana Kazimierza we Lwowie, tam był uczniem Smoluchowskiego. Po studiach odbywał staż w Instytucie Radowym w Paryżu pod kierunkiem Marii Skłodowskiej-Curie. Inną dziedziną jego zainteresowań była elektrochemia. Był współtwórcą (wraz z F. Haberem) elektrody szklanej. W latach 1930—39 był profesorem fizyki Politechniki Lwowskiej. W czasie wojny opuścił ZSRR wraz z armią Andersa. Po przyjeździe do Anglii był jednym z organizatorów i profesorów Politechniki Polskiej, a także członkiem założycielem Polskiej Rady Naukowej na Obczyźnie. Do Polski wrócił w 1956 r. i objął Katedrę Fizyki Jądrowej na Politechnice Śląskiej w Gliwicach. Zmarł 25 marca 1963.

Klemensiewicz był zamięłowanym i wytrawnym

taternikiem i narciarzem, autorem pierwszego polskiego podręcznika taternictwa, jak również wybitnym fotografem tatrzańskim.

Obszerniejsze wspomnienia o nim ukazały się w *Postęпах Fizyki* 15, 3 (1964) i 29, 519 (1978).

B. W.

VIII Międzynarodowe Sympozjum Spektroskopii Jądrowego Rezonansu Kwadrupolowego

W dniach od 22 do 26 lipca 1985 r. odbyło się w Darmstadt (RFN) VIII Międzynarodowe Sympozjum Spektroskopii Jądrowego Rezonansu Kwadrupolowego (NQRS) zorganizowane przez Instytut Chemii Fizycznej Politechniki w Darmstadt oraz Międzynarodowy Komitet NQRS. Przewodniczącym Komitetu Organizacyjnego był Alarich Weiss.

Kolejne VIII Sympozjum NQRS (odbywające się co 2 lata) zgromadziło ponad 100 specjalistów z 21 krajów. W trakcie Sympozjum wygłoszono 8 referatów plenarnych i 39 referatów z prac własnych, a około 100 komunikatów przedstawiono w sesjach plakatowych.

Referaty plenarne dotyczyły głównie zastosowania metod NQR do badań przejść fazowych w kryształach oraz badań metali i układów nieuporządkowanych. Uwagę uczestników zwrócił referat na temat obecnego stanu i dalszych perspektyw spektroskopii NQR. Uczestnicy z Polski przedstawili 1 referat i 3 komunikaty reprezentujące prace dwóch ośrodków: Instytutu Fizyki Molekularnej PAN w Poznaniu i Instytutu Fizyki UAM w Poznaniu.

Śród przedstawionych prac można wyróżnić trzy grupy. Pierwsza z nich dotyczyła dalszego rozwoju techniki NQR, automatyzacji i precyzji pomiarów. Następna, bardzo duża, poświęcona była badaniom przejść fazowych i struktur elektrodynamicznych ciał stałych. Wreszcie ostatnia grupa, niestety niezbyt liczna, to prace pokazujące postępy w teoretycznym opisie oddziaływań kwadrupolowych.

Wydaje się, że najbardziej interesujące było widoczne rozszerzenie gamy związków badanych metodą NQR. Prace dotyczyły zarówno związków organicznych, jak i nieorganicznych, począwszy od związków biologicznie aktywnych (interesujących farmakologię) poprzez półprzewodniki do metali.

Zwyczajem poprzednich spotkań odbyło się

posiedzenie Międzynarodowego Komitetu NQRS, podczas którego wybrano nowego przewodniczącego. Został nim Alarich Weiss. Dyskutowano również kandydaturę Poznania na organizatora X Sympozjum w r. 1989.

Uczestnicy Sympozjum wyrazili zadowolenie z wciąż rozszerzającego się kręgu fizyków zainteresowanych metodą NQR.

Dzień przerwy w obradach organizatorzy wykorzystali na zorganizowanie autokarowej wycieczki do Heidelberga zakończonej wspólnym obiadem na zamku Frenkensteina. Bardzo interesujące i sympatyczne były też prywatne spotkania z pracownikami Instytutu organizującego Sympozjum.

Teksty referatów i komunikatów będą opublikowane w styczniowym numerze 1986 r. *Zeitschrift für Naturforschung*.

Następne, IX sympozjum NQRS odbędzie się w 1987 r. w Madras (Indie).

Jerzy Kasprzak

Najczęściej cytowane prace z r. 1983

W numerze 50 (1985) czasopisma *Current Contents* przedstawione jest zestawienie prac z zakresu nauk fizycznych opublikowanych w 1983 r. i najczęściej cytowanych w latach 1983—84. Redaktor tego czasopisma, Eugene Garfield, wyszukał 103 prace cytowane więcej niż 32 razy w ciągu tych dwóch lat. Najczęściej cytowana (170 razy) była praca 135 autorów ze współpracy UA1 w CERN-ie, kierowanej przez C. Rubbię (*Phys. Lett. B* 122, 103 (1983) anonsująca odkrycie bozonów W^+ i W^-). Praca grupy UA2, kierowanej przez S. van der Meera, ogłaszająca odkrycie tej samej cząstki przy zastosowaniu innej metody detekcji cytowana była 139 razy. Publikacje o odkryciu cząstki Z były cytowane 164 razy (współpraca UA1) i 121 razy (współpraca UA2). Jak wiadomo, van der Meer i Rubbia otrzymali za te odkrycia Nagrodę Nobla w 1984 r.

Najczęściej cytowane prace grupują się wokół następujących tematów: teorie unifikacji, supergrawitacji i supersymetrii — 12 prac, zastosowania modeli fraktali do zagadnień przeciekania (perkoleacji) — 10, wielowymiarowe teorie supergrawitacji Kaluzy-Kleina — 7, oddziaływania elektrosłabe i cząstki Higgsa — 6.

Wyraźnie daje się zauważyć rosnąca liczba autorów prac. Osiem prac miało ponad 50 autorów,

12 prac — ponad 10 autorów. Garfield zastanawia się, czy przy tak wielkiej liczbie autorów jest sens wymieniać ich nazwiska — autorstwo zmienia tu swoje znaczenie. Czy nie słusznierze byłoby stosowanie pseudonimu grupy, jak to kiedyś przed laty zrobili matematycy kreując „autora” — pana Bourbaki?

Current Cont., 25, No 50 (1985)

B. W.

Nowe czasopismo

Zacząło się ukazywać jeszcze jedno czasopismo. Firma World Scientific w Singapurze przystąpiła do wydawania kwartalnika *Journal of Modern Physics A*. Drukowane tam będą prace oryginalne i artykuły przeglądowe z fizyki cząstek elementarnych, teorii pól, grawitacji i kosmologii. Czasopismo nie pobiera opłat za publikację, a prenumerata dla osób prywatnych (w odróżnieniu od bibliotek i instytucji) jest niewysoka — 57 dolarów USA, w krajach rozwijających się tylko 34 dolary. W Komitecie Doradczym występują same znakomitości, prawie połowa z nich to laureaci Nagrody Nobla.

Phys. Today 39, No 1 (1986)

B. W.

Jerzy Mycielski

(1930-1986)

W dniu 10 lutego 1986 r., po kilkumiesięcznej ciężkiej chorobie, zmarł profesor Uniwersytetu Warszawskiego Jerzy Mycielski, jeden z najwybitniejszych polskich fizyków teoretyków, specjalista w dziedzinie teorii półprzewodników, laureat Nagrody Państwowej I stopnia i innych nagród naukowych, Członek Komitetu Fizyki PAN, członek Polskiego Towarzystwa Fizycznego i Europejskiego Towarzystwa Fizycznego oraz Towarzystwa Naukowego Warszawskiego.

Urodził się w 1930 r. w Krakowie. Po ukończeniu szkoły średniej w 1948 r. we Wrocławiu rozpoczął studia na Wydziale Matematyki, Fizyki i Chemii Uniwersytetu Wrocławskiego. Po ukończeniu w 1952 r. studiów fizycznych rozpoczął pracę zawodową w Zakładzie Fizyki Politechniki Wrocławskiej. Zajmował się wówczas teoretyczną i doświadczalną fizyką wysokiej próżni oraz fizyką powierzchni. W 1954 r. przeniósł się do Warszawy



Od 1971 r. Jerzy Mycielski kierował Zakładem Teorii Ciała Stałego IFT UW. Jego zainteresowania naukowe koncentrowały się wokół zagadnień oddziaływania elektron-fonon i elektron-plazmon w półprzewodnikach, teorii absorpcji na swobodnych nośnikach, zjawisk elektronowych w półprzewodnikach z gradientem składu oraz teorii ekranowania potencjałów krótkozasięgowych. We wszystkich tych dziedzinach wniósł oryginalny wkład wyróżniający się niestandardowym podejściem do rozwiązywanych problemów.

W r. 1977 Mycielski uzyskał tytuł profesora nadzwyczajnego nauk fizycznych. Od końca lat siedemdziesiątych zajmował się głównie teorią procesów elektronowych w półprzewodnikach półmagnetycznych, a w szczególności teorią stanów zlokalizowanych, ich zależności od pola magnetycznego i wpływu na właściwości optyczne i transportowe.

Profesor Mycielski zmarł w pełni sił twórczych, do ostatniej chwili prowadził działalność naukową. Spośród nieopublikowanych jeszcze prac warto wymienić interesującą hipotezę porządkowania przestrzennego zjonizowanych centrów domieszkowych o stanach lokalnych zdegenerowanych z pasmem przewodnictwa.

Cechą charakterystyczną działalności naukowej prof. Jerzego Mycielskiego, wyróżniającą go wśród innych fizyków teoretyków, był bardzo ścisły związek jego prac z eksperymentem. Zagadnienia formalne traktował tylko jako drogę do uzyskania wyników podlegających bezpośredniej weryfikacji doświadczalnej. Spośród ok. 80 opublikowanych prac wiele wykonał wspólnie z eksperymentatorami, m. in. ze swoim bratem doc. Andrzejem Mycielskim.

Jerzy Mycielski był niewątpliwie jednym z głównych twórców polskiej fizyki teoretycznej półprzewodników, o uznanym autorytecie w kraju i za granicą. Był wielokrotnie zapraszany do wygłaszania referatów przeglądowych na międzynarodowych konferencjach i szkołach, wchodził w skład komitetów programowych największych konferencji fizyki półprzewodników. Zapraszano go jako wizytującego profesora m. in. do Ecole Normale Supérieure w Paryżu, Purdue University w USA, Technische Hochschule w Akwizgranie (Aachen).

Osiągnięcia naukowe, głęboka wiedza, wyjątkowa intuicja fizyczna, umiejętność jasnego przedstawiania najtrudniejszych problemów uczyniły Mycielskiego jednym z animatorów życia naukowego w polskim środowisku fizyki półprzewodników i wybitnym wychowawcą młodego pokolenia fizyków. Był promotorem 15 prac doktorskich,

do Instytutu Fizyki Teoretycznej Uniwersytetu Warszawskiego, gdzie zajął się teorią procesów stochastycznych. W latach 1957—1970 pracował w Instytucie Fizyki Polskiej Akademii Nauk w Warszawie, a od 1970 r. w Instytucie Fizyki Teoretycznej UW. Przez szereg lat zajmował się teorią procesów hoppingu w półprzewodnikach domieszkowych.

W 1961 r. uzyskał w IF PAN stopień doktora nauk matematyczno-fizycznych na podstawie rozprawy „Z teorii przewodnictwa domieszkowego w półprzewodnikach”, a w 1972 r. stopień doktora habilitowanego na Uniwersytecie Warszawskim na podstawie rozprawy „Teoria polaryzacji elektrycznej półprzewodników wywołanej procesami hoppingu w modulowanym promieniowaniu”.

Był on w Polsce pionierem badań procesów hoppingu i w ciągu kilku lat skupił wokół siebie intensywnie pracującą grupę badawczą. Wyniki uzyskane przez Jerzego Mycielskiego ze współpracownikami, a w szczególności teoria absorpcji promieniowania elektromagnetycznego w procesach hoppingu zapisały się trwale w literaturze światowej.

recenzentem kilkudziesięciu prac doktorskich i habilitacyjnych oraz aktywnym członkiem Centralnej Komisji Kwalifikacyjnej. Z jego nazwiskiem związana jest piętnastoletnia historia Szkoły Fizyki Związków Półprzewodnikowych w Jaszowcu, istotnie przyczyniającej się do rozwoju fizyki półprzewodników w całej Polsce. Niewielu jest w Polsce specjalistów w tej dziedzinie, którzy nie skorzystali z inspirujących dyskusji naukowych z prof. Jerzym Mycielskim. Nie szczędził on swego czasu problemom nauczania i wychowania młodzieży szkolnej. Był wieloletnim przewodniczącym Komitetu Głównego Olimpiady Fizycznej i aktywnym działaczem Sekcji Rodzin Klubu Inteligencji Katolickiej.

Zainteresowania intelektualne Jerzego Mycielskiego nie ograniczały się do fizyki półprzewodników (był współautorem prac o rozwiązaniach solitonowych nieliniowego równania Schrödingera), a nawet daleko wykraczały poza fizykę. Ma on w swoim dorobku 30 prac z ekonomii matematycznej. Był on np. zapraszany jako ekonomista do Uniwersytetu w Yale oraz był ekspertem Komisji Ekonomicznej ONZ do spraw Azji i Dalekiego Wschodu.

Prawość, wrażliwość na sprawy ludzkie i gotowość niesienia pomocy zaskarbiły prof. Mycielskiemu autorytet moralny w środowisku, w którym działał. W 1984 r. został wybrany Dziekanem Wydziału Fizyki UW oraz przewodniczącym jednej z Komisji Senatu UW, która m. in. opracowała przyjęty przez Senat Kodeks postępowania nauczycieli akademickich Uniwersytetu. Wielką wagę przywiązywał do opiniotwórczej działalności nauczycieli akademickich, uważając ją za nierozłączny element procesu wychowania młodzieży.

Był człowiekiem o nieprzeciętnym intelekcie, wielkiej kulturze osobistej i rzadkich zaletach charakteru. Najbardziej wyróżniającą cechą jego osobowości było niezmiernie silne poczucie obowiązku względem uczniów i współpracowników, środowiska uniwersyteckiego i względem kraju.

Śmierć prof. Mycielskiego stanowi ogromną stratę dla nauki i całego życia intelektualnego w Polsce.

*Jan Blinowski
Marian Grynberg*

POSTĘPY FIZYKI
(dwumiesięcznik)

Warunki prenumeraty czasopisma na rok 1987:

Cena prenumeraty: półrocznie zł 330.—
rocznie zł 660.—

Prenumeratę krajową i za granicę przyjmuje się:

do dnia 10 listopada na I półrocze roku następnego i cały rok następny,
do dnia 1 czerwca na II półrocze roku bieżącego.

Prenumeratę krajową przyjmują i o cenach informacji udzielają urzędy pocztowe i doręczyciele na wsiach oraz Oddziały RSW „Prasa—Książka—Ruch” w miastach.

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

Bieżące numery można nabywać lub zamówić we Wzorcowni Ośrodka Rozpowszechniania Wydawnictw Naukowych PAN, Pałac Kultury i Nauki (wysoki parter), 00-901 Warszawa.

PRENUMERATA DLA CZŁONKÓW PTF

Członkowie PTF, którzy opłacają prenumeratę w Oddziałach PTF do 15 października każdego roku na cały rok następny, otrzymują 25% zniżki.

Information for subscribers

A subscription order can be sent through the local press distributors or directly to the Foreign Trade Enterprise ARS POLONA-RUCH, 00-068 Warszawa, Krakowskie Przedmieście 7, Poland. Our banker: Bank Handlowy S. A., Warszawa, Poland.

Tylko prenumerata zapewnia regularne otrzymywanie czasopisma.

SPIS TREŚCI

H. Arodź — Albert Einstein a problem unifikacji oddziaływań fundamentalnych	297
J. A. Zakrzewski — Odkrycie neutralnego bozonu pośredniczącego w anihilacji antyprotonów z protonami	311
RÓŻNE	
N. G. van Kampen — Spuścizna Smoluchowskiego i Einsteina w fizyce statystycznej (tłum. D. Śledziewska i Ł. A. Turski)	351
WSPOMNIENIA — ROCZNICE	
K. Bleuler — Garść wspomnień o Wolfgangu Paulim i o wczesnym okresie pobytu w Zurychu (tłum. W. Zielińska)	361
NOWOŚCI NAUKOWE	
B. Stryła, W. Kuczyński — Anizotropia napięcia powierzchniowego w nematykach	369
P. Fulde — Ciężkie fermiony (tłum. E. Kaczmarek-Morawiec)	379
ZE ZJAZDÓW I KONFERENCJI	385
RECENZJE	387
LIST DO REDAKCJI	391
KRONIKA	393

CONTENTS

H. Arodź — Albert Einstein and the Problem of Unification of Fundamental Interactions	297
J. A. Zakrzewski — Discovery of Neutral Intermediate Boson in Antiproton-Proton Annihilation	311
MISCELLANEA	
N. G. van Kampen — The Legacy of Smoluchowski and Einstein in Statistical Physics	351
RECOLLECTIONS-ANNIVERSARIES	
K. Bleuler — The Little I Remember from Wolfgang Pauli and the Early Days in Zurich	361
SCIENTIFIC NEWS	
B. Stryła, W. Kuczyński — Anisotropy of Surface Tension in Nematics	369
P. Fulde — Heavy Fermions	379
MEETINGS AND CONFERENCES	385
REVIEWS	387
LETTER TO THE EDITOR	391
CHRONICLE	393