
PTF

POSTĘPY FIZYKI

**DWUMIESIĘCZNIK
POŚWIĘCONY
UPOWSZECHNIANIU
WIEDZY
FIZYCZNEJ**

**TOM 37
ZESZYT 1
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 MIECZYŚLAW F. PAZDUR (Gliwice)
Dr MARIAN DRZAZGA (Katowice)
Doc. dr MARIAN KARGOŁ (Kielce)
Prof. dr ANDRZEJ BUDZANOWSKI (Kraków)
Doc. dr MIECZYŚLAW 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 1

PAŃSTWOWE WYDAWNICTWO NAUKOWE
1986

RADA REDAKCYJNA

Ludwik Natanson, Leonard Sosnowski, Przemysław Zieliński

KOMITET REDAKCYJNY

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

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

Korespondenci Oddziałów PTF

mgr *Piotr Malinowski* (Białystok)
dr *Romualda Pfranger* (Częstochowa)
dr *Stanisław Zachara* (Gdańsk)
dr hab. *Eugeniusz Soczkiewicz* (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* (Ozpole)
prof. dr *Andrzej Graja* (Ponañ)
mgr *Ewa Weinert-Rączka* (Szczecin)
doc. dr *Hanna Męczyńska* (Toruń)
dr *Wanda Ejchart* (Warszawa)
dr *Bernard Jancewicz* (Wrocław)

PAŃSTWOWE WYDAWNICTWO NAUKOWE, ODDZIAŁ KRAKÓW, UL. SŁAWKOWSKA 14

Nakład 2052+98 egz., ark. wyd. 8,5, ark. druk. 7+4 wkl. Oddano do składania we wrześniu 1985, podpisano do druku w kwietniu 1986, druk ukończono w kwietniu 1986. Zam. 573/85, cena zł 90,—

DRUKARNIA UNIWERSYTETU JAGIELLOŃSKIEGO, KRAKÓW, UL. CZAPSKICH 4

Tadeusz Skaliński

Instytut Fizyki PAN
Warszawa

35 lat pompowania optycznego i spektroskopii podwójnego rezonansu (Pamięci Alfreda Kastlera 1902-1984)*

35 Years of Optical Pumping and Double Resonance Spectroscopy; Alfred Kastler (1902-1984) in Memoriam

Abstract: Optical Pumping and Double Resonance methods introduced by A. Kastler and J. Brosel and their collaborators contributed significantly to the renaissance of the atomic spectroscopy. Many new fields of research have been opened and essential improvement in precision and sensitivity of the spectroscopic measurements has been attained. This paper gives a review of the main achievements in this branch of physics. It is written to honour the memory of Alfred Kastler, an eminent scientist and noble personality.

1. Wstęp

W dniu 7 stycznia 1984 r. zmarł w Bandol (na śródziemnomorskim wybrzeżu Francji) jeden z najznakomitszych fizyków naszych czasów, Alfred Kastler — laureat nagrody Nobla w dziedzinie fizyki (1966 r.) oraz wielu innych odznaczeń naukowych i honorowych¹. Był on człowiekiem o wyjątkowej dobroci, szlachetności i prawości. Był obdarzony ogromną naukową wyobraźnią. Jego idee wiążące oddziaływania między atomami i polem promieniowania z elementarnymi zasadami zachowania doprowadziły do rozwoju spektroskopii w minionym ćwierćwieczu².

Zastosowanie metod obmyślonych przez Kastlera doprowadziło do odkrycia i wyjaśnienia wielu nowych zjawisk o fundamentalnym znaczeniu. Wymienić tu należy m. in. spójność stanów atomowych i jej różnorodne przejawy, przejścia wielofotonowe, czysto jądrową orientację atomów w fazie gazowej. Zbadanie procesów relaksacji pozwoliło na analizę oddziaływań między atomami zorientowanymi i zaburzającymi. Wykorzystanie oddziaływania atomów z rezonansowymi polami elektromagnetycznymi częstości radiowej lub

* Artykuł ten jest nieco zmienioną wersją wykładu wygłoszonego 17 czerwca 1984 r. w XII Międzynarodowej Szkole Letniej Optyki Kwantowej w Bachotku.

¹ Między innymi członek honorowy Polskiego Towarzystwa Fizycznego od 1964 r. Obszerną informację o Kastlerze i jego osiągnięciach znajdzie Czytelnik w notatce z okazji 80-lecia jego urodzin (*Postępy Fizyki* 33, 410 (1982)), napisanej również przez prof. T. Skalińskiego (przyp. Red.).

² Warto w tym miejscu wspomnieć, że Kastler zawsze nawiązywał do prac W. Rubinowicza w dziedzinie kwantowej teorii atomu (por. np. [9], notka na str. 5).

mikrofalowej doprowadziło do ogromnego powiększenia czułości i precyzji pomiarów spektroskopowych (o rzędy wielkości), a to z kolei do powiązania pomiarów spektroskopowych z budową wzorca częstości (zegara atomowego) i z magnetometrami o wielkiej czułości.

Współpracowali z Kastlerem młodzi doktoranci i dyplomanci w Laboratoire de Spectroscopie Hertzienne Instytutu Fizyki Wyższej Szkoły Normalnej w Paryżu. W osobach J. Brossela, a następnie J. M. Wintera, B. Cagnaca i wielu innych znalazł Kastler znakomitych realizatorów eksperymentów. Piękną i nowoczesną szatę teoretyczną zawdzięcza się J. P. Barratowi, C. Cohenowi-Tannoudjiemu, Marii A. Bouchiat, S. Haroche'owi i F. Laloëmu.

W latach 1957-58 miałem szczęście pracować w tym znakomitym zespole pod kierunkiem Kastlera. Do ostatnich dni jego życia pozostawałem z nim w serdecznych i przyjacielskich stosunkach. Kastler wielokrotnie odwiedzał Polskę i wielu naszych kolegów pamięta jego piękne wykłady.

Pisząc ten artykuł chciałbym złożyć hołd pamięci tego znakomitego uczonego, wielkiego człowieka i wypróbowanego przyjaciela naszego kraju.

2. Spektroskopia atomowa przed wprowadzeniem metod pompowania optycznego i podwójnego rezonansu

Cofnijmy się myślą do połowy lat czterdziestych bieżącego stulecia. Wydawało się wówczas, że doświadczalne metody spektroskopii atomowej osiągnęły kres swych możliwości, a jej problematyka zdążyła ku wyczerpaniu. Dla ilustracji pierwszego z tych stwierdzeń posłużymy się przykładem linii rezonansowej rtęci 253,7 nm i możliwością zbadania jej struktury. Para rtęci naturalnej stanowi mieszaninę sześciu trwałych izotopów. Dwa z nich ^{199}Hg i ^{201}Hg obdarzone są spinem jądrowym różnym od zera; występują w nich struktura nadsubtelna; cztery izotopy parzyste ^{198}Hg , ^{200}Hg , ^{202}Hg i ^{204}Hg mają spin jądra równy zeru. Ponadto obserwujemy wyraźne przesunięcie izotopowe linii. W rezultacie częściowego nakładania się składowych (jest ich w sumie 9) w widmie uzyskanym przy użyciu dobrego układu interferometrycznego obserwujemy obraz pięciu mniej więcej równoodległych linii obejmujący obszar ok. $0,730\text{ cm}^{-1}$. Zdolność rozdzielcza dobrego interferometru Fabry'ego-Pérot'a w tym obszarze widmowym (przy typowej zdolności odbijającej płytek $R = 0,9$) wynosi $\Delta\tilde{\nu} = 0,04\text{ cm}^{-1}$. Użycie źródeł promieniowania o specjalnej budowie, a szczególnie użycie wiązki atomowej pozwoliło zmniejszyć rozszerzenie dopplerowskie linii. Zastosowanie tej metody jednak było możliwe jedynie w nielicznych przypadkach, nie prowadząc na dodatek do radykalnej poprawy sytuacji.

W tym czasie pojawiły się w fizyce atomowej nowe metody eksperymentalne. Stanowiły one rozszerzenie doświadczenia Sterna-Gerlacha. Niejednorodne pole magnetyczne segregowało atomy, biegnące w smukłej wiązce prostopadle do linii sił, zależnie od wielkości składowej momentu magnetycznego atomu wzdłuż tych linii sił i ogniskowało je następnie. Zastosowanie oscylującego pola magnetycznego o częstości rezonansowej powodowało przeorientowanie się momentów atomowych i przez to rozogniskowanie wiązki. Znajomość częstości rezonansowej pozwoliła uzyskać bezpośrednie informacje o spinach jądrowych atomów I i o związanych z nimi momentach magnetycznych jąder μ [1]. Niestety

ta metoda była ograniczona niemal wyłącznie do stanów podstawowych atomów i do niewielkiej liczby stanów metatrwałych, podczas gdy w przeważającej liczbie przypadków byliśmy zainteresowani stanami wzbudzonymi (przy badaniu momentów jądrowych wyższego rzędu np. kwadrupolowych).

Trzeba tu zauważyć, że w owych latach główne zainteresowania fizyków przesunęły się w kierunku badań jądrowych oraz półprzewodników. Uważano wówczas spektroskopię atomową za dziedzinę wyeksploatowaną i chylącą się ku upadkowi. Główną uwagę poświęcano w niej następującym problemom:

a) badanie i interpretacja widm atomów wielokrotnie zjonizowanych (w wiązkach jonów przyspieszanych w akceleratorach);

b) badanie struktury subtelnej poziomów atomów wodoru i wodoropodobnych. Już w 1925 r. Hansen zauważył pewne rozbieżności między zaobserwowaną strukturą subtelną linii balmerowskiej H_α i przewidywaniami teorii. W 1938 r. Williams badał strukturę linii D_α (deuteru) i w 1947 r., tuż po odkryciu Lamba i Retherforda, przesunięcia poziomów. Series i Kuhn poważnie ulepszyli poprzednie wyniki (1948 i 1950 r.), jednak uzyskane w tych pracach rozszczepienie było jeszcze niewystarczające, by w pełni przeanalizować omawiany efekt [2];

c) badanie struktury subtelnej wysokich stanów wzbudzonych atomów metali alkalicznych (w absorpcji serii głównej osiągnięto stany aż do $n = 70$). Celem badań było dokładne wyznaczenie energii termów wraz ze wzrastającym n , wyznaczenie efektywnych liczb kwantowych n^* i rozszczepienia subtelnych poziomów (w zależności od n i l) itp. Te ostatnie pomiary leżały już jednak poza możliwościami metod tradycyjnych;

d) badanie nadsubtelnej struktury linii widmowych (rozszczepienie hipermultipletów, ewentualny wpływ momentu kwadrupolowego jądra, rozmiary jądrowego dipola magnetycznego, oddziaływanie kwadrupola jądrowego z powłoką elektronową i poprawki Sternheimera, wreszcie analiza przesunięcia izotopowego). Ten cały zespół badań był najsilniej rozwijany w latach trzydziestych i czterdziestych [3].

3. Rozwój technik doświadczalnych

Do 1940 roku używano jako odbiornika promieniowania w badaniach spektroskopowych niemal wyłącznie kliszy fotograficznej. Nieledwie w kilkunastu pracach w latach trzydziestych użyto fotokomórki emisyjnej połączonej z kilkulampowym wzmacniaczem. Dopiero rozwój techniki fotopowielaczowej zapewniającej ogromnie czułą i szybką detekcję promieniowania (nastąpiło to w połowie lat czterdziestych) stanowił czynnik decydujący o sukcesie w jej stosowaniu w spektroskopii.

Fotopowielacze połączone z fazoczułymi wzmacniaczami a później ze złożonymi układami elektronicznymi do gromadzenia i analizy danych stały się potężnym narzędziem spektroskopii z powodzeniem zastępującym kliszę. Dodatkową i ważną ich zaletą była szybkość działania, co pozwoliło na śledzenie czasowego przebiegu sygnału badanego promieniowania.

Drugim, nie mniej ważnym czynnikiem, stał się rozwój techniki elektronowego i jądrowego rezonansu magnetycznego (Purcell i Bloch 1946 r. w fazie skondensowanej i I. I. Rabi już w 1938 r. w wiązce atomowej).

4. Ogólne zasady doświadczeń nad podwójnym rezonansem (PR) i pompowaniem optycznym (PO)

4.1. Schemat ogólny doświadczenia [4]

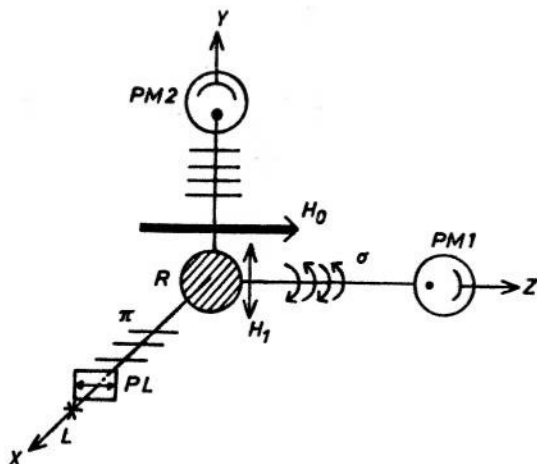
Doświadczenie składa się z trzech podstawowych etapów. Pierwszy polega na przygotowaniu układu fizycznego (tu zbioru atomów) w określonym stanie początkowym. W doświadczeniach stosujących rezonans magnetyczny (elektronowy bądź jądrowy) oznacza to wytworzenie różnicy obsadzeń między podpoziomami zeemanowskimi lub podpoziomami nadsubtelnej struktury. Drugim etapem jest ewolucja badanego układu pod wpływem zaburzenia zewnętrznego. Trzecim i ostatnim etapem jest pomiar. Jest istotną cechą metod PR i PO, że pierwszy i ostatni etap doświadczenia dokonuje się za pomocą promieniowania optycznego.

4.2. Metoda podwójnego rezonansu [5-7]

Zasadę tej metody objaśnimy biorąc dla prostoty parzysty izotop rtęci ($I = 0$) i ilustrując przejścia na diagramie Heisenberga (rys. 1 i 2). Komórka rezonansowa R zawierająca parę rtęci pod bardzo niskim ciśnieniem ($N \sim 10^{11}$ at. cm^{-3}) jest oświetlona wiązką światła z niskoprężnej lampy rtęciowej spolaryzowanego liniowo wzdłuż kierunku OZ . Cewki Helmholtza wytwarzają stałe, wysoce jednorodne pole magnetyczne H_0 również wzdłuż OZ . Inny układ cewek wytwarza w obszarze komórki pole oscylujące o amplitudzie H_1 i kierunku równoległym do OY (dla skrótu będziemy je nazywali polem RF). Szerokość linii wzbudzającej w świetle padającym na komórkę jest wystarczająco duża by pokryć równomiernie całą strukturę zeemanowską linii rezonansowej

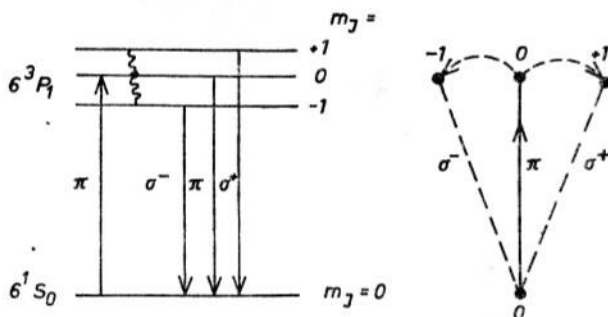
$$253,7 \text{ nm}(6^1S_0 - 6^3P_1).$$

Diagram Heisenberga pozwala zobrazować polaryzację składowych zeemanowskich linii. Składowe $\pi(\Delta m_J = 0)$ są zobrazowane przez linie pionowe diagramu; składowe σ^+ i σ^- ($\Delta m_J = +1$ i $\Delta m_J = -1$) przez linie ukośne. W doświadczeniu zobrazowanym na rys. 1 zachodzi tylko wzbudzenie π przeto zostaje wzbudzony tylko podpoziom $m_J = 0$ stanu wzbudzonego i w reemisji otrzymamy również tylko promieniowanie o takiej polaryzacji. W tym przypadku nie będzie promieniowania wysłanego z komórki w kierunku OZ i fotopowielacz PM1 nie wykaże prądu. Jeżeli jednak przyłożymy pole oscylujące RF dostrojone do częstości Larmora stanu wzbudzonego $6^3P_1(\Delta W_H = \nu_0 h)$ wywoła ono przejście między stanami $m'_J = 0$ i $m'_J = \pm 1$, w promieniowaniu wysłanym przez atom pojawią się składowe σ^+ i σ^- i fotopowielacz PM1 da sygnał. Gdy fotopowielacze PM1 i PM2 połączyć w układzie różnicowym, sygnał będzie znacznie silniejszy. Z tych pomiarów otrzymujemy częstość rozszczepienia zeemanowskiego $h\nu_0 = g_J \mu_B H_0$, gdzie $\mu_B = \frac{e\hbar}{2mc}$ jest magnetonem Bohra, g_J zaś stałą Landégo rozszczepionego poziomu. Z kształtu linii $I(\nu - \nu_0)$ otrzymanej przy przemiataniu obszaru rezonansu ν_0 (tj. z kształtu linii rezonansu magnetycznego zarejestrowanego optycznie) możemy uzyskać bardzo wiele informacji. Wyznaczenie ν_0 przy znanym polu H_0 daje bardzo dokładną wielkość rozszczepienia zeemanowskiego, a stąd również i czynnika g_J . Z szerokości linii (ekstrapolowanej do $H_1 = 0$) otrzymujemy



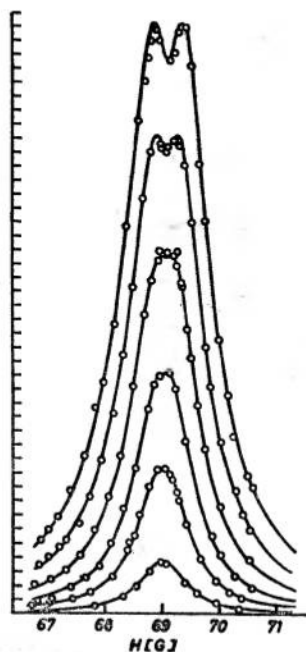
Rys. 1. Układ do badania podwójnego rezonansu: L — niskoprężna lampa rtęciowa, R — komórka rezonansowa, PL — polaryzator liniowy, PM1 i PM2 fotopowielacze, H_0 — jednorodne pole magnetyczne (równoległe do OZ), H_1 — oscylujące pole RF (równoległe do OY). Wiązka światła z L pada wzdłuż OX i jest spolaryzowana równoległe do OZ (wzbudzenie π)

czas życia τ stanu rezonansowego 6^3P_1 (rozszerzenie dopplerowskie linii można pominąć; szerokość dopplerowska $\Delta\nu_D$ jest proporcjonalna do częstości przejścia; ν_0 leży w obszarze częstości radiowych, jest więc rzędu 10^{-6} częstości optycznych).



Rys. 2. Schemat wzbudzenia i reemisji promieniowania rezonansowego parzystego izotopu rtęci

Wyrażenie na kształt linii rezonansowej w rozważanym przypadku można otrzymać kombinując wyrażenie Majorany na prawdopodobieństwo przeorientowania momentu magnetycznego atomu w oscylującym polu RF z prawdopodobieństwem emisji światła ze stanu wzbudzonego (wzór Majorany-Brossela). Okazuje się, że kształt linii rezonansowych otrzymanych w doświadczeniach przy różnych wartościach H_1 (przy dopasowaniu jednego tylko punktu dla zbioru krzywych — co oznacza wykalibrowanie amplitudy pola RF w jednostkach względnych) znakomicie pasuje do kształtu przewidzianego przez teorię (rys. 3), jednak ani wartość g_J , ani τ nie były w zgodzie z najlepszymi znanymi dotychczas wartościami. Niewielkie odchylenie wartości g_J od teoretycznej 1,5 (dla przypadku ścisłego sprzężenia LS) nie powinno nas dziwić. Założenie sprzężenia LS jest w rzeczywi-

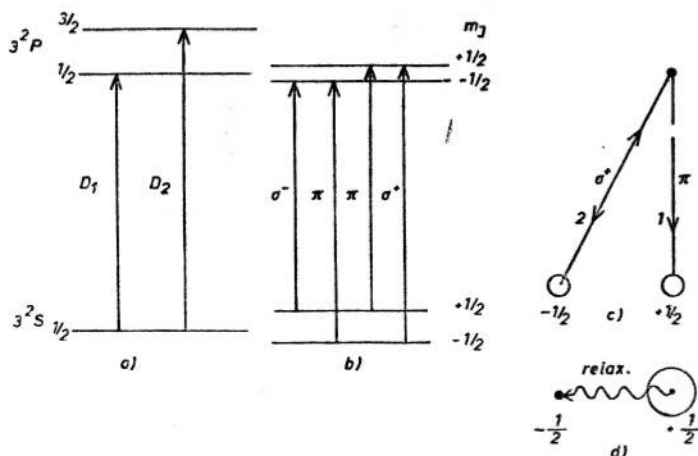


Rys. 3. Linie Majorany — Brossela (krzywe rezonansu magnetycznego) w stanie wzbudzonym 6^3P_1 rtęci przy różnych amplitudach pola RF

stości tylko przybliżone. Wskazuje na to m. in. obecność stosunkowo silnego przejścia interkombinacyjnego, wzbronionego w schemacie sprzężenia LS. Większą znacznie trudność sprawiło wyjaśnienie rozbieżności między wartością czasu życia τ , która w doświadczeniach PR wyniosła: $\tau_{\text{PR}} = 1,55 \cdot 10^{-7}$ s, zaś w doświadczeniach spektroskopii optycznej $\tau_{\text{opt}} = 1,18 \cdot 10^{-7}$ s. Rozbieżność ta tak dalece przekraczała granice błędów doświadczalnych, że dała ona asumpt do dalszych badań w poszukiwaniu nowego, nieznanego dotychczas efektu. O rozwiązaniu tego problemu będzie mowa w rozdz. 5.

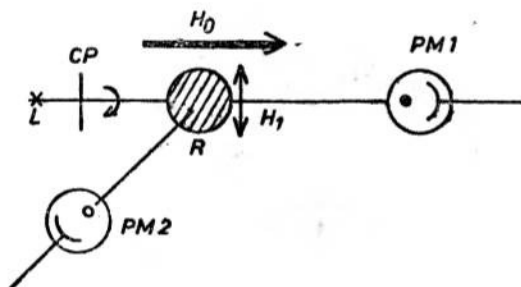
4.3. Pompowanie optyczne [8-11]

Przygotowanie zbioru atomów do doświadczeń z rezonansem magnetycznym w stanie podstawowym jest nieco bardziej skomplikowane. Rozważmy dla przykładu atom metalu alkalicznego (np. sodu) w stanie podstawowym $^2\text{S}_{1/2}$ o $m_J = \pm 1/2$. Dla prostoty pominiemy spin jądrowy. Schemat pompowania i odpowiedni układ doświadczalny obrazują rys. 4a, b, c, d i 5. Światło pompujące — kołowo spolaryzowane światło linii D_1 sodu emitowane przez niskoprężną lampę sodową L biegnie wzdłuż linii sił pola magnetycznego, dobrze jednorodnego H_0 , w którym umieszczona jest komórka R zawierająca pary sodu. Cykl wzbudzenia σ^+ i reemisji prowadzi do zubożenia stanu o $m_J = -1/2$ i wzbogacenia stanu o $m_J = +1/2$ (przy pompowaniu σ^- jest odwrotnie). Wykryć powstałą różnicę obsadzeń możemy albo badając zmiany absorpcji pompującej wiązki (rys. 6) przez zmiany sygnału danego przez fotonowielacz PM1, lub przez zmiany fluorescencji



Rys. 4a). Subtelna struktura linii rezonansowej sodu (linie D_1 i D_2); b) struktura zeemanowska linii D_1 ; c) schemat pompowania składową σ^+ linii D_1 ; d) wytworzona różnica obsadzeń podpoziomów $m_J = 1/2$ i $m_J = -1/2$

pary z komórki (dane przez sygnał z PM2). Można w ten sposób badać przebieg zmian różnicy obsadzeń, jej wzrostu w czasie pompowania i zaniku gdy pompowanie zostaje przerwane; można też wyznaczyć częstotliwość rezonansu ν_0 . Powstała różnica obsadzeń jest źródłem orientacji, tj. faktu, że zbiór atomów uzyskuje makroskopowy moment pędu

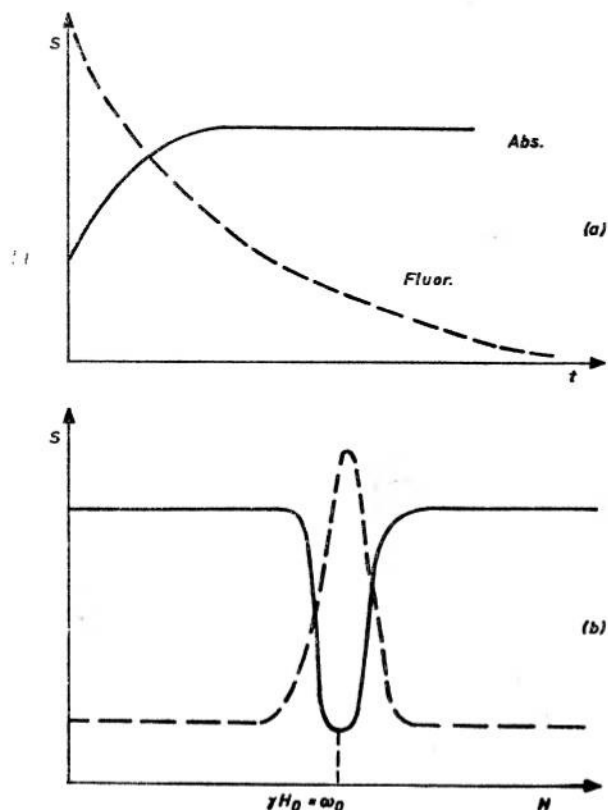


Rys. 5. Układ do badania pompowania optycznego w sodzie: L — niskoprężna lampa sodowa, CP — polaryzator kołowy, R — komórka rezonansowa, PM1 i PM2 fotopowielacze, H_0 — jednorodne pole magnetyczne równoległe do wiązki pompującej, H_1 — oscylujące pole RF prostopadłe do H_0 . Fotopowielacz PM1 rejestruje przebieg pompowania przez zmiany w absorpcji, a PM2 we fluorescencji rezonansowej

(i związany z tym makroskopowy moment magnetyczny) o kierunku i zwrocie związanym z polem H_0 i ze sposobem pompowania. Stopień orientacji P definiujemy jako

$$P = \frac{N_+ - N_-}{N_+ + N_-} = \frac{N_+ - N_-}{N},$$

gdzie N_+ i N_- oznaczają liczby atomów w 1 cm^3 , w stanie odpowiednio $m_J = +1/2$



Rys. 6. Przebieg pompowania optycznego: a) zmiana sygnału absorpcji i fluorescencji w czasie; b) sygnał rezonansu magnetycznego w absorpcji i we fluorescencji przy przemieszczaniu obszaru częstotliwości rezonansowej $\omega_0 = \gamma H_0$ (w doświadczeniu zazwyczaj jest ustalone ω i powoli zmieniane H_0)

i $m_J = -1/2$. Stąd moment magnetyczny zbioru atomów $\langle M_z \rangle = \mu(N_+ - N_-)$, gdzie μ — moment magnetyczny atomu w stanie podstawowym³.

W rzeczywistości schemat pompowania jest znacznie bardziej złożony. Spin jądrowy I metali alkalicznych jest różny od zera, występuje więc nadształta struktura zarówno w stanie podstawowym jak i wzbudzonym; pompowanie prowadzimy często przy pomocy obu linii D , jednakowoż najistotniejsze wnioski są podobne. Do komórek z parami metalu dodajemy niewielką ilość gazu buforującego celem zwolnienia procesów relaksacyjnych⁴.

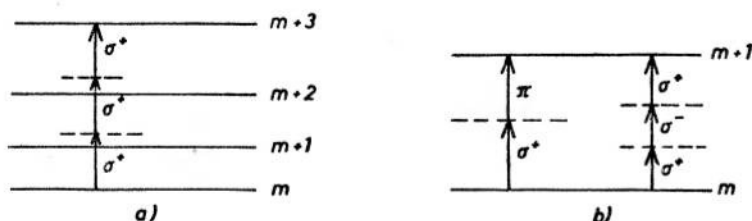
Wynioskowano, że w parach metali alkalicznych głównym procesem niszcącym

³ W nieobecności rezonansowego pola RF pompowanie prowadzi do wytworzenia niezerowej składowej momentu wzdłuż kierunku H_0 (składowa podłużna). Wprowadzenie oscylującego pola rezonansowego porządkuje również składowe poprzeczne, prostopadłe do H_0 , tak że wykonują one zgodną w fazie precesję dokoła H_0 .

⁴ Podobno działanie buforujące gazu zostało odkryte przypadkiem, gdy otrzymano bardzo silne sygnały rezonansowe z komórki z sodem, do której przy jej przygotowaniu dostało się nieco wodoru. Sygnał pompowania okazał się wówczas wielokrotnie silniejszy niż był uprzednio z komórki bardzo starannie odpompowanej.

orientację jest zderzenie zorientowanego atomu ze ściankami komórki. Zderzenia atomów zorientowanych z atomami gazu buforującego tylko w bardzo niewielkim stopniu przyczyniają się do dezorientacji, choć przy dokładnej analizie tego procesu należy wziąć pod uwagę mechanizmy różnych typów. Tak więc badanie relaksacji może nam umożliwić głębokie wniknięcie w mechanizmy procesów zderzeniowych [12, 13].

Oprócz studiów nad relaksacją (zależność od rodzaju gazu buforującego i jego ciśnienia, badania dyfuzji atomów zorientowanych ku ściankom komórki), badania metodą pompowania optycznego przyniosły następujące wyniki. Dla zjawiska Zeemana w nadsztywnej strukturze natężenie pola magnetycznego H_0 z jakim mamy do czynienia należy do obszaru tzw. pól pośrednich (oddziaływanie elektronu walencyjnego z polem jest tego samego rzędu wielkości co oddziaływanie z momentem magnetycznym jądra). Występuje w tych warunkach częściowe odsprężenie momentów I i J . Energie zeemanowskie są



Rys. 7. Rezonanse wielokwantowe: a) z niezrezonansowymi poziomami pośrednimi (na rysunku rezonans trzykwantowy), b) bez poziomów pośrednich (rezonanse dwu- i trzykwantowe). Zachowanie momentu pędu wymaga odpowiednich polaryzacji kwantów, co zaznaczono na rysunkach

w tym obszarze pól opisane przez wzór Breita-Rabiego [14], stąd możliwość weryfikacji tego wzoru. Gdy amplituda pola RF wzrasta, pojawiają się dwa rodzaje przejść wielokwantowych (rys. 7a, b), a również przesunięcie Blocha-Siegerta szczegółowo zbadane i wyjaśnione przez Wintera [15].

Stosunkowo wcześniej urzeczywistniono pompowanie nadsztywne. Polega ono na wytworzeniu różnicy obsadzeń między podpoziomami nadsztywnej struktury w stanie podstawowym w nieobecności pola magnetycznego H_0 . Pierwsze próby przedsięwzięte dla rubidu wykorzystywały przesunięcie izotopowe składowych nadsztywnej struktury w ^{85}Rb i ^{87}Rb [16], jednak ostatnio stosuje się pompowanie światłem strojonego lasera barwnikowego, co zapewnia znacznie większą wydajność pompowania i ma znacznie szersze zastosowania. Głównym celem tych badań jest konstrukcja pompowanego optycznie wzorca częstości (zegara atomowego), wykorzystującego jako wzorcowe przejście między podpoziomami $F_2 = I + \frac{1}{2}$ i $F_1 = I - \frac{1}{2}$ stanu podstawowego $^2S_{1/2}$ atomu metalu alkalicznego.

Dla cezu przyjętego obecnie za wzorec, ta częstość wynosi $f = 9192631770$ Hz. W trakcie tych badań odkryto dwa efekty wywołane obecnością gazu buforującego; pierwszym z nich, odkrytym przez Dickego, jest zwężenie linii w obszarze mikrofalowym [17]; drugim jest przesunięcie częstości rezonansowej zależne od natury gazu buforującego i od jego ciśnienia [18]. W szerokim obszarze ciśnień przesunięcie zależy liniowo od ciśnienia i jest dodatnie dla lekkich gazów buforujących (He , Ne , N_2) i ujemne dla ciężkich (Ar , Kr , Xe) o znacznej polaryzowalności. Efekt jest addytywny, było przeto

możliwe znalezienie mieszaniny (Ar-He) nie dającej przesunięcia. Przyczyną przesunięcia są odpychające siły wymienne Pauliego, wywołujące wzrost gęstości elektronowej, oraz siły przyciągające van der Waalsa wywołujące zmniejszenie gęstości elektronowej w otoczeniu jądra atomu [19, 20].

5. Spójność stanów

Odkrycie efektów spójności stanów miało swój początek we wspomnianej wyżej niezgodności między wartościami czasów życia stanu 6^3P_1 ($\tau_{PR} = 1,55 \cdot 10^{-7}$ s i $\tau_{opt} = 1,18 \cdot 10^{-7}$ s, por. 4.2) oraz w niezrozumiałym zrazu efekcie zwiężenia linii rezonansu magnetycznego wraz ze wzrostem gęstości pary rtęci. Wyjaśnienie odwołuje się do znanego od dawna zjawiska uwięzienia promieniowania rezonansowego stanowiącego w istocie serię kolejnych absorpcji i reemisji kwantu rezonansowego. Tu jednak proces ten zachodzi w specyficznej sytuacji. Można ją opisać następująco: mamy zbiór wielkiej liczby mikroukładów identycznych, nie oddziałujących wzajemnie i poddanych temu samemu zaburzeniu zewnętrznemu (tu atomy rtęci w stanie rezonansowym 6^3P_1 w stałym polu magnetycznym H_0 i oscylującym polu RF rezonansowym dla przejścia $m_J = 0 \rightarrow m'_J = \pm 1$). Wzbudzenie optyczne światłem o określonej polaryzacji przygotowuje mikroukłady naszego zbioru w stanie 6^3P_1 ; $m_J = 0$, zaś oddziaływanie z polem RF przenosi je do stanu superpozycji ($m_J = 0, \pm 1$) i rządzi ewolucją wszystkich mikroukładów w sposób skorelowany. Opisem stosownym dla takiej sytuacji jest formalizm macierzy gęstości. Jej elementy ϱ_{ik} są utworzone ze współczynników a_m rozwinięcia funkcji falowej

$$\Psi = \sum_m a_m(t) |m\rangle$$

w bazie stanów $|m\rangle$ i uśrednione po całym zbiorze

$$\varrho_{ik} = \frac{1}{N} \sum a_i^*(t) a_k(t).$$

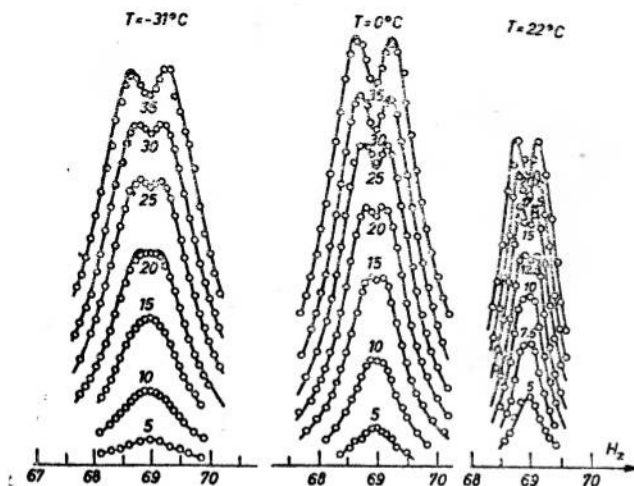
Elementy diagonalne macierzy gęstości $\varrho_{kk} = |a_k|^2$ dają względne obsadzenie stanów k , podczas gdy elementy pozadiagonalne

$$\varrho_{ik} = |\varrho_{ik}| \exp \left\{ -\frac{i}{\hbar} (E_i - E_k) t \right\}$$

opisują ewolucję czasową obserwabli związanych z poprzecznymi składowymi makroskopowego momentu pędu zbioru (por. 4.3). W takich warunkach przejście fotonu z jednego atomu rtęci do innego zachodzi w taki sposób, że ten drugi atom po absorpcji kontynuuje ewolucję swego poprzednika (w sposób skorelowany, narzucony przez fazę pola oscylującego RF). Z uwagi na nierozróżnialność atomów wszystko dzieje się tak, jak gdyby czas życia atomów w stanie wzbudzonym wydłużył się (stąd zwiężenie linii ze wzrostem gęstości pary rtęci). Gdy natomiast gęstość pary rtęci zmniejsza się tak, że proces dyfuzji promieniowania rezonansowego zanika, otrzymujemy na τ_{PR} z doświadczenia nad podwójnym rezonansem czas zgodny z tym, jaki dają pomiary spektroskopii optycznej (rys. 8).

Warto tu podkreślić, że opisany efekt był pierwszym zaobserwowanym w dziedzinie spójnej superpozycji stanów. W 1963 r. w artykule przeglądowym ogłoszonym w *Usp*

Fiz Nauk, Podgoretskij i Khrustalew podali inny przykład spójnej superpozycji stanów. Dotyczył on mezonu K^0 — cząstki znanej z występowania dwóch różnych czasów rozpadu. Ten mezon potraktowano jako będący w spójnej superpozycji dwu różnych stanów K_1^0 i K_2^0 o różnych czasach życia [21].



Rys. 8. Efekty spójności stanów. Zwężenie linii rezonansu magnetycznego ze wzrostem stężenia pary rtęci (rodziny krzywych odpowiadają stężeniom pary nasyconej w temperaturach -31°C , 0°C i 22°C). Szerokość naturalna odpowiada długości odcinka 68-70 na osi odciętych

Następnym efektem wynikającym ze spójnej superpozycji stanów była modulowana emisja promieniowania, gdy przyłożono do komórki z parami rtęci wzbudzonymi optycznie pole rezonansowe częstości radiowej [22]. Model półklasyczny rozpatruje promieniujące dipole precesujące w zgodnej fazie dokoła pola magnetycznego H_0 . Niebawem odkryto dalsze efekty tej samej natury:

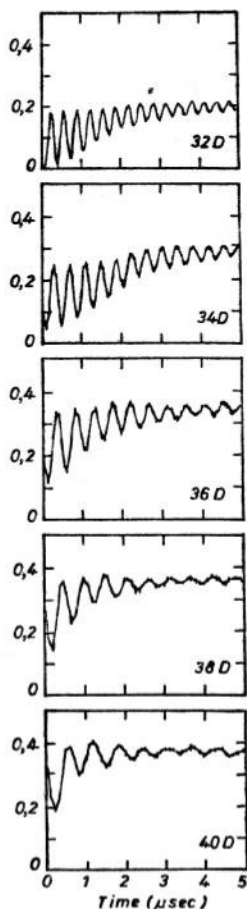
a) zaobserwowana po raz pierwszy przez Dodda i in. emisja modulowana promieniowania rezonansowego wzbudzonego bardzo krótkim błyskiem [23],

b) spójne wzbudzenie stanu rezonansowego rtęci światłem modulowanym z częstością Larmora stanu wzbudzonego [24, 25].

c) modulowana absorpcja promieniowania rezonansowego, gdy na pompowaną optycznie parę metalu alkalicznego działa promieniowanie RF rezonansowe dla stanu podstawowego [26, 27].

Doświadczenie nad modulacją promieniowania rezonansowego wzbudzonego krótkim błyskiem dało początek szeroko stosowanej obecnie spektroskopii modulacyjnej. Krótkim (ps) błyskiem ze strojonego lasera impulsowego można wzbudzić wysoki stan (stan rydbergowski) o liczbie kwantowej głównej n rzędu kilkudziesięciu i przy wzbudzeniu wielofotonowym o znacznej wartości liczby kwantowej L elektronowego momentu orbitalnego. Fourierowska analiza modulowanego zaniku świecenia prowadzi do wyznaczenia rozszczepienia bardzo wąskich struktur subtelnych tych poziomów [28] (rys. 9).

Modulowana absorpcja w obecności rezonansowego pola RF o częstości Larmora stanu podstawowego stanowi podstawowy proces wykorzystywany do śledzenia przebiegu



Rys. 9. Sygnały modulowanego zaniku świecenia wysokich stanów wzbudzonych sodu [37] (od stanów 32D do 40D)

relaksacji. Pomiar tą metodą charakteryzują się ogromną czułością i precyzją (metoda sondującej wiązki poprzecznej, tj. prostopadłej do H_0). Podobna zasada jest wykorzystana przy konstrukcji pompowanych optycznie magnetometrów o najwyższej czułości używanych w próbnikach kosmicznych [29].

Warto wspomnieć, że spójność wprowadzona w stanie podstawowym może przetrwać proces wzbudzenia. Rosiński wykazał, że wzbudzenie par sodu pompowanych w obecności pola RF rezonansowego dla stanu podstawowego prowadzi do emisji fluorescencji rezonansowej modulowanej z częstością Larmora stanu podstawowego [30].

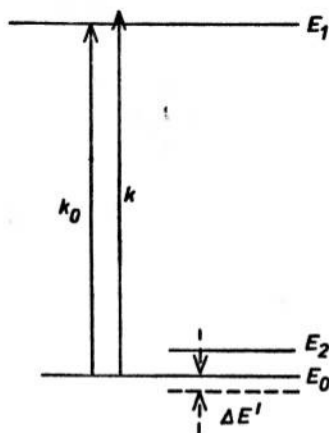
6. Oddziaływanie z fotonami. Przesunięcie poziomów przez oddziaływanie ze światłem

Jednym z najważniejszych wyników teorii kwantowej pompowania optycznego jest wniosek, że naświetlenie silną wiązką winno wywołać rozszerzenie i przesunięcie poziomów stanu podstawowego. Szczególnie interesujący jest wpływ przejść wirtualnych, gdy

częstość k pola promieniowania jest tylko nieco różna od częstości $k_0 = (E_1 - E_0)h^{-1}$ odpowiadającej różnicy energii rozpatrywanych poziomów. Określenie „nieco różna” oznacza, że k leży już poza obszarem absorpcji natomiast $k - k_0$ przypada w obszarze bardzo silnej dyspersji anomalnej. W doświadczeniach PO możemy ujawnić skutki tych przejść wirtualnych (przesunięcie poziomu o $\Delta E'$). Jakkolwiek efekty, o których mowa, zależą od obsadzeń poziomów nie mają jednak na nie wpływu; mogą więc służyć jako niezaburzający wskaźnik przy badaniu np. przebiegu relaksacji.

6.1. Doświadczenia nad przesunięciem $\Delta E'$ poziomów stanu podstawowego

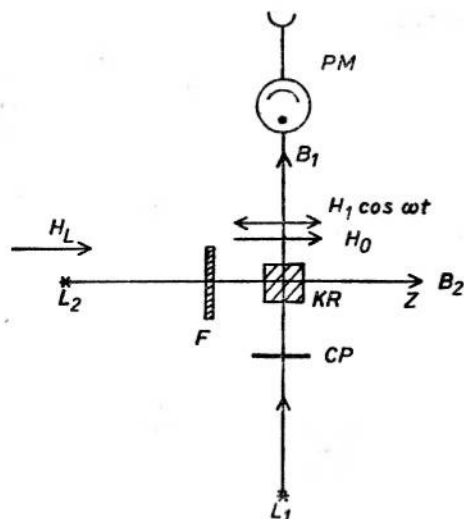
Ogólny schemat poziomów przy analizie doświadczeń nad przesunięciem poziomów w stanie podstawowym przedstawia rys. 10. Przejście $k_0 = (E_1 - E_0)h^{-1}$ leży w obszarze optycznym, k jest bardzo bliskie k_0 , lecz już poza obszarem absorpcji, za to w obszarze



Rys. 10. Schemat poziomów ilustrujący doświadczenie nad przesunięciem poziomów przez światło

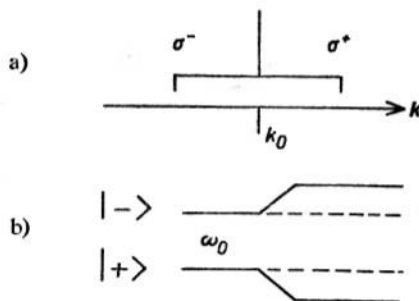
silnej dyspersji anomalnej. Obecność pola promieniowania k wywołuje przesunięcie poziomu E_0 o $\Delta E'$. Wielkość $\Delta E'$ zależy od $k - k_0$ w podobny sposób jak przebieg dyspersji anomalnej w otoczeniu k_0 . Ta wielkość $\Delta E'$ jest bardzo mała i można ją ujawnić jedynie przy pomocy przejść w obszarze częstości radiowych do innego, bardzo blisko położonego poziomu E_2 przesuwającego się inaczej niż E_0 . Szczególnie nadającym się do tego doświadczenia jest izotop rtęci ^{199}Hg mający w stanie podstawowym 6^1S_0 czyste jądro wy moment pędu $I = 1/2$; skąd $F = 1/2$ i dwa podpoziomy zeemanowskie o $m_I = \pm 1/2$. Rozszczepienie zeemanowskie związane ze spinem jądrowym jest wielokrotnie mniejsze niż rozszczepienie wynikłe z oddziaływania z elektronami.

Doświadczenie jest następujące (rys. 11) [31, 32] Komórka rezonansowa KR zawierająca czysty izotop ^{199}Hg znajduje się w stałym polu magnetycznym H_0 skierowanym wzdłuż OZ i nałożonym na nie polem oscylującym $H_1 \cos \omega t$ o tym samym kierunku. Mamy dwie wiązki światła B_1 i B_2 wysyłane przez lampki wyładowcze L_1 i L_2 wypełnione czystym izotopem ^{204}Hg . Wiązką pompującą jest B_1 . Linia rezonansowa izotopu ^{204}Hg pokrywa się ze składową $A(F = 1/2 \rightarrow f = 1/2)$ dubletu nadsubtelnego ^{199}Hg . Używając techniki pompowania poprzecznego ($B_1 \perp H_0$) w obecności pola o modulowanej ampli-



Rys. 11. Układ do badania przesunięcia poziomów przez światło. KR — komórka rezonansowa wypełniona czystym izotopem ^{199}Hg umieszczona w polu magnetycznym H_0 i nałożonym nań polem oscylującym $H_1 \cos \omega t$ (oba w kierunku OZ). Lampki L_1 i L_2 wypełnione są czystym izotopem ^{201}Hg . B_1 jest wiązką pompującą spolaryzowaną kołowo (polaryzator CP) i wykrywaną przez fotopowielacz PM. Lampka L_2 jest umieszczona w polu magnetycznym H_L . Wiązka B_2 jest rozszczepiona na składowe zeemanowskie σ^+ i σ^- . F — filtr absorpcyjny eliminujący wzbudzenie ^{199}Hg

tudzie otrzymujemy krzywe rezonansowe pozwalające z ogromną dokładnością zmierzyć rozszczepienie zeemanowskie ω_0 między podpoziomami $m_I = 1/2$ i $m_I = -1/2$ stanu podstawowego. Stosujemy następnie drugą wiązkę B_2 wybraną w taki sposób, by wywołać jak największe przesunięcie $\Delta E'$. W tym celu umieszczamy lampkę L_2 w polu magnetycznym H_L równoległym do B_2 . Promieniowanie z L_2 zawiera dwie składowe zeemanow-



Rys. 12. Schemat rozszczepienia wiązki B_2 i przesunięć wywołanych każdą ze składowych

skie σ^+ i σ^- o przesunięciu zależnym od H_L (rys. 12a). Składowa polaryzacji σ^+ wpływa tylko na poziom $m_I = -1/2$ ($k - k_0 > 0$, więc $\Delta E' > 0$); przesunęła więc go do góry. W podobny sposób składowa σ^- działa jedynie na poziom $m_I = 1/2$ przesuwając go w dół. Tak więc wpływy obu składowych dodają się (rys. 12b). Widać z rys. 13, że uzyskane w doświadczeniu przesunięcie przekracza znacznie szerokość krzywych rezonansowych. Aby



Monsieur et Madame

ALFRED KASTLER

*vous adressent leurs meilleures
salutations et leurs remerciements
pour votre témoignage de sympathie
à l'occasion de l'attribution du
Prix Nobel de Physique 1966.*

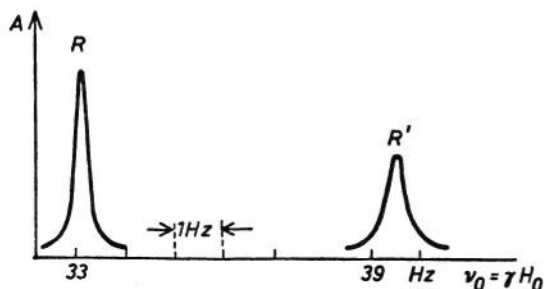
Merci et bien affectueusement.

A. et E. Kastler

1, rue du Val-de-Grâce. Paris-V^e

326 17-88

Rys. 19. Podziękowanie prof. Kastlera za gratulacje z okazji przyznania mu Nagrody Nobla

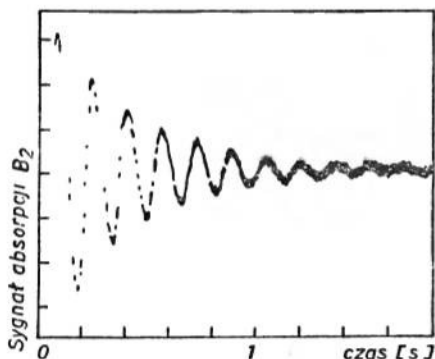


Rys. 13. Przesunięcie linii zaburzonej przez nierezonansową wiązkę: R — linia rezonansu magnetycznego w nieobecności wiązki B_2 (ok. 33 Hz), R' ten sam rezonans w obecności wiązki B_2 (ok. 39 Hz). Szerokość rezonansu poniżej 1 Hz!

wyeliminować możliwość rozszerzenia krzywych wywołanego przez ewentualną absorpcję, pozbywamy się fotonów rezonansowych z wiązki B_2 przez umieszczenie przed komórką filtru wypełnionego parą ^{199}Hg . Aby unaocznić precyzję tego doświadczenia, przytoczymy dane liczbowe: częstość przejścia linii niezaburzonej była 33 Hz, linii zaburzonej przez wiązkę B_2 ok. 39 Hz, zaś szerokość rezonansu była 0,3 Hz.

6.3. Zniesienie degeneracji zeemanowskiej w polu zerowym [33]

Precyzja opisanego dopiero co doświadczenia pozwala na zbadanie zniesienia degeneracji zeemanowskiej poziomów atomu w polu zerowym w obecności nierezonansowej wiązki światła. Układ doświadczalny jest identyczny z opisanym wyżej. Komórka jest umieszczona w potrójnej osłonie magnetycznej i $H_0 = H_1 = 0$. W stanie podstawowym 6^1S_0 izotop ^{199}Hg ma dwa podpoziomy zeemanowskie $m_I = \pm 1/2$; efektywny hamiltono-



Rys. 14. Precesja larmorowska spinów jądrowych ^{199}Hg pod działaniem nierezonansowej wiązki B_2 . Obserwacja przez modulację absorpcji

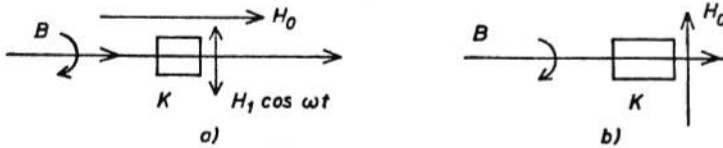
nian opisujący działanie wiązki B_2 jest hermitowską macierzą dwa na dwa, którą można zawsze rozwinąć na macierze Pauliego. Stąd efekt działania B_2 jest równoważny działaniu fikcyjnego pola magnetycznego H_F proporcjonalnego do natężenia wiązki B_2 i skierowanego wzdłuż OZ . Na rys. 14 mamy zarejestrowany w doświadczeniu obraz precesji larmorowskiej spinów jądrowych w tym polu fikcyjnym. Doświadczenie przeprowadzono na-

stępująco: w chwili początkowej wiązka B_2 jest zasłonięta; pole zewnętrzne jest zerem wobec czego spiny jądrowe są zorientowane w kierunku OX wyznaczonym przez kierunek rozchodzenia się wiązki pompującej B_1 (jest ona tak wybrana, że nie wywołuje przesunięcia poziomów). Następnie odsłaniamy wiązkę B_2 . Spiny jądrowe rozpoczynają precesję dookoła H_F , co z kolei wywołuje modulację absorpcji światła B_1 . Gdy rozszczepienie wywołane przez B_2 jest większe od szerokości poziomów, możemy zaobserwować kilkanaście oscylacji w czasie relaksacji.

7. Różne typy pompowania optycznego

7.1. Pompowanie podłużne. Rezonanse wielokwantowe Wintera

Rozpatrzmy atom mający dwa podpoziomy zeemanowskie w stanie podstawowym (np. ^{199}Hg), który pompujemy optycznie wiązką spolaryzowaną σ^+ rozchodzącą się wzdłuż kierunku pola stałego H_0 (rys. 15a). W ten sposób pompujemy atomy do stanu $|+1/2\rangle$ i wytwarzamy różnicę obsadzeń między stanami $|+1/2\rangle$ i $|-1/2\rangle$. Przyłożymy następnie oscylujące pole RF $H_1 \cos \omega t$ i ustalmy częstość ω . Gdy będziemy stopniowo zmieniali H_0 (a więc różnicę energii między rozpatrywanymi podpoziomami), zauważymy kilka rezonansowych zmian sygnału optycznego (np. w świetle fluorescencji). Odpowiadają one



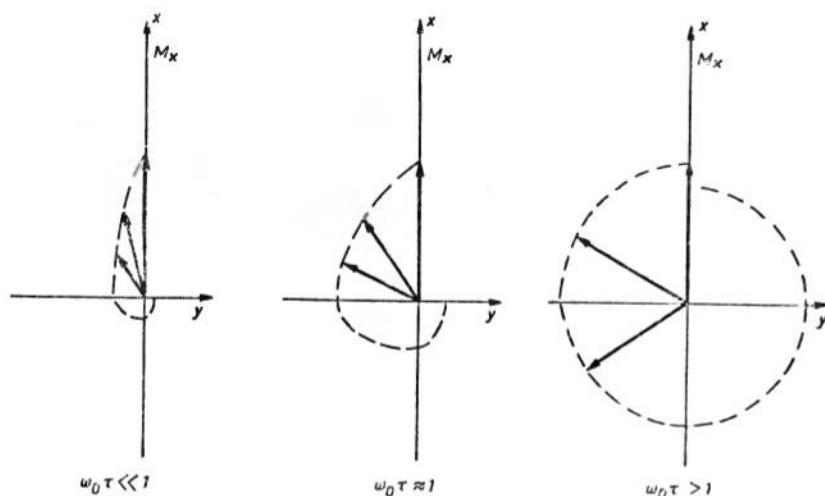
Rys. 15. Pompowanie podłużne a) i poprzeczne b), K — komórka rezonansowa, H_0 — pole magnetyczne stałe, $H_1 \cos \omega t$ — pole magnetyczne oscylujące RF

przejściom indukowanym przez pole RF między dwoma poziomami. Te rezonanse zachodzą wówczas, gdy $\omega_0 = (2n+1)\omega$. Rozszerzają się one i przesuwają ze wzrostem amplitudy pola H_1 . Odpowiadają one absorpcji nieparzystej liczby kwantów pola RF przez atom przechodzący ze stanu $|+1/2\rangle$ do stanu $|-1/2\rangle$. Przy tych przejściach winny być zachowane: energia i moment pędu. Pierwszy z warunków oznacza, że $h\omega_0 = h(2n+1)\omega$. Oscylujące pole RF można rozłożyć na dwa pola wirujące σ^+ i σ^- . Ponieważ każdy kwant σ^+ niesie jednostkę momentu pędu \hbar (kwant σ^- odpowiednio $-\hbar$), przejście $m_j = 1/2 \rightarrow m_j = -1/2$ może zajść przy absorpcji $n+1$ kwantów σ^- i n kwantów σ^+ ($n = 0, 1, 2, \dots$) (rys. 7b).

7.2. Pompowanie poprzeczne

Zajmiemy się obecnie sytuacją, gdy pompująca wiązka światła B jest prostopadła do H_0 (rys. 15b). Mamy wówczas do czynienia z pompowaniem poprzecznym. Nie wytwarza ono, jak to miało miejsce w przypadku 7.1, różnicy obsadzeń między podpoziomami. Obserwujemy jednak w sygnale optycznym nowy typ rezonansu — widmo rezonansów parzystych, które się pojawiają, gdy $\omega_0 = 2n\omega$. Pochodzenie

tych rezonansów można wyjaśnić stosując model nazwany atomem ubranym [34]. Nazwą tą określamy układ kwantowy złożony z atomu i kwantów pola RF. W tym artykule ograniczymy się do modelowego opisu pompowania poprzecznego. Gdy $H_1 = 0$ (tj. w nieobecności pola oscylującego), wiązka pompująca wytwarza dipole magnetyczne zorientowane wzdłuż niej (kierunek OX). Wytworzone przez pompowanie dipole rozpoczynają niezwłocznie precesję dokoła kierunku H_0 ($H_0 \parallel OZ$). Procesy relaksacji wywołują tłumienie magnetyzacji poprzecznej zbioru z szybkością T^{-1} (może tu działać jako czynnik powodujący relaksację efekt kolejnego wzbudzenia przez absorpcję, co wyrwa atomy z zespołu precesującego). Wypadkowa orientacja zbioru w chwili τ po wzbudzeniu jest sumą wektorową wszystkich dipoli utworzonych w przedziale czasu $(0, \tau)$; τ przybiera wartości od 0 do ∞ . Amplituda tej wypadkowej jest proporcjonalna do $\exp\left\{-\frac{\tau}{T}\right\}$ i tworzy z jej kierunkiem pierwotnym kąt $\omega_0\tau$.



Rys. 16. Precesja wypadkowego spinu w słabym, średnim i silnym polu

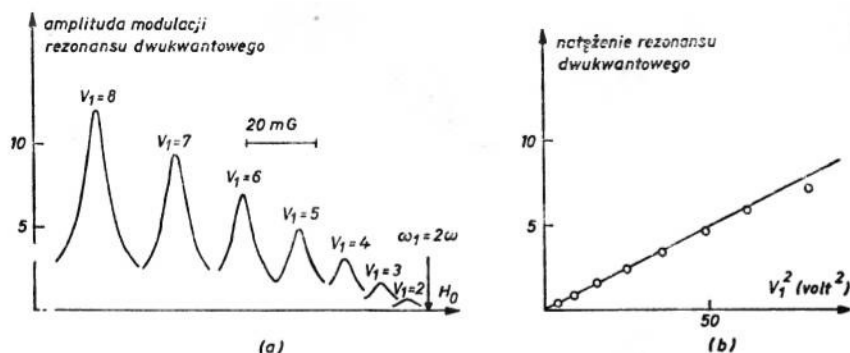
Rozpatrzmy dwa krańcowe przypadki: $\omega_0 \gg T^{-1}$ oraz $\omega_0 \lesssim T^{-1}$. W pierwszym przypadku prędkość precesji jest bardzo znaczna w porównaniu z relaksacją. Dipole rozkładają się równomiernie na powierzchni stożka precesji i wypadkowa składowa poprzeczna momentu jest zerem. W drugim przypadku (relaksacja bardzo szybka w porównaniu z szybkością precesji) wypadkowa różni się od zera i tworzy z kierunkiem pierwotnym (OX) niewielki kąt (rys. 16).

Pompowanie poprzeczne wytwarza zatem magnetyzację pary tylko w słabych polach. Łatwo widzieć, że opisywane tu zjawisko jest znanym od dawna efektem Hanlego (przecinanie się poziomów w polu zerowym) [35].

Doświadczenie, które obecnie opiszemy odpowiada warunkom przypadku $\omega_0 \gg T^{-1}$; nie ma orientacji (ani podłużnej, ani poprzecznej) wprowadzonej przez wiązkę pompującą B . Przy ustalonym ω zmieniamy ω_0 (przez zmianę H_0) i obserwujemy światło pochłonięte z wiązki pompującej. Nie obserwujemy już rezonansów dla $\omega_0 = (2n+1)\omega$. Przejścia

wielokwantowe zachodzą, nie są jednak obserwowalne, ponieważ oba poziomy (+1/2 i -1/2) są jednakowo obsadzone (taka sama jest więc liczba absorpcji co wymuszonych emisji). Obserwujemy natomiast nowe typy rezonansów tworzących widmo parzyste $\omega_0 = 2n\omega$. Ze wzrostem H_1 rezonanse przesuwają się, lecz nie rozszerzają (rys. 17). Każdy z nich odpowiada innej wartości amplitudy H_1 (której miarą jest parametr V_1).

Ścisłe teoretyczne wyjaśnienie wszystkich rodzajów rezonansów wielokwantowych otrzymuje się z teorii atomu ubranego i przejść związanych z przecinaniem się i odpychaniem poziomów.



Rys. 17. Rezonanse wielokwantowe parzyste przy pompowaniu poprzecznym: a) zależność położenia rezonansu dwukwantowego od amplitudy pola RF, b) zależność natężenia rezonansu od kwadratu amplitudy

7.3. Czynniki Landégo atomu ubranego

Powróćmy do efektu Hanlego i momentu M_T wytworzonego przez pompowanie poprzeczne. W przypadku gdy powiększamy pole H_0 , szybkość precesji wzrasta i moment M_T maleje zgodnie ze wzorem

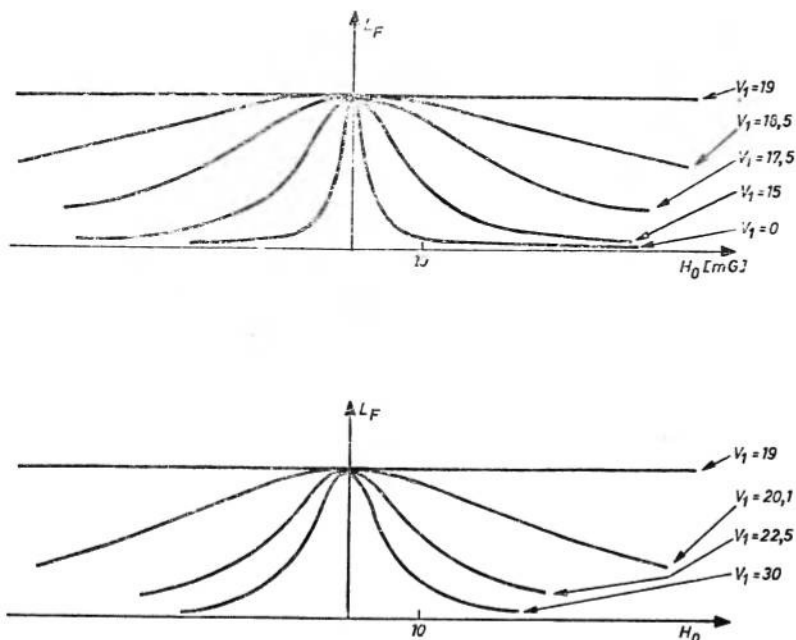
$$M_T = M_0 \left[1 + \left(\frac{g\mu_B}{\hbar} \tau H_0 \right)^2 \right]^{-1}$$

τ jest czasem życia atomu w stanie wzbudzonym (lub czasem relaksacji w stanie podstawowym). Sygnał maleje do $\frac{M_0}{2} = M_T$ dla

$$\Delta H_{1/2} = \frac{\hbar}{g\mu_B \tau} = \frac{\hbar \Gamma}{g\mu_B}$$

zatem $\Delta H_{1/2} \sim g^{-1}$.

Przyłożmy teraz pole RF (o amplitudzie H_1 wyrażonej przez parametr V_1) i przypuśćmy, że oddziaływanie atomu z polem RF jest silne (nie można więc traktować go jako niewielkiego wyrazu zaburzającego w hamiltonianie). W takich warunkach krzywe Hanlego podlegają zasadniczej zmianie. Ze wzrostem V_1 ich szerokość wzrasta, staje się nie-



Rys. 18. Zależność szerokości sygnału Hanlego od amplitudy pola oscylującego RF (jednostki dowolne V_1)

skończona dla pewnej wartości V_1 , następnie maleje, ponownie wzrasta itd., zgodnie z wyrażeniem

$$\frac{g(\text{atom, pole RF})}{g(\text{atom swobodny})} = \frac{g_i}{g_0} = J_0\left(\frac{\omega_1}{\omega_0}\right),$$

gdzie J_0 funkcja Bessla zerowego rzędu, $\omega_1 = \gamma H_1$. Opisany tu efekt został w istocie zaobserwowany w doświadczeniach (rys. 18) [36].

8. Zakończenie

Chciałbym w tym miejscu zakończyć ten przegląd. Mam nadzieję, że dał on Czytelnikowi wyobrażenie o osiągnięciach, jakie uzyskano z zainicjowanych przez Alfreda Kastlera idei i nowych metod spektroskopii. Te idee, rozwinięte następnie przez jego uczniów i współpracowników stały się źródłem renesansu i świetnego rozwoju fizyki atomowej, otwierając przed nią nowe, szerokie perspektywy.

Literatura

- [1] Norman M. Ramsay, *Molecular Beams*, Oxford, Clarendon Press 1956.
- [2] George W. Series, *Spectrum of Atomic Hydrogen*, Oxford University Press 1957.
- [3] H. Kopfermann, *Kernmomente*, Akad. Verlagsges. Frankfurt/Main 1956.

- [4] C. Cohen-Tannoudji, *Phénomènes de Cohérence en Résonance Optique* w: *Proc. Int. School of Physics Enrico Fermi, XVII Course*, red. A. Gozzini, Acad. Press, New York 1962, str. 240.
- [5] J. Brossel, A. Kastler, *C. R. Ac. Sci.* **229**, 1213 (1949).
- [6] F. Bitter, J. Brossel, *Phys. Rev.* **86**, 308 (1952).
- [7] J. Brossel, *Ann. Phys. (France)* **7**, 662 (1952).
- [8] A. Kastler, *J. Phys. Rad.* **11**, 225 (1950).
- [9] C. Cohen-Tannoudji, A. Kastler, *Optical Pumping* w: *Progress in Optics V*, red. E. Wolf, North Holland, Amsterdam 1966, str. 1.
- [10] William Happer, *Rev. Mod. Phys.* **44**, 169 (1972).
- [11] L. C. Balling, *Optical Pumping* w: *Advances in Quant. Electron.* t. 3 red. D. W. Godwin, Acad. Press London 1975, str. 1.
- [12] T. Skaliński, *Les Diverses Méthodes de Pompage Optique* w: *Proc. Int. School of Physics Enrico Fermi*, loc. cit., str. 212.
- [13] M. A. Bouchiat, *Proc. OPaLS Conf.*, red. T. Skaliński, PWN, Warszawa 1969, str. 131.
- [14] C. H. Townes, A. L. Schawlow, *Microwave Spectroscopy*, rozdz. 5, § 9, McGraw-Hill, New York, London, Toronto 1955.
- [15] J. M. Winter, *Ann. Phys. (France)* **19**, 745 (1959).
- [16] E. C. Beaty, P. L. Bender, A. R. Chi, *Phys. Rev.* **112**, 120 (1958).
- [17] R. H. Dicke, *Phys. Rev.* **89**, 472 (1953).
- [18] M. Arditi, *J. Phys. (France)* **19**, 873 (1958).
- [19] H. Margenau, P. Fontana, L. Klein, *Phys. Rev.* **115**, 87 (1959).
- [20] L. B. Robinson, *Phys. Rev.* **117**, 1275 (1960).
- [21] M. I. Podgoretskij, O. A. Khrustalev, *Usp. Fiz. Nauk.* **81**, 217 (1963).
- [22] J. Dodd, G. W. Series, *Proc. Roy. Soc.* **263**, 353 (1961).
- [23] J. N. Dodd, G. W. Series, *Time Resolved Fluorescence Spectroscopy* w: *Atomic Spectroscopy A*, red. W. Hanle, H. Kleinpoppen rozdz. 14, Plenum Press, New York 1978.
- [24] T. Skaliński, A. Kopystyńska, K. Ernst, *Bull. Acad. Pol. Sci.* **III**, **13**, 851 (1965).
- [25] A. Kopystyńska, *Nuovo Cimento* **3B/1**, 73 (1971); **8B/2**, 442 (1972).
- [26] W. E. Bell, A. L. Bloom, *Phys. Rev. Lett.* **6**, 280 (1961).
- [27] H. G. Dehmelt, *Phys. Rev.* **105**, 1924 (1957).
- [28] C. Fabre, S. Haroche, w: *Rydberg states of atoms and molecules*, red. R. F. Stebbings, B. F. Dunning, Cambridge Univ. Press 1982, str. 117.
- [29] J. H. Allen, P. L. Bender, *J. Geomagn. Geoelectr.* **24**, 105 (1972).
- [30] K. Rosiński, *Acta Phys. Pol.* **31**, 107, 173 (1967).
- [31] J. P. Barrat, C. Cohen-Tannoudji, *C. R. Ac. Sci.* **252**, 93, 255 (1961).
- [32] J. P. Barrat, C. Cohen-Tannoudji, *J. Phys. (France)* **22**, 329, 443 (1961).
- [33] J. Dupont-Roc, N. Polonski, *Phys. Lett.* **25A**, 87 (1967).
- [34] S. Haroche, *Ann. Phys. (France)* **6**, 189, 327 (1971).
- [35] A. C. G. Mitchell, M. W. Zemansky, *Resonance Radiation and Excited Atoms*, Cambridge Univ. Press 1934, rozdz. V.
- [36] C. Cohen-Tannoudji, *J. Phys. (France)* **32**, suppl. 10 (C-5a-11) (1971).
- [37] T. H. Jeys, K. A. Smith, F. B. Dunning, R. F. Stebbings, *Phys. Rev.* **A23**, 3065 (1981).

Carlo Rubbia

CERN, Genéve, Szwajcaria

i

Harvard University,

Cambridge, USA

Obserwacja doświadczalna wektorowych bozonów pośredniczących W^+ , W^- i Z^0 *

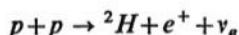
Experimental Observation of the Intermediate Vector Bosons W^+ , W^- , and Z^0

Nobel Lecture, 8 December 1984, Stockholm

1. Wstęp

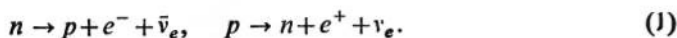
W wykładzie tym opiszę odkrycie trypletu cząstek elementarnych W^+ , W^- i Z^0 — zdecydowanie najcięższych cząstek elementarnych wyprodukowanych dotychczas w akceleratorach. Wierzy się, iż są one nośnikami oddziaływań słabych.

Oddziaływania słabe odgrywają absolutnie fundamentalną rolę w skali kosmicznej. Na przykład, to właśnie proces słaby



rządzi głównymi reakcjami spalania we wnętrzu Słońca. Najbardziej uderzającą cechą tych zjawisk jest ich mała częstość zachodzenia: przy temperaturze i gęstości panującej w środku Słońca, ów proces spalania produkuje na jednostkę masy ilość ciepła będącą zaledwie setną częścią tej, która powstaje w wyniku naturalnego metabolizmu ciała ludzkiego. Właśnie powolność tych procesów czyni je tak ważnymi, zapewniając np. warunki termiczne konieczne do utrzymania życia na Ziemi. Własność ta jest bezpośrednio związana z bardzo wielką masą kwantów pola W .

Od czasu fundamentalnych odkryć Henri Becquerela oraz Piotra i Marii Curie przy końcu poprzedniego stulecia, zaobserwowano cały szereg procesów rozpadu beta w jądrach atomowych. Jak się zdaje, wszystkie one są związane z parą podstawowych reakcji przejścia między protonami i neutronami:



* Wykład noblowski, wygłoszony 8 grudnia 1984 r. w Sztokholmie, został przetłumaczony za zgodą Autora i Fundacji Nobla. [Translated with permission. Copyright © 1985 by the Nobel Foundation] (przyp. Red.).

Według Fermiego [1], procesy te można opisać perturbacyjnie przez oddziaływanie punktowe zawierające iloczyn czterech uczestniczących pól.

Zderzenia wysokich energii doprowadziły do obserwacji wielu setek nowych hadronów. Nowe te cząstki, na ogół nietrwałe, wydają się równie fundamentalne jak neutron i proton. Większość z nich posiada przy oddziaływaniu słabym własności podobne jak nukleony. Spektroskopię owych cząstek można opisać za pomocą podstawowych, punktowych fermionów o spinie $1/2$, tzw. kwarków, mających ułamkowe ładunki elektryczne, $+\frac{2}{3}e$ i $-\frac{1}{3}e$, i znajdujących się w trzech różnych stanach koloru. Uniwersalność słabych oddziaływań można wtedy interpretować poprzez sprzężenie Fermiego zachodzące na poziomie kwarków [2]. Na przykład reakcje (1) w rzeczywistości są procesami



gdzie (u) oznacza kwark o ładunku $+\frac{2}{3}e$, a (d) kwark o ładunku $-\frac{1}{3}e$. (Nawiasy oznaczają obiekt związany.) Cabbibo pokazał, że uniwersalność sprzężenia słabego z rodzinami kwarków daje się dobrze zrozumieć przy założeniu, że w stanach kwarków o ładunku $-\frac{1}{3}e$ ma miejsce znaczące mieszanie [3]. Podobnie trzy rodziny leptonów, tzn. (e, ν_e) , (μ, ν_μ) i (τ, ν_τ) wykazują identyczne oddziaływanie słabe, jeśli tylko weźmie się pod uwagę różnice w masach. Nie wiadomo, czy w analogii do zjawiska Cabbibo zachodzi mieszanie również między stanami neutrinowymi (oscylacje neutrin).

Wszystko to doprowadziło do bardzo prostego modelu perturbacyjnego, który zawiera trzy prądy kwarkowe zbudowane z par (u, d_C) , (c, s_C) i (t, b_C) (wskaźnik C oznacza mieszanie Cabbibo) i trzy prądy leptonowe z par (e, ν_e) , (μ, ν_μ) i (τ, ν_τ) . Każdy z tych prądów ma standardową postać wektorową [4] $J_\mu = \bar{f}_1 \gamma_\mu (1 - \gamma_5) f_2$. Dowolny iloczyn par prądów J_μ, j_μ związany jest z podstawowym oddziaływaniem czterofermionowym zachodzącym z siłą określoną przez uniwersalną stałą Fermiego G_F :

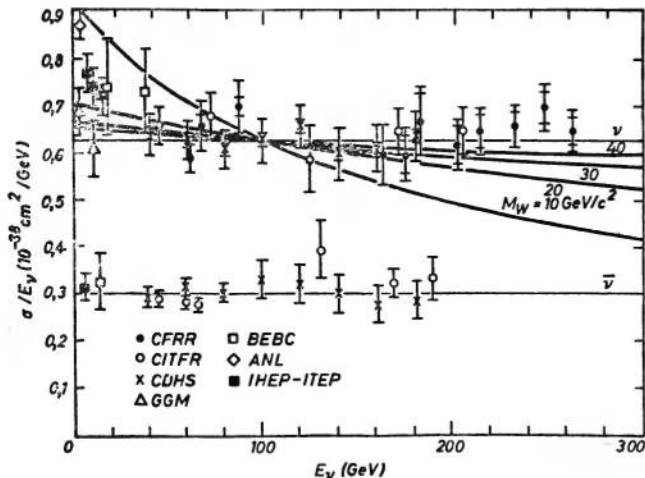
$$L(x) = (G_F/\sqrt{2}) J_\mu^*(x) j^\mu(x) + \text{wyrażenie sprzężone},$$

gdzie $G_F = 1.16632 \times 10^{-5} \text{ GeV}^{-2} (\hbar = c = 1)$.

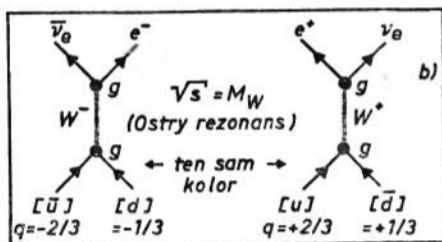
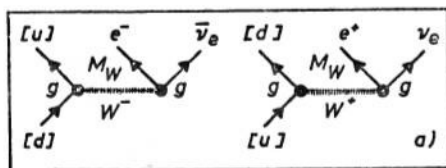
Ten perturbacyjny, punktowy opis procesów słabych pozostaje w doskonałej zgodności z doświadczeniem także w eksperymentach z wiązkami neutrin o wysokiej energii (rys. 1) prowadzonych przy najwyższych wartościach q^2 . Wiemy jednak, iż tego typu rachunek perturbacyjny jest niekompletny i niezadowalający. Zgodnie z mechaniką kwantową należy bowiem uwzględnić także wszystkie człony wyższego rzędu — okazują się one jednak kwadratowo rozbieżne. Dalej, przy energiach w środku masy wyższych niż ok. 300 GeV, przekrój czynny obliczony wyłącznie z członów pierwszego rzędu łamie prawo zachowania prawdopodobieństwa.

To Oskar Klein [5] w 1938 r. zasugerował, że oddziaływania słabe mogłyby być przenoszone przez masywne, naładowane pola. Choć teoria Kleina oparta była na idei Yukawy konstrukcji sił krótkozasięgowych za pomocą masywnych kwantów pola, ustanowiła ona też bliski związek między elektromagnetyzmem a oddziaływaniami słabymi. Wiemy, że jego prorocza wizja zawarta jest w teorii elektrosłabej Glashowa, Weinberga i Salama [6], która omawiana będzie w dalszym ciągu tego wykładu. Warto zacytować opinię Kleina:

Ponieważ rola tych cząstek i ich własności są podobne do fotonów, moglibyśmy właściwie nazywać je «elektrofotonami» (to znaczy fotonami naładowanymi elektrycznie).



Rys. 1. Całkowity przekrój czynny na oddziaływanie neutrino i antyneutrino mionowego z nukleonami (prądy naładowane) w funkcji energii neutrino. Dane pochodzą z Particle Data Group (*Rev. Mod. Phys.* 56, no. 2, część 2, kwiecień 1984), przedruk CERN. Krzywe pokazują efekty propagatora W .



Rys. 2a. Diagram Feynmana dla wymiany wirtualnego W pośredniczącego w procesach słabych (reakcja (2))

Rys. 2b. Diagram Feynmana dla bezpośredniej produkcji cząstki W . Należy zauważyć, że oddziaływanie kwarków zostało zastąpione przez anihilację pary kwark-antykwar.

W niniejszym wykładzie stosować będę najczęściej dziś używane dla tych cząstek oznaczenia: W^+ i W^- — od słowa „słaby” (po angielsku *weak* — B. B.) [7], choć należy pamiętać, że definicja Kleina jest obecnie znacznie trafniejsza.

Podstawowe diagramy Feynmana opisujące reakcję (2) są pokazane na rys. 2a.

Wprowadźmy teraz nową, bezwymiarową stałą sprzężenia g , związaną z G_F następująco: $G_F/\sqrt{2} \approx g^2/m_W^2$, dla $q^2 \ll m_W^2$. Fakt, iż oddziaływanie Fermiego jest typu $V-A$ wymaga, aby spin J cząstki W był równy 1. Warto zauważyć, że w publikacji Kleina, przez analogię do fotonu, $J = 1$ oraz $g = \alpha$. Doskonały opis danych neutrinowych za pomocą punktowego oddziaływania czterofermionowego (rys. 1) sugeruje, że wartość m_W jest bardzo duża (≥ 60 GeV/c) i niesprzeczna z założeniem $m_W = 0$.

2. Produkcja cząstek W

Bezpośrednia produkcja cząstek W i następujący potem ich rozpad na elektron i neutrino pokazane są na rys. 2b. Energia w środku masy zderzenia kwark-antykwarok musi być wystarczająco duża, mianowicie $\sqrt{s} \approx m_W$. Zależność przekroju czynnego od energii będzie miała w pobliżu rezonansu charakterystyczny kształt krzywej Breita-Wignera, podobnie jak w eksperymentach z fizyki jądrowej.

Przekrój czynny można łatwo obliczyć:

$$\sigma(q\bar{q} \rightarrow W) = \frac{4}{3}\pi\lambda^2 \Gamma_i \Gamma / [(E - m_W)^2 + \Gamma^2/4],$$

gdzie λ jest zredukowaną długością fali kwarka w środku masy. Kolory kwarka i antykwarka muszą być identyczne. Szerokość stanu początkowego

$$\Gamma_i \equiv \Gamma_{q\bar{q}} \approx 4.5 \times 10^{-7} m^3 \text{ (GeV)}$$

obliczona z G_F jest zdumiewająco duża: mianowicie dla $m_W \approx 82$ GeV/c², jak to przewiduje teoria oparta na $SU(2) \times U(1)$, $\Gamma_{q\bar{q}} \cong 450$ MeV. Całkowita szerokość Γ zależy od liczby generacji kwarków i leptonów. Biorąc $N_q = 3$ i $N_l = 3$, dla $m_W \approx 100$ GeV, otrzymujemy $\Gamma = 4 \times \Gamma_{q\bar{q}} = 2$ GeV.

W maksimum rezonansu

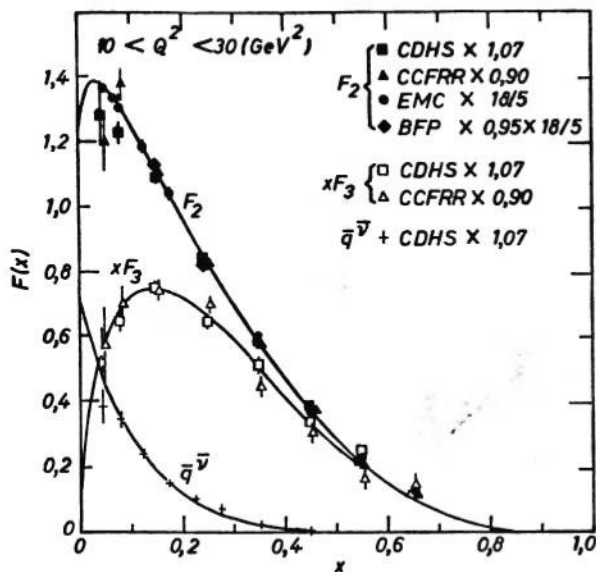
$$\sigma(q\bar{q} \rightarrow W, \quad \sqrt{s} = m_W) = 3\pi\lambda_i^2 B_i,$$

gdzie $B_i = \Gamma_i/\Gamma$ jest stosunkiem rozgałęzień dla kanału początkowego.

Oczywiście zderzeń kwark-antykwarok nie można zrealizować bezpośrednio, ponieważ nie mamy do dyspozycji swobodnych kwarków. Najprostszym środkiem zastępczym jest użycie zderzeń protonów z antyprotonami. Część pędu nukleonu unoszona przez kwarki i antykwarki protonu pokazana jest na rys. 3. Ze względu na obecność antykwarków, również zderzenia proton-proton mogą być efektywnie użyte do produkcji cząstek W . Jednakże wymagana jest tutaj znacząco wyższa energia wiązki i nie ma też sposobu na określenie kierunku nadbiegającego kwarka i antykwarka. Jak zobaczymy później, niejednoznaczność ta wyklucza możliwość obserwacji ważnych asymetrii związanych z łamaniem parzystości (P) i parzystości ładunkowej (C) w oddziaływaniach słabych. Energia w środku masy zderzenia kwark-antykwarok, $s_{q\bar{q}}$, związana jest z $S_{p\bar{p}}$ dobrze znanym wzorem

$$s_{q\bar{q}} = S_{p\bar{p}} \cdot x_p \cdot x_{\bar{p}}$$

Zauważmy, że zgodnie z tym, co pokazane jest na rys. 3, dla zaistnienia właściwej korelacji pomiędzy kwarkiem protonu i antykwarkiem antyprotonu, energia powinna być



Rys. 3. Funkcje struktury F_2 , xF_3 i $\bar{q}v$, mierzone w różnych doświadczeniach, dla ustalonego Q^2 w funkcji x , narysowane przy założeniu $R = \sigma_L/\sigma_T = 0$. Elektromagnetyczna funkcja struktury $F_2^{\mu N}$ zmierzona przez EMC (European Muon Collaboration) i BFP (Berkeley (LBL) — FNAL — Princeton) porównana jest z funkcją struktury $F_2^{\nu N}$ prądów naładowanych przeskalowaną przez czynnik 18/5 pochodzący ze średniego kwadratu ładunku kwarków. Nie wprowadzono poprawek na różnicę między kwarkami morza dziwnymi i powabnymi; należy więc uważać, że $F_2 = x[q + \bar{q} - \frac{2}{3}(s + \bar{s} - c - \bar{c})]$. (W tym zakresie Q^2 , $F_2^{\nu N}$ jest w podobny sposób zniekształcona przez efekty związane z przekraczaniem progu na produkcję powabu w przejściu $s \rightarrow c$). Rozkład antykwarków mierzony w rozpraszaniu antyneutrino jest $\bar{q}v = x(\bar{u} + \bar{d} + 2s)$. Krzywe mają postać $F_2 = 3,9x^{0,66}(1-x)^{0,9} + 1,1(1-x)^0$, $xF_3 = 3,6x^{0,66}(1-x)^{0,9}$, $\bar{q}v = 0,7(1-x)^0$. Czynniki normalizacji względnej zostały dopasowane tak, aby otrzymać najlepszą zgodność między różnymi grupami danych, a zmian absolutnych dokonano arbitralnie, tak jak to zaznaczono. [CDHS — H. Abramowicz i in., *Z. Phys.* C17, 283 (1983); CCFRR — F. Sculli, informacja prywatna; EMC — J. J. Aubert i in., *Phys. Lett.* 105B, 322 (1981) oraz A. Edwards, informacja prywatna; BFP — A. R. Clark i in., *Phys. Rev. Lett.* 51, 1826 (1983) oraz P. Meyers, rozprawa doktorska, LBL-17108 (1983), Uniw. Californijski, Berkeley (dzięki uprzejmości J. Carra, LBL)]

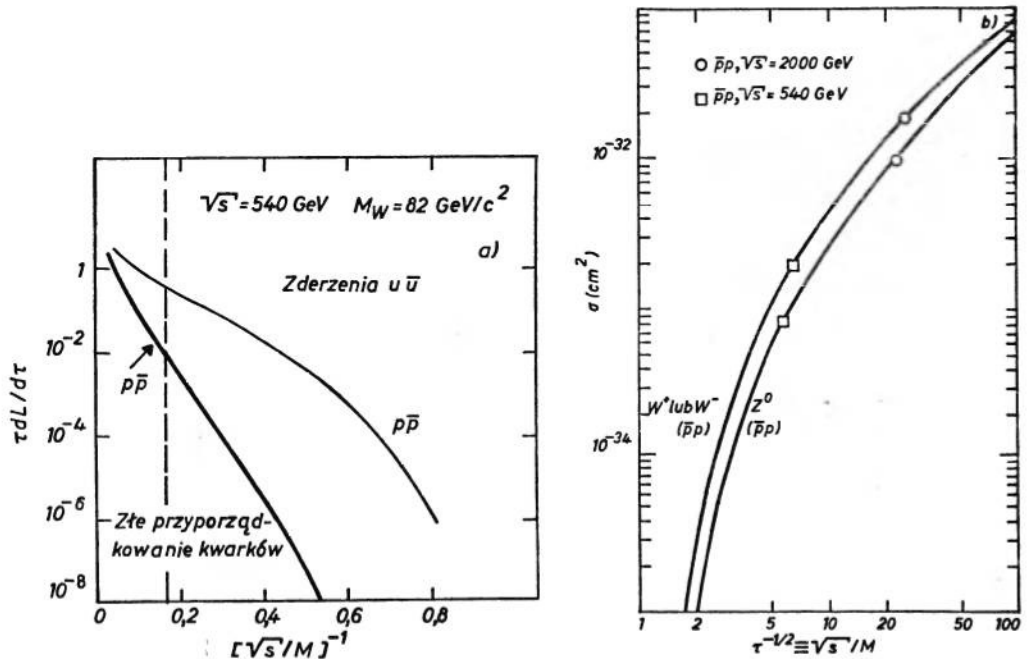
taka, że $x_p \approx x_{\bar{p}} \geq 0,25$. Tak więc istnieje jeden szeroki przedział energii optymalnej zderzeń proton-antypoton dla zadanej masy W . Dla $m_W \approx 80 \text{ GeV}/c^2$, $\sqrt{S_{p\bar{p}}} \approx 400\text{--}600 \text{ GeV}$. Przekrój czynny na proces produkcji

$$p\bar{p} \rightarrow W^\pm + X, \quad W^\pm \rightarrow e^\pm + \nu_e$$

(gdzie X oznacza produkty fragmentacji partonów — obserwatów) można łatwo wyznaczyć poprzez złożenie rezonansu o niewielkiej szerokości z rozkładami pędu w p i \bar{p} (rys. 4). Dla $m_W = 82 \text{ GeV}/c^2$ i $\sqrt{S_{p\bar{p}}} = 540 \text{ GeV}$, otrzymuje się $\sigma \cdot B = 0,54 \times 10^{-33} \text{ cm}^2$.

3. Zderzenia proton-antypoton

Jedynym praktycznym sposobem uzyskania energii rzędu 500 GeV w środku masy jest zderzenie wiązek protonów i antypotonów[8]. Przez długi czas uważano ten pomysł za niemożliwy do zrealizowania w praktyce ze względu na niską gęstość wiązek mających służyć jako tarcze.



Rys. 4a, b. Przekroje czynne na produkcję pośredniczących bozonów wektorowych w zderzeniach proton-antiproton. Parametryzacja masy jest $\tau^{-1/2} = \sqrt{s}/M$. Na rys. 4a należy zwrócić uwagę na to, iż istnieje pewne małe prawdopodobieństwo złego przyporządkowania kwark-antykwar. Zależności na rys. 4b odnoszą się do przewidywań mas w modelu $SU(2) \times U(1)$

Liczba R przypadków będących wynikiem oddziaływań (zachodzących z przekrojem czynnym σ) dwóch pakietów cząstek krążących w przeciwnych kierunkach, zderzających się czołowo z częstością f_0 i zawierających n_1 i n_2 cząstek wyraża się wzorem

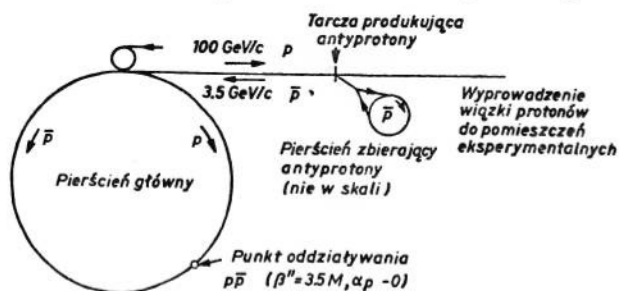
$$R = (n_1 n_2 f_0 / 4) (\sigma / \pi \rho^2),$$

gdzie ρ jest (wspólnym) promieniem wiązek, a czynnik $1/4$ uwzględnia całkowanie po ich gaussowskich profilach. W naszym eksperymencie mieliśmy zwykle $\rho = 0,01$ cm i $\sigma = 10^{-34}$ cm². A więc $(\sigma / \pi \rho^2) = 3 \times 10^{-31}$ i iloczyn $n_1 n_2$ musi być bardzo duży, aby przezwyciężyć efekty „geometrii”.

Schemat, jakiego użyto w omawianym programie eksperymentalnym, dyskutowany był przez Rubię, Cline'a i McIntyre'a [9] i jest pokazany na rys.5. Czyni on użytek z istniejącego w CERN-ie i dającego cząstki o energii 400 GeV Supersynchrotronu Protonowego (SPS) [10], zmodyfikowanego tak, aby można było w nim przechowywać krążące w przeciwnych kierunkach pakiety protonów i antyprotonów o energii 270 GeV na wiązkę. Antyprotony produkowane są w zderzeniach protonów o pędzie 26 GeV/c pochodzących z PS (Synchrotronu Protonowego) ze stałą tarczą. Są one następnie zbierane w małym pierścieniu akumulującym, w którym osiągają pęd 3,5 GeV/c i poddawane są chłodzeniu stochastycznemu [11] dla zmniejszenia ich przestrzeni fazowej. Parametry układu wzięte z pracy [9] podane są w tab. 1. Mimo iż pierwotny projekt sformułowany był dla innego akceleratora, mianowicie synchrotronu w Laboratorium Fermiego w Batavii, parametry

te są bardzo zbliżone do parametrów zmodyfikowanego do tego celu SPS. Akumulacja antyprotonów opisana jest szczegółowo w wykładzie noblowskim Simona van der Meera.

Przeprowadzone w CERN-ie eksperymenty ze zderzeniami proton-antyproton stanowiły pierwszy i jak dotąd jedyny przykład takiego zastosowania pierścienia akumulacyjnego, w którym pakiety protonów i antyprotonów zderzają się czołowo. Choć cernowski zderzacz cząstek (*particle collider*) używa cząstek wiązki zgrupowanych w pakiety, podobnie jak zderzacze e^+e^- , tłumienie przestrzeni fazowej, którego źródłem jest promieniowanie synchrotronowe, nie występuje. Co więcej, ponieważ antyprotony są nieliczne, zderzacz musi działać w warunkach, w których bardzo istotne są oddziaływania wiązka-wiązka,



Rys. 5. Ogólny widok schematu zderzeń $p\bar{p}$ z pracy [9]. Protony (100 GeV) są wyprowadzane periodycznie krótkimi impulsami i produkują antyprotony o pędzie 3,5 GeV/c, które są gromadzone i chłodzone w małym pierścieniu zbierającym. Następnie antyprotony są powtórnie wstrzykiwane do głównego pierścienia i poddane tam formowaniu za pomocą układu wysokiej częstotliwości oraz przyspieszane do maksymalnej energii. Zderzają się one czołowo z paczką protonów o tej samej energii poruszającą się w kierunku przeciwnym

a więc inaczej niż dla ciągłych wiązek protonowych w działającym już uprzednio akceleratorze wiązek przeciwbieżnych (ISR) w CERN-ie [12]. Jednym z najistotniejszych rezultatów, otrzymanych za pomocą zderzacza $p\bar{p}$, był prawdopodobnie fakt, że pracował on przy tak wysokiej świetlności, co z kolei oznacza dużą zmianę częstości względnej ΔQ drgań wiązki wywołanej oddziaływaniem wiązka-wiązka (ang. „beam-beam tune shift”). W początkowych etapach konstrukcji bardzo wiele uwagi poświęcono problemowi niestabilności wiązek, wynikającej z oddziaływań wiązka-wiązka. Oddziaływania mogą być przybliżone przez periodyczny szereg silnie nieliniowych skokowych zmian potencjału. Oczekuje się, że może to spowodować wzbudzenie kontinuum rezonansów pierścienia akumulacyjnego, rezonansów o stosunkach częstości danych przez ciąg liczb wymiernych. Ograniczając się do najważniejszych spraw, rozważmy przypadek słabej wiązki antyprotonów zderzającej się czołowo z wiązką protonów występującą w postaci dobrze uformowanych pakietów. Przyrost niezmiennika działania $W = \gamma x^2 + 2\alpha x x' + \beta x'^2$ antyprotonu, wynikający ze skokowej zmiany kąta, $\Delta x'$, wynosi $\Delta W = \beta(\Delta x')^2 + 2(\alpha x + \beta x')\Delta x'$, zaś zmiana kąta może być wyrażona przez zmianę częstości względnej, ΔQ , jako $\Delta x' = 4\pi\Delta Q x/\beta$. Jeśli teraz założyć, że kolejne skokowe zmiany następują losowo, to drugi człon w wyrażeniu na ΔW daje po uśrednieniu zero i dostajemy

$$\langle \Delta W/W \rangle = \frac{1}{2}(4\pi\Delta Q)^2.$$

Dla osiągnięcia projektowanej świetlności trzeba, aby $\Delta Q \sim 0,003$, co prowadzi do $\langle \Delta W/W \rangle = 7,1 \times 10^{-4}$. To jest naprawdę wielka liczba, dająca e -krotny wzrost W po

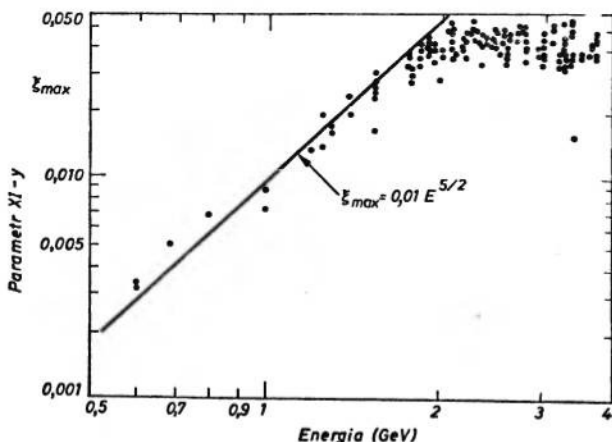
Tablica 1. Lista parametrów [9]

1. Pierścień główny (wg projektu dla Laboratorium Fermiego)	
— Pęd cząstek wiązki	250 (400) GeV/c
— Równoważna energia laboratoryjna dla ($p\bar{p}$)	133 (341) TeV
— Częstość przyspieszająca i formująca pakiety	53,14 MHz
— Liczba harmoniczna	1113
— Maksymalne napięcie RF/obieg	$3,3 \times 10^6$ V
— Ciśnienie resztek gazu	$< 0,5 \times 10^{-7}$ Tr
— Funkcje beta w punkcie oddziaływania	3,5 m
— Rozbieżność pędowa w punkcie oddziaływania	0 m
— Emitancje niezmiennicze ($N_p = 10^{12}$)	
— podłużna	3 eV·s
— poprzeczna	$50\pi 10^{-6}$ rad·m
— Długość pakietu	2,3 m
— Światłość nominalna	$5 \times 10^{28} (8 \times 10^{29})$ cm ⁻² s ⁻¹
2. Źródło antyprotonów (chłodzenie stochastyczne [11])	
— Nominalny pęd akumulowanych \bar{p}	3,5 GeV/c
— Obwód pierścienia	100 m
— Akceptacja pędowa	0,02
— Akceptacje betatronowe	$100\pi 10^{-6}$ rad·m
— Szerokość pasma w stochastycznym chłodzeniu pędu	400 MHz
— Maksymalne napięcie RF w przyspieszaniu stochastycznym	3000 V
— Szerokość pasma w betatronowym chłodzeniu stochastycznym	200 MHz
— Ostateczne emitancje niezmiennicze ($N_{\bar{p}} = 3 \times 10^{10}$)	
— podłużna	0,5 eV·s
— poprzeczna	$10\pi 10^{-6}$ rad·m

zaledwie $1/7,1 \times 10^{-4} = 1,41 \times 10^3$ skokach! A więc jedynym powodem, dla którego ruch antyprotonu pozostaje stabilny, jest, iż owe ostre skoki potencjału nie są przypadkowe lecz periodyczne, a wiązka posiada długą „pamięć”, pozwalającą na koherentne raczej niż losowe ich sumowanie. Poza obszarem rezonansu efekty tych skoków średnio się znoszą, nie dając żadnego wzrostu amplitudy. Opis teoretyczny efektów oddziaływań wiązka-wiązka jest bardzo trudny (jeśli w ogóle możliwy), ponieważ ten *a priori* czysto deterministyczny problem może wykazywać cechy stochastyczne i charakterystyki podobne do charakterystyk nieodwracalnego procesu dyfuzji.

Pomiary wykonane przy zderzaczu elektronowo-pozytonowym SPEAR w Stranfordzie wzmogły jeszcze ogólny niepokój o sensowność projektu zderzacza $p\bar{p}$. Zredukowanie energii zderzacza elektronowego (rys. 6) dało zmniejszenie maksymalnego dozwolonego ΔQ , co interpretowano jako skutek redukcji tłumienia wynikłego z promieniowania synchrotronowego. Porównując wymagany czas życia wiązki dla zderzacza $p\bar{p}$ (gdzie nie ma tłumienia) z ekstrapolowanym czasem tłumienia zderzacza e^+e^- otrzymujemy maksymalną dozwoloną wartość $\Delta Q = 10^{-5} - 10^{-6}$, która jest katastrofalnie niska. Te smętne przewidywania nie potwierdziły się w praktycznym działaniu zderzacza, gdzie $\Delta Q = 0,003$ na przecięcie i gdzie normalnie osiąga się sześć przecięć przy świetności wiązki utrzymującej się na prawie nie zmienionym poziomie przez prawie cały dzień. Co więc jest przyczyną tak uderzającej sprzeczności między doświadczeniami protonowymi i elektronowymi?

Różnica wywołana jest przez istnienie promieniowania synchrotronowego w tym ostatnim przypadku. Emisja fotonów synchrotronowych powoduje szybki wzrost stopnia chaotyczności między kolejnymi przecięciami i prowadzi do gwałtownego pogorszenia się emitancji¹ wiązki. Na szczęście to samo zjawisko dostarcza nam też efektywnego mechanizmu tłumiącego. Zderzacz $p\bar{p}$ działa, ponieważ nie występuje ani chaotyczność, ani tłumienie.



Rys. 6. Maksymalny dozwolony parametr zmiany częstości względnej, $XI-Y$, jako funkcja energii zderzacza elektron-pozyton, SPEAR. Widoczny jest gwałtowny spadek dopuszczalnej zmiany częstości, przy niższych energiach będącej konsekwencją zmniejszonego tłumienia synchrotronowego. Ekstrapolacja do przypadku zderzeń proton-antyproton, gdzie tłumienie nie występuje i tym samym czas tłumienia jest stały, odpowiada czasowi życia wiązki, pozwalając mu na infinitezymalną zmianę częstości względnej, a więc na niepraktyczną wartość świetlności

Ta niezwykle szczęśliwa kombinacja efektów sprawiła, iż zderzacze $p\bar{p}$ stały się urządzeniami realnymi. Istnieją też wielkie potencjalne możliwości przyszłych ulepszeń. Akumulacja większej liczby antyprotonów pozwoliłaby na uzyskanie znacząco większej świetlności; w CERN-ie rozważany jest projekt, według którego można by dostarczyć wystarczającą liczbę antyprotonów, tak aby uzyskać w ciągu *jednego tylko dnia* scałkowaną świetlność równą tej, na której oparte są rezultaty podane w tym wykładzie (100 nb^{-1}).

4. Metoda detekcji

Chcemy oberwować proces pokazany schematycznie na rys. 2b, mianowicie

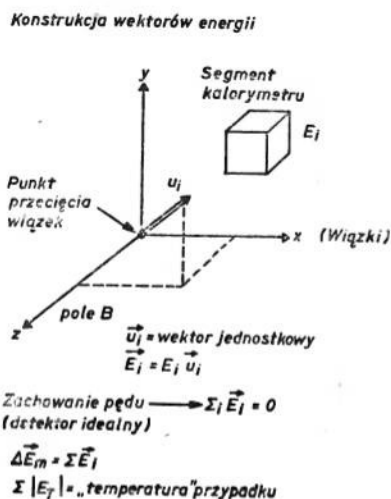
$$p + \bar{p} \rightarrow W^{\pm} + X, \quad W^{\pm} \rightarrow e^{\pm} + \nu_e, \quad (3)$$

gdzie X oznacza pozostałości po oddziaływaniu innych partonów (obserwatorów). Detekcja elektronów wysokiej energii jest dość bezpośrednia, jednak obserwacja emisji neutrina

¹ Emitancją wiązki nazywamy obszar płaszczyzny fazowej, obejmującej wszystkie cząstki z wtryskiwacza (lub źródła), które następnie tworzą daną wiązkę w akceleratorze (patrz W. Scharf, *Akceleratorzy cząstek naładowanych i ich zastosowania*, PWN, Warszawa 1978) (przyj. tłum.).

jest rzadkością w eksperymentach ze zderzającymi się wiązkami. Prawdopodobieństwo wtórnych oddziaływań neutrina w jakiegokolwiek możliwej aparaturze jest nieskończenie małe. Aby więc pośrednio zasygnalizować jego emisję, musimy oprzeć się na kinematyce. Robi się to za pomocą odpowiednio pomyślanego detektora [13], czulego na wszystkie naładowane i neutralne, lecz oddziałujące produkty zderzenia, i to czulego jednorodnie w całym kącie bryłowym. Ponieważ zderzenia obserwowane są w środku masy, znaczące niezachowanie pędu może oznaczać istnienie jednej lub więcej cząstek nie oddziałujących, prawdopodobnie neutrin.

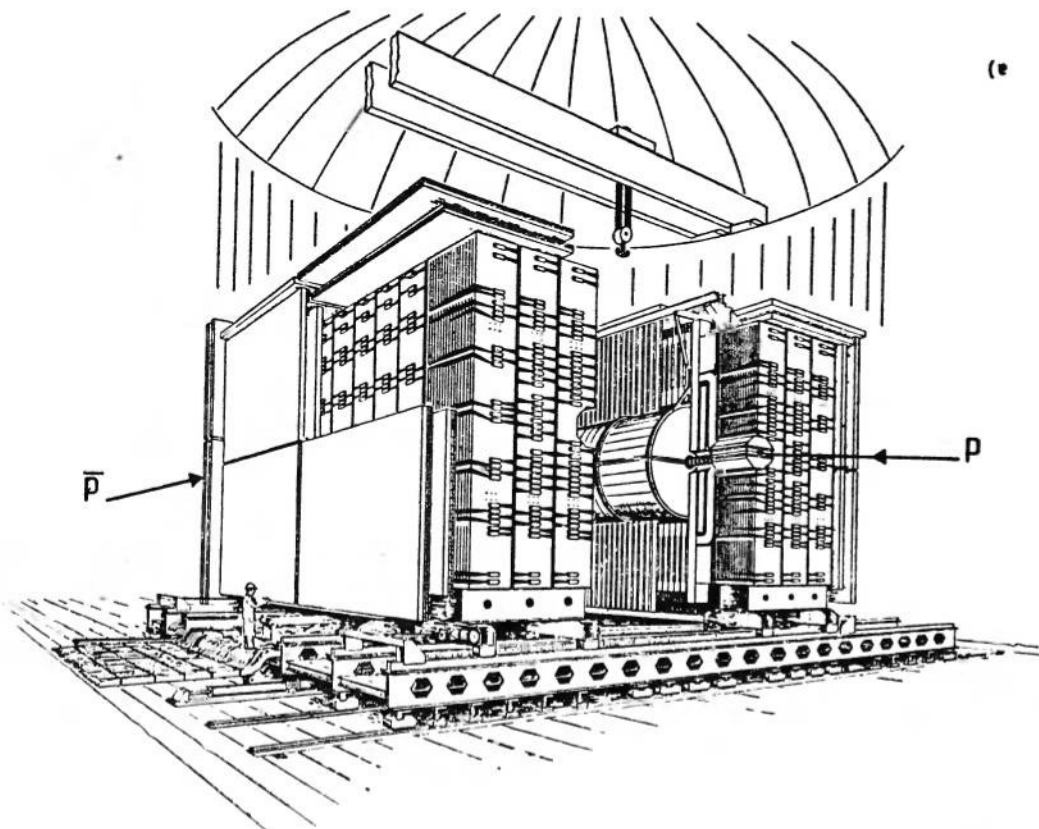
Metodę tę można wygodnie zrealizować przy użyciu kalorymetrów, ponieważ otrzymany z nich sygnał energetyczny można uczynić dość jednorodnym dla różnych cząstek padających. Kalorymetria jest też idealnie przystosowana do dokładnego pomiaru energii wysokoenergetycznego elektronu z procesu (3). Porcje energii tracone (rys. 7) w pojedyn-



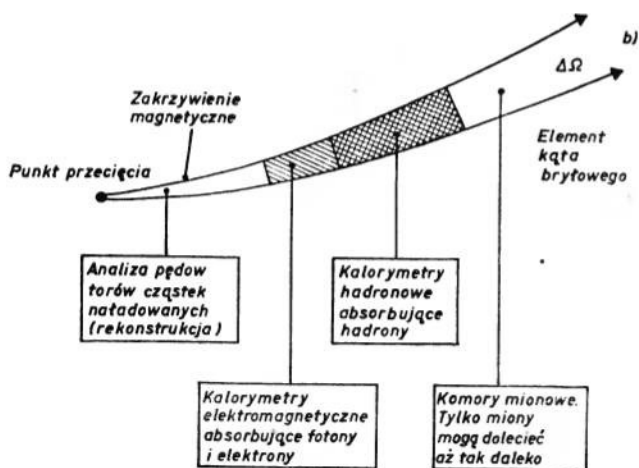
Rys. 7. Główny diagram ilustrujący konstrukcję wektorów energii i energii brakującej w zdarzeniu

czych segmentach, E_i , są transformowane w wektory wypływu energii (ang.: „energy flow vector”), $\vec{E}_i = n_i E_i$, gdzie n_i jest wektorem jednostkowym skierowanym od punktu zderzenia do (środka) segmentu. A więc dla cząstek relatywistycznych i dla idealnego sygnału kalorymetrycznego, $\sum_i \vec{E}_i = 0$, pod warunkiem, że nie zostały wyemitowane cząstki nie oddziałujące. Sumowanie rozciąga się na cały kąt bryłowy. W rzeczywistości istnieją skończone poprawki do tej sumy: $\Delta \vec{E}_M = \sum_i \vec{E}_i$. Wielkość ta nazywa się wektorem „energii brakującej”. Oczywiście w przypadku emisji neutrina $p_\nu = -\Delta \vec{E}_M$. Dla procesu (3) efekt jest szczególnie wyraźnie widoczny, ponieważ w środku masy W pęd neutrina $p_\nu^* = m_W/2$ jest bardzo duży.

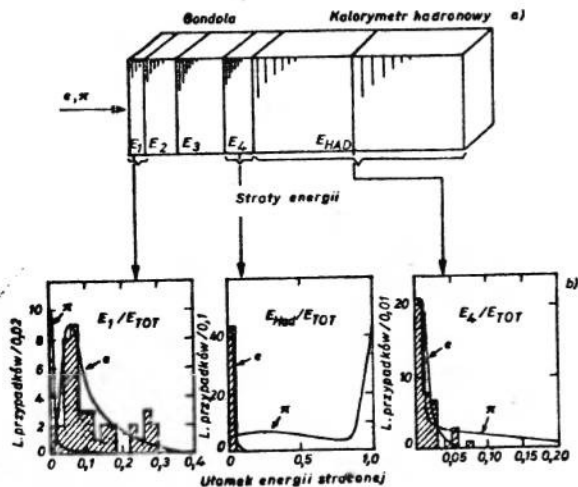
Praktyczna realizacja takiego detektora [14] pokazana jest na rys. 8a. Analizę pędów przeprowadza się w bardzo dokładnie rekonstruujących tor komorach dryfowych umieszczonych w poziomym polu magnetycznym o natężeniu 7000 G skierowanym prostopadle do kierunków wiązek. Następnie sześć koncentrycznych zestawów drobno segmen-



Rys. 8a. Detektor UA1 obejmuje całkowicie kąt bryłowy aż do wartości kąta $0,2^\circ$

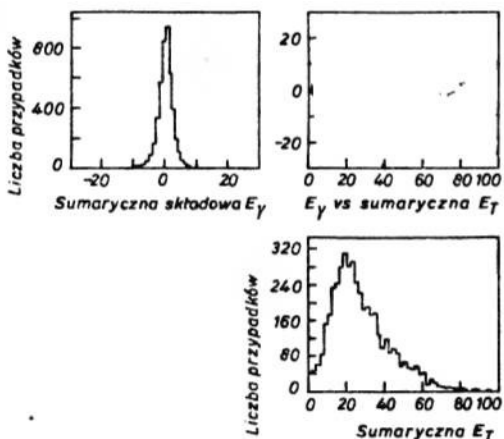


Rys. 8b. Schematyczne przedstawienie funkcji każdego z podstawowych elementów detektora zawartych w jednostkowym kącie bryłowym



Rys. 9a. Schemat podstawowej komórki detektora w elemencie kąta bryłowego. Po czterech warstwach „przekładańca” ołów-scyntylator mamy dwa elementy „przekładańca” żelazo/scyntylator, zamykającego jednocześnie linie sił pola magnetycznego. b) Straty energii szybkich pionów i elektronów. Rodzaj cząstki można określić analizując krzywą przejścia

towanych kalorymetrów (rys. 8b) otacza punkt zderzenia aż do wartości kąta (w stosunku do kierunku wiązki) równej $0,2^\circ$. Działanie tych kalorymetrów pokazane jest schematycznie na rys. 9a. Pierwsze cztery segmenty są „przekładańcami” z ołowiu i scyntylatora,

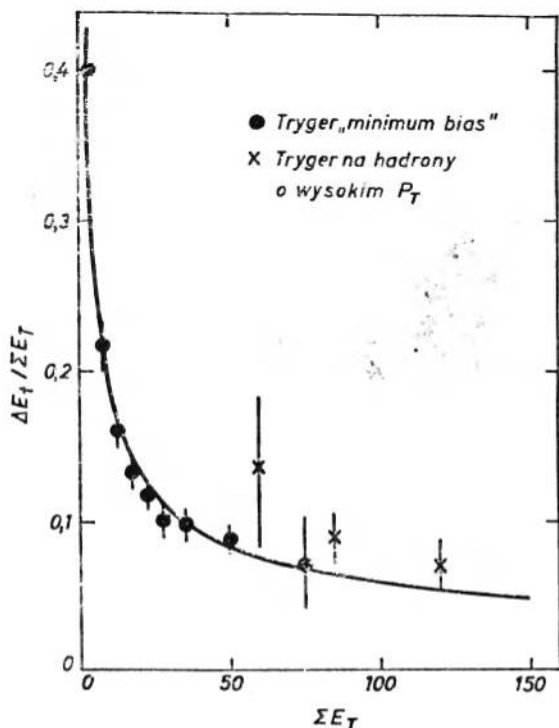


Rys. 10. Zależność składowej pionowej energii brakującej poprzecznej od całkowitej energii poprzecznej obserwowanej we wszystkich elementach kalorymetru

w których pochłaniane są elektrony (rys. 9b); po nich następują dwie sekcje warstw żelazo/scyntylator (stanowią one jednocześnie jarzmo zamykające pole magnetyczne). W kalorymetrach tych pochłaniane są wszystkie hadrony. Miony wykrywane są przez osiem płaszczyzn wielkich komór dryfowych obejmujących całą objętość detektora. Jeśli zostanie

wykryty jeden lub więcej mionów, to ich pęd, zmierzony poprzez zakrzywienie toru w polu magnetycznym, musi być dodany „ręcznie” do wektora wypływu energii.

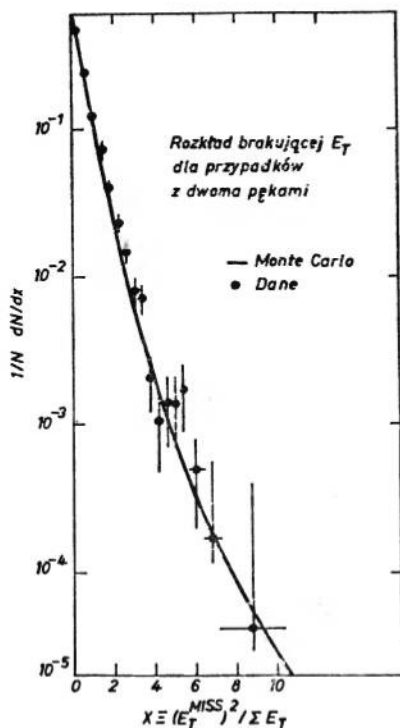
Wiarygodność pomiarów wypływu energii została sprawdzona w zderzeniach standardowych (*minimum bias*). Na rys. 10 pokazano, jak dokładnie mierzy się składową pionową wektora energii brakującej dla przypadków standardowych. Zdolność rozdzielczą dla każdej ze składowych poprzecznych energii brakującej ΔE_M , można sparametryzować poprzez $\sigma = 0,43\sqrt{\Sigma_i E_T^{(i)}}$, gdzie $\Sigma_i E_T^{(i)}$, w jednostkach GeV, jest sumą skalarną składowych poprzecznych wypływu energii $E_T^{(i)}$. Ta sama parametryzacja jest również słuszna dla przy-



Rys. 11. Zdolność rozdzielcza w energii brakującej dla przypadków standardowych (*minimum bias*) i pęków

padków zawierających pęki (*jets*) o dużym pędzie poprzecznym, dla których niejednorodności detektora są bardziej istotne, ponieważ strata energii jest zlokalizowana w małym obszarze (rys. 11). Zdolność rozdzielcza pokazana jest na rys. 12, gdzie energia brakująca dla przypadków dwupękowych pokazana jest razem z rachunkami Monte Carlo rozkładów przewidywanych na podstawie oczekiwanego zachowania się kalorymetrów, wyznaczonego przez wyniki pomiarów z wiązką testową i przez zmierzone funkcje fragmentacji pęków.

W typowym przypadku o $\Sigma_i E_T^{(i)} = 80$ GeV, mierzymy składowe poprzeczne wielkości ΔE_M z dokładnością do ok. 4 GeV. W obecnej analizie nie będzie używany bilans podłużny składowej pędu, gdyż — mimo małych rozmiarów okienka, przez które przechodzą rury prowadzące wiązkę ($\leq 0,2^\circ$) — cząstki szybkie dość często przez nie uciekają.



Rys. 12. Bilans energii poprzecznej dla próbki przypadków z dwoma pękami. Aby wyrazić wartości na skali poziomej poprzez liczbę odchyleń standardowych (n), należy posłużyć się związkiem $n^2 \approx 2x$. Zmienne wybrano tak, aby przetransformować gaussowski sygnał z kalorymetrów na wykres liniowy. Linia ciągła obrazuje wynik rachunków przeprowadzonych na podstawie oczekiwanego sygnału z kalorymetru zgodnie z pomiarami cząstek z wiązki próbnej

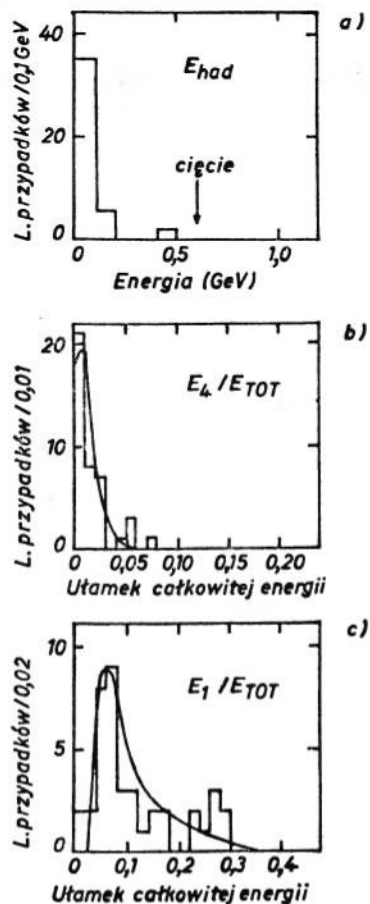
5. Obserwacja sygnału $W \rightarrow e + \nu$

Wykrycie naładowanego, pośredniczącego bozonu wektorowego przez Współpracę UA1 [15] zostało ogłoszone w pracy opublikowanej w lutym 1983; wkrótce potem analogiczną pracę ogłosiła Współpraca UA2 [16]. Podano wartości mas: $m_W = (80 \pm 5) \text{ GeV}/c^2$ (UA1) oraz $m_W = (80_{-6}^{+10}) \text{ GeV}/c^2$ (UA2). Od tamtego czasu wzrosła w istotny sposób liczebność próbek doświadczalnych i możliwe jest głębsze zrozumienie zjawiska. W szczególności przypisanie reakcji (3) obserwowanych przypadków może teraz być udowodnione, a nie tylko postulowane. Prześledzimy tu analizę przypadków pochodzących z UA1 [17].

Rezultaty nasze odpowiadają scałkowanej świetności wynoszącej $0,136 \text{ pb}^{-1}$. W pierwszym rzędzie poszukiwaliśmy wyłącznie wysokoenergetycznych izolowanych elektronów. Zastosowany tryger wymagał istnienia sygnału straty energii w kalorymetrze elektromagnetycznym pod kątami większymi niż 5° i z energią poprzeczną wyższą niż 10 GeV. Przy rekonstrukcji przypadków próg ten został podwyższony do 15 GeV, co dało około $1,5 \times 10^5$ przypadków zderzeń wiązka-wiązka.

Żądanie istnienia towarzyszącego, odosobnionego toru o $p_T > 7 \text{ GeV}/c$ w detektorze centralnym zredukowało próbkę o czynnik mniej więcej 100. Następnie ustalono maksy-

małą, dozwoloną stratę energii („przeciek”), 600 MeV, w segmentach kalorymetru hadronowego, umieszczonego za licznikami elektromagnetycznymi, co zmniejszyło próbkę do 346 przypadków. W dalszym ciągu klasyfikowaliśmy przypadki zależnie od tego, czy zawierały wyraźną strukturę pękową.

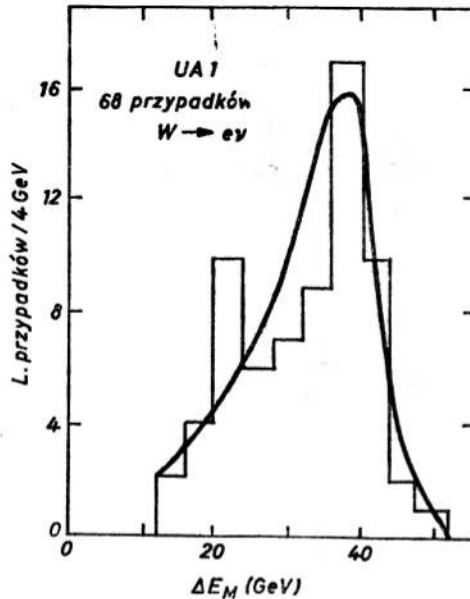


Rys. 13. Rozkłady pokazujące, jak dobra jest sygnatura elektronu: a) Strata energii w kalorymetrze hadronowym po przejściu 27 dróg radiacyjnych (ozn. d. r.) detektora kaskad elektromagnetycznych. b) Część energii elektronu stracona w czwartym sektorze (głębokim na 6 d. r. i znajdującym się za konwerterem o grubości 18 d. r.) detektora elektromagnetycznego. Krzywa obrazuje rozkład oczekiwany na podstawie danych otrzymanych z wiązką próbną. c) To samo co rozkład b), ale dla pierwszego sektora detektora elektromagnetycznego (pierwsze 6 d. r.)

W 291 przypadkach znaleźliśmy wyraźnie widoczny pęk zawierający się w stożku kąta azymutalnego $|\Delta\varphi| < 30^\circ$ i biegnący w kierunku przeciwnym do toru „elektronu”. Wśród tych przypadków istniała spora domieszka zdarzeń typu pęk — pęk, w których jeden z pęków symulował sygnał elektronowy i musiał zostać odrzucony. Zostało nam więc 55 przypadków bez żadnego pęku lub z pękiem, który z dokładnością do 30° nie leci w kierunku przeciwnym do kierunku lotu „elektronu”. Przypadki te wykazywały bardzo czysty sygnał elektronowy (rys. 13) i doskonałą zgodność położenia punktu wlotu elektronu i środka cięż-

kości grupy sygnałów w detektorach kaskad, co dodatkowo świadczy o braku skomplikowanego przekrywania się toru naładowanego i neutralnych mezonów π^0 , które miałyby miejsce w wypadku pęków.

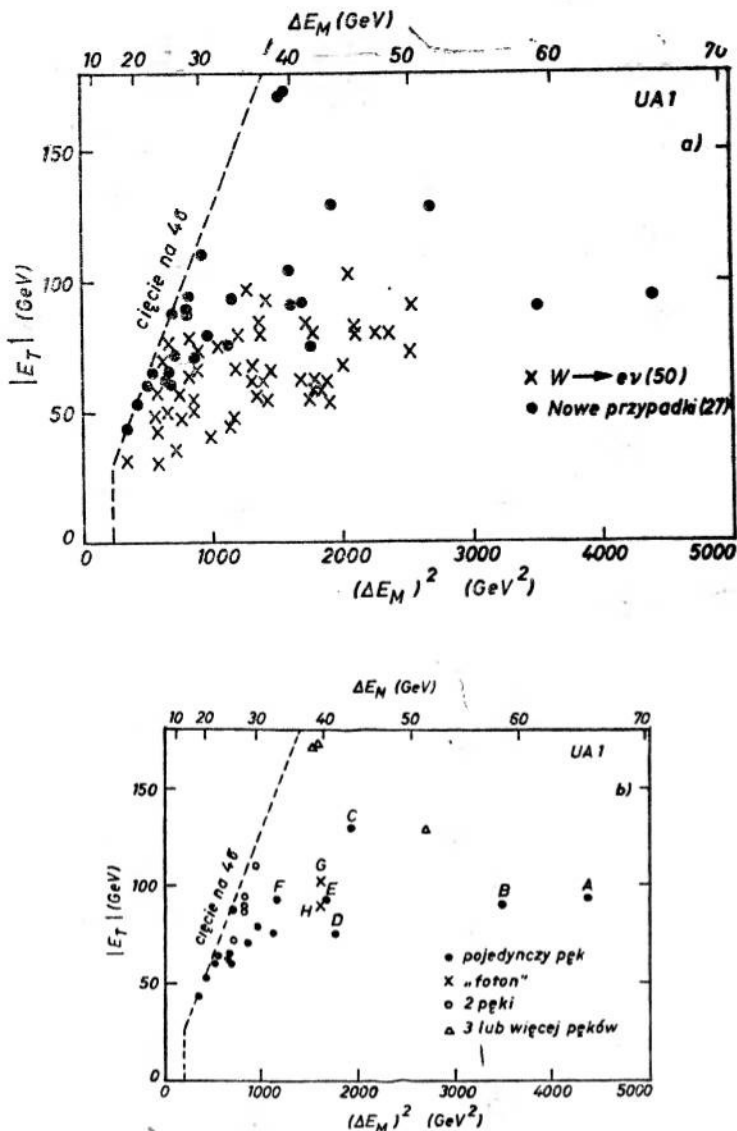
Znaczną część tych zdarzeń charakteryzowała emisja neutrino, sygnalizowana przez znaczną wartość energii brakującej (patrz rys. 14). Biorąc pod uwagę doświadczalną energetyczną zdolność rozdzielczą, co najwyżej trzy zdarzenia, te o najniższej energii brakującej, zgodne były z założeniem nieobecności neutrino. Odrzucono je poprzez zastosowanie cięcia $E_T^{\text{miss}} > 15 \text{ GeV}$. Zostały nam więc 52 przypadki.



Rys. 14. Rozkład brakującej energii poprzecznej dla przypadków zawierających pojedynczy elektron o $E_T > 15 \text{ GeV}$ i nie zawierających współpłaszczyznowych pęków. Krzywa pokazuje zdolność rozdzielczą dla zdarzeń bez energii brakującej, znormalizowaną do trzech przypadków o najniższej energii brakującej

Aby zapewnić najlepszą dokładność wyznaczenia energii elektronu, zachowano jedynie te zdarzenia, w których tor elektronu wszedł do detektorów elektromagnetycznych pod kątem większym niż 15° licząc od ich górnych i dolnych krawędzi. Próbkę zredukowała się wtedy do 43 zdarzeń.

Przeprowadzono również selekcję alternatywną opartą o jednoczesne wymaganie znacząco dużej energii brakującej [18]. Zilustrowane jest to na rys. 15a, na którym pokazane są wszystkie przypadki z energią brakującą wyższą niż cztery odchylenia standardowe. Widać, że przypadki z elektronami wybrane poprzednio tworzą podzbiór tej próbki. Jednakże wybrana została również znacząca liczba dodatkowych przypadków (dwadzieścia siedem), które zawierały albo pęk, albo sygnał elektromagnetyczny zamiast odosobnionych elektronów (rys. 15b). Jasne jest, że dodatkowe kryterium energii brakującej dopuszcza szerszą klasę zjawisk fizycznych (rys. 16c) niż prosty rozpad $W \rightarrow e + \nu$ (rys. 16a, b). Ponieważ analiza tych przypadków [19] wykracza poza ramy tego wykładu, nie będziemy się nimi dalej zajmować.



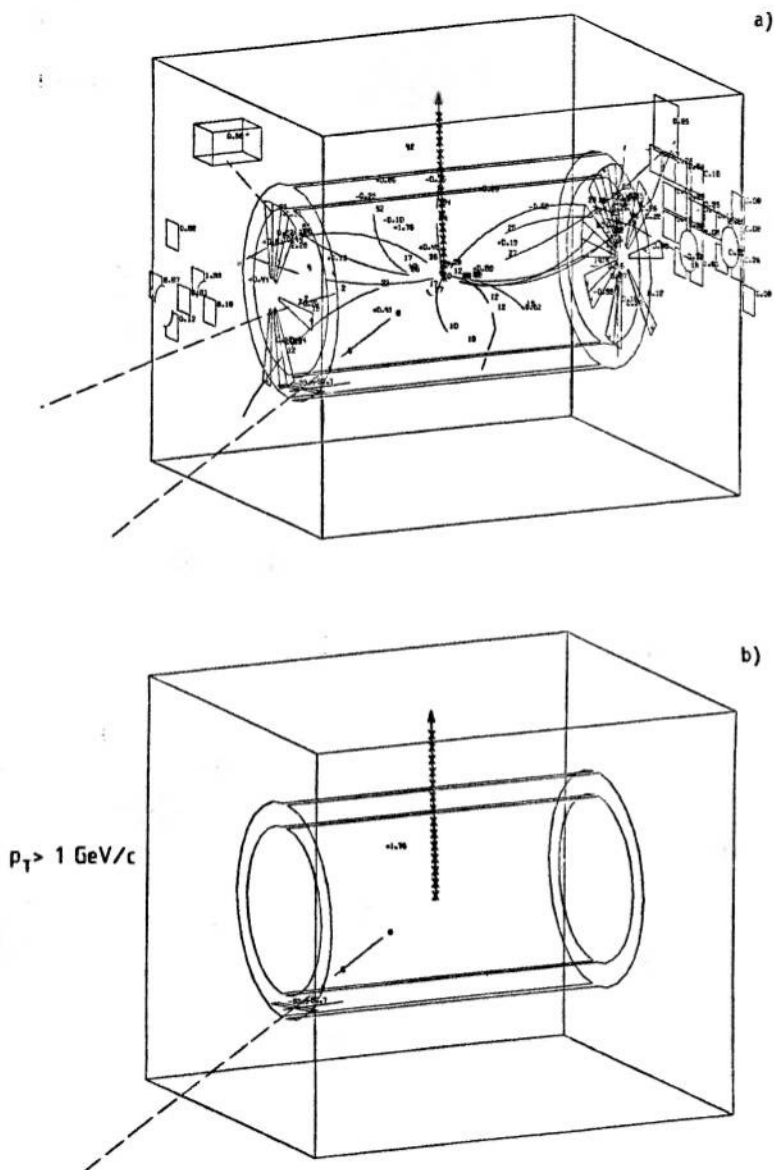
Rys. 15. ΣE_T vs kwadrat brakującej energii poprzecznej dla wszystkich zbadanych przypadków mających ΔE_M większe niż cztery odchylenia standardowe od zera i dla a) wszystkich zdarzeń i b) zdarzeń, z których usunięto przypadki rozpadów $W \rightarrow e + \nu$. Oznaczenia odnoszą się do topologii przypadku

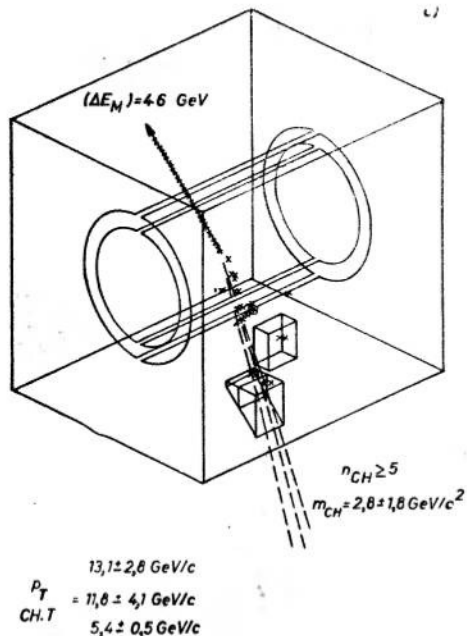
Przechodzimy do dokładnego badania przypadków, aby wyjaśnić ich pochodzenie fizyczne. Występującą w nich wszystkim dużą energię brakującą interpretowano jako wynik emisji jednego lub wielu nie oddziałujących neutrin. Obserwowano bardzo silną korelację w kątach i energiach (w płaszczyźnie normalnej do zderzających się wiązek, gdzie można ją dokładnie wyznaczyć) z odpowiednimi wielkościami dla elektronu w charakterystycznej konfiguracji rozbieżnej (*back-to-back*), oczekiwanej dla rozpadu cząstki ciężkiej

i powolnej (rys. 17a i 17b). Sugeruje to wspólne pochodzenie elektronu i jednego lub wielu neutrin.

Aby lepiej zrozumieć poprzeczny ruch układu elektron-neutrino ($-a$), zbadaliśmy doświadczalny rozkład pędu poprzecznego, $p_T^{(W)}$, otrzymanego z dodania pędów neutrin ($-a$) i elektronu (rys. 18). Wartość średnia wyniosła $p_T^{(W)} = 6,3 \text{ GeV}/c$. Pięć zdarzeń, które zawierały widoczny pęk, posiadało również najwyższe wartości $p_T^{(W)}$. Dodanie wektora

$$W^- \rightarrow e \bar{\nu}$$





Rys. 16. a) Zdarzenie typu $W^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e$. Pokazane są wszystkie tory i segmenty kalorymetru. b) To samo co a), ale pokazano teraz tylko cząstki z $p_T > 1 \text{ GeV}/c$ i te części kalorymetru, w których $E_T > 1 \text{ GeV}$. c) Przypadki typu pęk + energia brakująca. Pokazano wyłącznie tory, dla których $p_T > 1,5 \text{ GeV}/c$ i segmenty z $E_T > 1,0 \text{ GeV}$

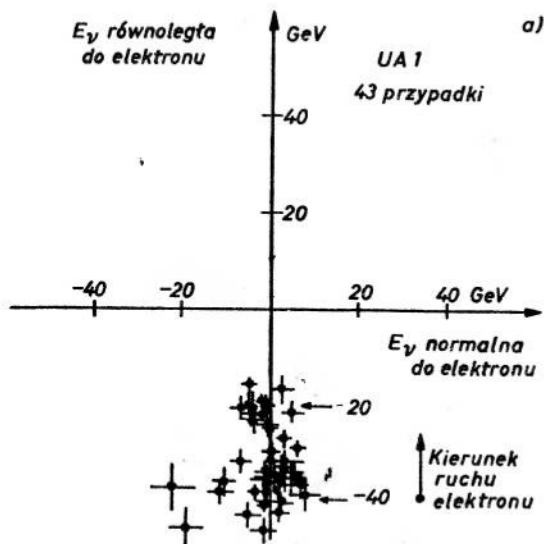
pędu pęku prawie dokładnie przywracało bilans pędu poprzecznego. Rozkład doświadczalny był dobrze zgodny z wieloma przewidywaniami teoretycznymi wynikającymi z chromodynamiki kwantowej (QCD) dla produkcji ciężkiego stanu poprzez anihilację typu Drella-Yana pary kwark-antykwar [20]. Małą część (10%) zdarzeń z pękiem wyjaśniono następnie przez emisję ze stanu początkowego promieniowania hamowania w postaci twardego gluonu.

Szereg rozmaitych hipotez dotyczących pochodzenia fizycznego przypadków zbadanych w oparciu o wielkości kinematyczne skonstruowane ze zmiennych poprzecznych charakteryzujących elektron i neutrino ($-a$). W rezultacie pozostały nam dwie możliwości, mianowicie: 1) dwuciałowy rozpad cząstki ciężkiej na elektron i jedno neutrino, $W \rightarrow e + \nu_e$, oraz 2) rozpad trzyciałowy na dwa lub być może więcej neutronów oraz elektron. Z rys. 19a, b widać, że wyraźnie faworyzowana jest hipoteza 1). Na tym etapie eksperyment nie mógł rozróżnić między jednym lub kilkoma blisko położonymi stanami o dużej masie.

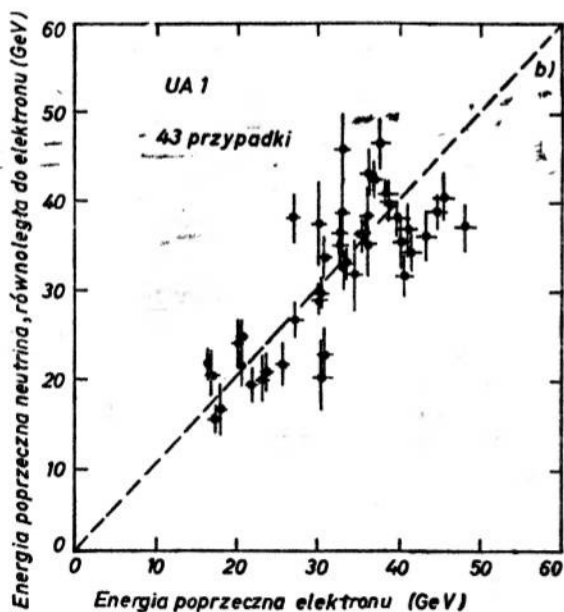
Z pomocą próbki odosobnionych hadronów o dużym pędzie poprzecznym oszacowaliśmy dokładnie możliwe źródła tła pochodzącego ze zwykłych oddziaływań hadronowych i stwierdziliśmy, że było ono zaniedbywalne ($< 0,5$ przypadku). (Więcej informacji na temat tła znajdzie czytelnik w pracy [20].) Oczekujemy jednak, że pojawią się pewne przypadki tła pochodzące od innych rozpadów W , a mianowicie

$$W \rightarrow \tau + \nu_\tau [\tau \rightarrow \pi^*(\pi^0) + \nu_\tau] \quad (< 0,5 \text{ przypadku})$$

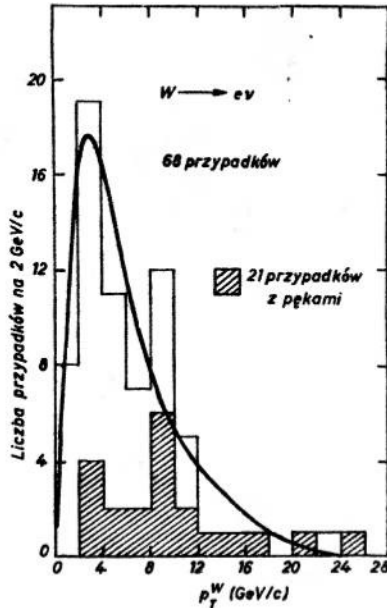
$$W \rightarrow \tau + \nu_\tau (\tau \rightarrow e + \nu_e + \nu_\tau) \quad (= 2 \text{ przypadki})$$



Rys. 17a. Dwuwymiarowy wykres składowych poprzecznych energii brakującej (pędu neutrino). Przypadki zostały obrócone tak, aby kierunek pędu elektronu był skierowany wzdłuż osi pionowej. Widoczna jest zadziwiająca konfiguracja *back-to-back* układu elektron-neutrino



Rys. 17b. Korelacja między energiami poprzecznymi elektronu i neutrino. Składowa energii poprzecznej neutrino skierowana wzdłuż kierunku ruchu elektronu odłożona jest w funkcji energii poprzecznej elektronu



Rys. 18. Rozkład pędu poprzecznego cząstki W otrzymany z naszych zdarzeń przy użyciu wektorów energii elektronu i brakującej energii poprzecznej. Przypadki o najwyższym $p_T^{(v)}$ zawierają widoczny pęk (zaznaczony na rysunku na czarno). Dane porównano z przewidywaniami teoretycznymi na produkcję W opartymi o QCD [21]

Można się jednak spodziewać, że przypadki te dawałyby wkład tylko do obszaru małych wartości p_T widma elektronowego i można je nawet wyeliminować, jeśli zostaną wprowadzone ostrzejsze ograniczenia na wybór próbki.

Wartość masy W może być wyznaczona z danych na wiele sposobów:

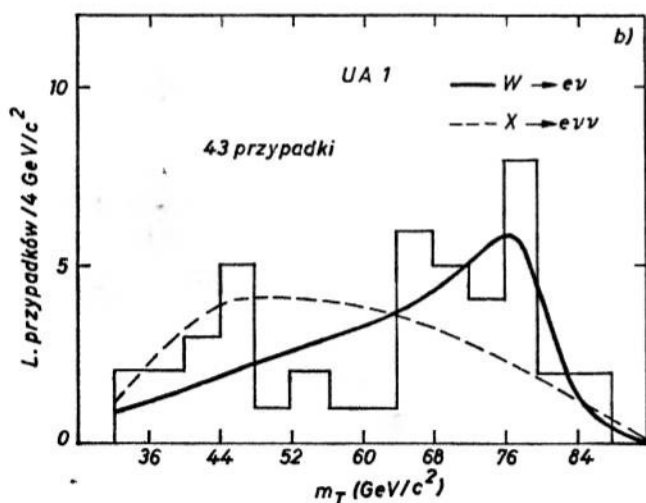
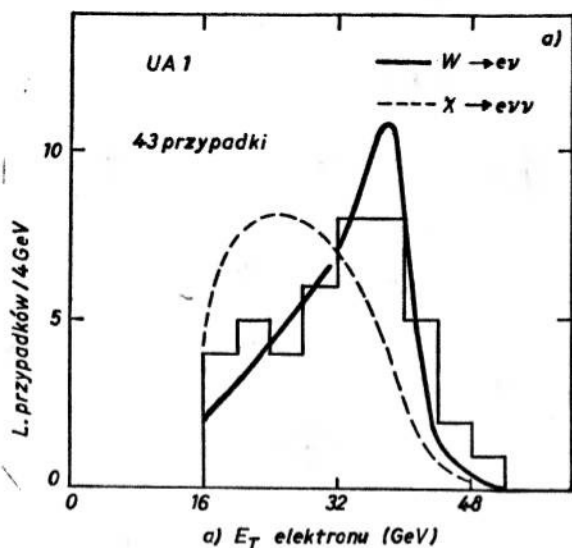
1) Można ją otrzymać z rozkładów inkluzywnych pędu poprzecznego elektronów (rys. 19a), jednak wadą tej metody jest to, że musi być znany pęd poprzeczny cząstki W . Używając przewidywań QCD [21], rozsądnie zgodnych z doświadczeniem, otrzymaliśmy $m_W = (80,5 \pm 0,5) \text{ GeV}/c^2$.

2) Zdefiniujmy masę poprzeczną, $m_T^2 = 2p_T^{(e)} p_T^{(v)} (1 - \cos\phi)$, mającą własność $m_T \leq m_W$, przy czym równość zachodziłaby tylko dla przypadków bez podłużnej składowej pędu. Dopasowanie rozkładu z rys. 19b do wspólnej wartości masy wykonane było prawie niezależnie od poprzecznego ruchu cząstki W , $m_W = (80,3^{+0,4}_{-1,3}) \text{ GeV}/c^2$. Należy zauważyć, że obszar małych wartości $m_T^{(W)}$ był nieznacznie zaburzony przez rozpady $W \rightarrow \tau + \nu_\tau$ i inne rodzaje tła.

3) Możemy zdefiniować wzbogacony rozkład masy poprzecznej, wybierając poprzez proste cięcia: $p_T^{(e)}, p_T^{(v)} > 30 \text{ GeV}$ wyłącznie te przypadki, w których kinematyka rozpadu jest w znacznym stopniu zdominowana przez zmienną poprzeczną. Otrzymany rozkład (rys. 19c) wykazywał dość wąskie maksimum przy około $76 \text{ GeV}/c^2$. Zależne od modelu poprawki dawały wkład tylko do różnicy między tą średnią wartością masy i dopasowaną wartością m_W , $m_W = (80,9 \pm 1,5) \text{ GeV}/c^2$. Z tego rozkładu otrzymano interesującą górną granicę na szerokość W , a mianowicie $\Gamma_T \leq 7 \text{ GeV}/c^2$ (na poziomie ufności 90%).

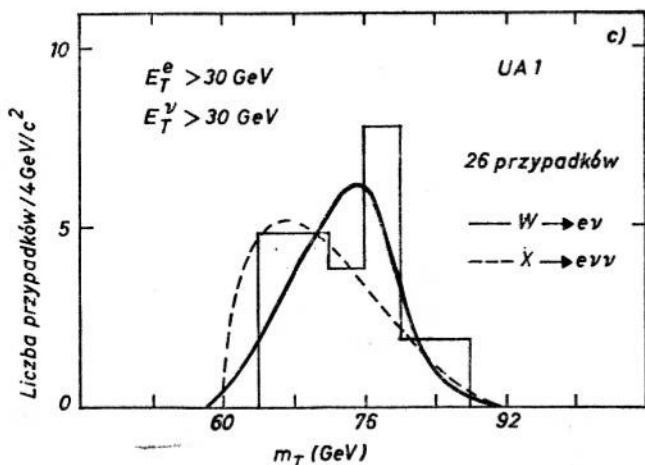
Te trzy sposoby wyznaczania masy dały bardzo podobne rezultaty. Wybraliśmy wynik metody 3), ponieważ sądziliśmy, że efekty systematyczne miały nań najmniejszy wpływ, nawet jeśli metoda dawała największy błąd statystyczny. Do tego ostatniego należy dodać błędy, których źródłem są:

1) kalibracja (niezależna) liczników. Oszacowany średni błąd kwadratowy wynosił 4%. Przy wyznaczaniu masy W efekt ten był zanedbywalny, ponieważ próbkę zdarzeń zrekonstruowano na podstawie sygnałów z wielu różnych detektorów,



Rys. 19a. Rozkład energii poprzecznej elektronu. Krzywe obrazują rezultaty dopasowania wzbogaconego rozkładu masy poprzecznej do hipotez rozpadu $W \rightarrow e + \nu$ oraz $X \rightarrow e + \nu + \nu$. Pierwsza z nich jest wyraźnie preferowana

Rys. 19b. Rozkład masy poprzecznej otrzymany ze zmierzonych wielkości charakteryzujących elektron i neutrino. Krzywe pokazują wyniki dopasowania hipotez $W \rightarrow e + \nu$ i $X \rightarrow e + \nu + \nu$



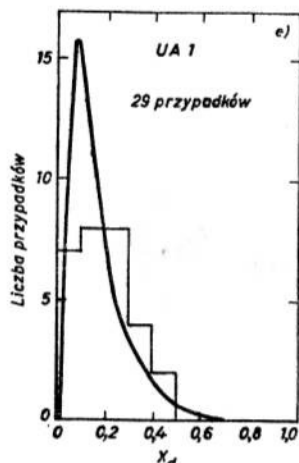
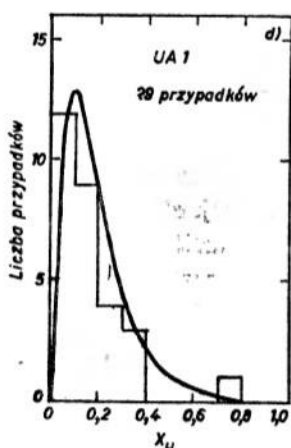
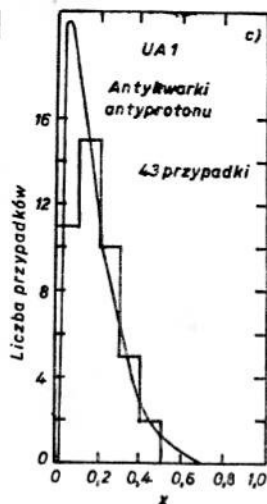
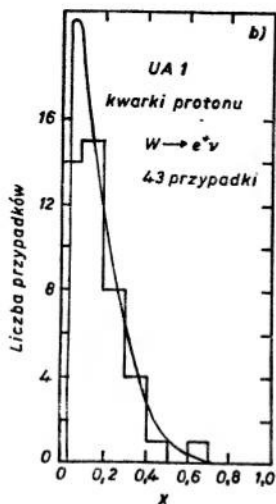
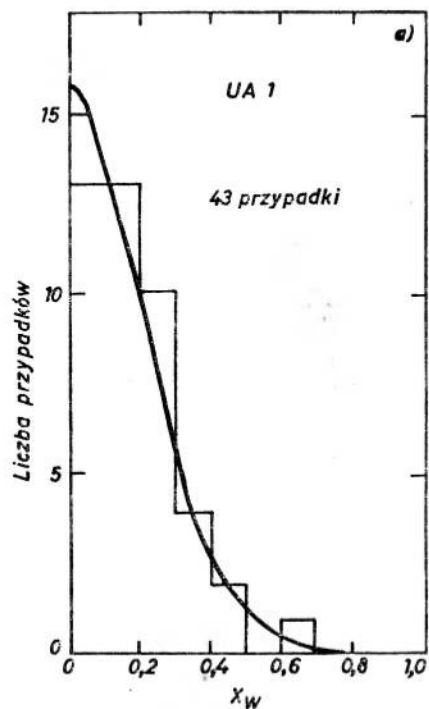
Rys. 19c. Wzbogacony rozkład masy poprzecznej elektron-neutrino (por. tekst). Krzywe pokazują wyniki dopasowania hipotez $W \rightarrow e + \nu$ oraz $X \rightarrow e + \nu + \nu$

2) kalibracja absolutnej skali energii. Oszacowano, że wynosi ona $\pm 3\%$ i oczywiście wpływa na obie próbki, W i Z^0 , w ten sam sposób.

Kiedy już ustalono, że reakcją rozpadu jest $W \rightarrow e + \nu_e$, wyznaczony został pęd podłużny układu elektron-neutrino z podwójną niejednoznacznością dla nie mierzonej składowej podłużnej pędu neutrino. Rozwikłanie tej niejednoznaczności możliwe było w 70% przypadków dzięki wyzyskaniu ogólnych informacji o przypadku i wynikających stąd więzów w postaci zachowania energii i pędu. Dla większości pozostałych przypadków rozwiązania były dość bliskie sobie, a wnioski fizyczne były prawie takie same dla obu rozwiązań. Część energii wiązki x_W niesiona przez cząstkę W pokazana jest na rys. 20a i wydaje się doskonale zgodna z hipotezą produkcji W w anihilacji $q\bar{q}$ [22]. Używając dobrze znanych związków $x_W = x_p - x_{\bar{p}}$ oraz $x_p \cdot x_{\bar{p}} = m_W^2/s$, otrzymaliśmy odpowiednie rozkłady partonów w protonie i antyprotonie. Można stwierdzić, że rozkłady te są w doskonałej zgodności z oczekiwanymi rozkładami x dla kwarków i antykwarków odpowiednio w protonie i antyprotonie (rys. 20b, c). Analiza ładunku produkowanych cząstek W pozwoliła również na dokładne rozseparowanie wkładów od kwarków u i d , ponieważ $(u\bar{d}) \rightarrow W^+$ oraz $(\bar{u}d) \rightarrow W^-$ (rys. 20d, e).

6. Obserwacja łamania parzystości (parzystości ładunkowej) i wyznaczanie spinu cząstki W

Jedną z najistotniejszych własności słabych oddziaływań jest łamanie parzystości i parzystości ładunkowej. Tym samym, jeśli cząstka W ma być nośnikiem procesów słabych, musi również posiadać owe cechy charakterystyczne. Dalej, jak wspomnieliśmy poprzednio, z faktu, iż oddziaływanie czterofermionowe jest typu $V-A$ wynika przypisanie jej spinu $J = 1$. Obie te własności muszą być zweryfikowane doświadczalnie. Zgodnie z teorią $V-A$, oddziaływania słabe powinny działać jak urządzenie polaryzujące podłużnie cząstki W , ponieważ kwarki (antykwarki) dostarczane są przez wiązkę protonową (antyproto-



Rys. 20a. Część energii wiązki, x_W , unoszona przez W . Krzywa ilustruje przewidywania otrzymane przy założeniu, że W zostało wyprodukowane w procesie połączenia $q\bar{q}$. Zauważmy, że w ogólności istnieją dwa rozwiązania kinematyczne dla x_W (por. tekst), wybór między którymi jest w 70% przypadków dokonany poprzez analizę wpływu energii w pozostałej części zdarzenia. Tam, gdzie tę niejednoznaczność udało się rozwickłać okazało się, że preferowane było rozwiązanie kinematyczne z mniejszym x_W . W 30% zdarzeń, w których nie udało się rozwiązać tej niejednoznaczności wybrano więc rozwiązanie z najniższym x_W .
 Rys. 20b. Rozkład zmiennej x kwarków w protonie, produkujących cząstkę W w procesie połączenia $q\bar{q}$.

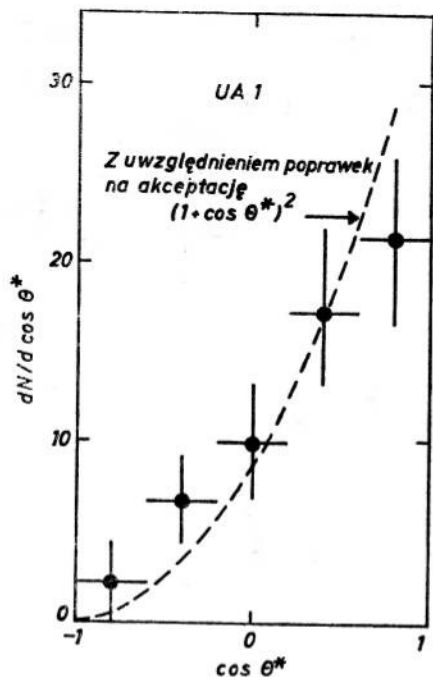
Krzywa ilustruje przewidywania otrzymane przy tym założeniu

Rys. 20c. To samo co na rys. 20b, lecz dla kwarków antyprotonu

Rys. 20d. To samo co na rys. 20b, lecz dla kwarków $u(\bar{u})$ w protonie (antyprotonie)

Rys. 20e. To samo co na rys. 20b, lecz dla kwarków $d(\bar{d})$ w protonie (antyprotonie)

nową). Podobnie oczekujemy, że rozkłady kątowe cząstek pochodzących z polaryzatora powinny mieć dużą asymetrię, która działa jako analizator polaryzacji. Oczekuje się więc silnej asymetrii tył-przód, oznaczającej, iż elektrony (pozytony) wolą być emitowane w kierunku protonu (antyprotonu). Aby przestudiować ten efekt niezależnie od mechanizmów produkcji W , badaliśmy rozkłady kątów emisji θ^* elektronu (pozytonu) w stosunku do



Rys. 21. Rozkład kątów emisji elektronu, θ^* , w układzie spoczynkowym W po wprowadzeniu poprawek na akceptację aparatury. Użyte zostały tylko takie zdarzenia, w których określony został ładunek elektronu, a niejednoznaczność kinematyczna (patrz tekst) rozwikłana. W rachunkach akceptacji wprowadzono poprawkę na to ostatnie żądanie

kierunku lotu protonu (antyprotonu) w środku masy W . Mogą tu być użyte wyłącznie przypadki jednoznacznie zrekonstruowane. Sprawdziliśmy, że nie obciąża to rozkładów w zmiennej $\cos \theta^*$. Zgodnie z oczekiwaniami teorii $V-A$, rozkład ten powinien być postaci $(1 + \cos \theta^*)^2$, co jest w doskonałej zgodności z danymi doświadczalnymi (rys. 21). Parametry łamania parzystości i spin cząstki W mogą być wyznaczone bezpośrednio. Jacob pokazał [23], że dla cząstki o dowolnym spinie J oczekuje się, iż

$$\langle \cos \theta^* \rangle = \langle \lambda \rangle \langle \mu \rangle / J(J+1),$$

gdzie $\langle \mu \rangle$ i $\langle \lambda \rangle$ to odpowiednio wypadkowa skrętność układu produkcji (ud) i rozpadu ($e\nu$)

Dla teorii $V-A$ mamy więc $\langle \lambda \rangle = \langle \mu \rangle = -1$, $J = 1$, co prowadzi do maksymalnej wartości $\langle \cos \theta^* \rangle = 0,5$. Oczywiście jest, że dla $J = 0$, $\langle \cos \theta^* \rangle = 0$; dla każdej innej wartości spinu $J \geq 2$, $\langle \cos \theta^* \rangle \leq 1/6$. Doświadczalnie stwierdzamy, że $\langle \cos \theta^* \rangle = 0,5 \pm 0,1$, co

potwierdza *jednocześnie* przyporządkowanie $J = 1$ oraz wartości maksymalne stanów skrętnościowych w produkcji i rozpadzie. Zauważmy, że nie da się dokonać wyboru znaku $\langle \mu \rangle = \langle \lambda \rangle = \pm 1$, tzn. bez pomiarów polaryzacji nie da się odróżnić prądów prawod lewoskrętnych ani w produkcji, ani w rozpadzie.

7. Całkowity przekrój czynny i granice na istnienie cząstek W o wyższych masach

Scałkowana świetność eksperymentu wynosiła 136 nb^{-1} ; wielkość ta znana jest z dokładnością do ok. $\pm 15\%$. Aby otrzymać czystą próbkę zdarzeń $W \rightarrow e\nu_e$, wybraliśmy 47 przypadków z $p_T^{(e)} > 20 \text{ GeV}/c$. Domieszka rozpadów $W \rightarrow \tau\nu_\tau$ w próbce oszacowana została na 2 ± 2 przypadki. Obliczona akceptacja przypadku wynosiła 0,65, głównie ze względu na: 1) cięcie $p_T^{(e)} > 20 \text{ GeV}/c(0,80)$, 2) żądanie niewystępowania pęku w przedziale $\Delta\varphi = \pm 30^\circ(0,96 \pm 0,002)$, 3) wymaganie, aby tor elektronu był odosobniony $(0,90 \pm 0,07)$ oraz 4) akceptację geometryczną przypadku $(0,94 \pm 0,03)$. Przekrój czynny wynosił wtedy $(\sigma \cdot B)_W = 0,53 \pm 0,08 (\pm 0,09) \text{ nb}$, gdzie drugi błąd zawiera niedokładności systematyczne. Wartość powyższa zgadza się doskonale z przewidywaniami modelu standardowego [22]: $(\sigma \cdot B)_W = 0,39 \text{ nb}$.

Nie zaobserwowano żadnego zdarzenia o $p_T^{(e)}$ lub $p_T^{(\nu)}$ wyższym niż oczekiwane dla rozkładu przypadków $W \rightarrow e\nu$. Wynik ten może posłużyć do wyznaczenia granicy na możliwość istnienia bardzo ciężkich obiektów typu W, W' , rozpadających się na pary elektron-neutrino. Stwierdziliśmy, że $(\sigma \cdot B)_W \leq 30 \text{ pb}$ na poziomie ufności 90%, co odpowiada $m_{W'} > 170 \text{ GeV}/c^2$, a do obliczeń przekrojów czynnych użyte zostały standardowe sprzężenia i rozkłady kwarkowe.

8. Uniwersalność sprzężenia W

Pole W powinno charakteryzować się sprzężeniem uniwersalnym dla wszystkich fundamentalnych dubletów leptonowych i wszystkich dubletów kwarków. Wynika z tego — pomijając małe poprawki związane z przestrzenią fazową — równość stosunków rozgałęzień dla rozpadów:

$$W \rightarrow e\nu_e, \quad (4a)$$

$$W \rightarrow \mu\nu_\mu, \quad (4b)$$

$$W \rightarrow \tau\nu_\tau. \quad (4c)$$

Podobnie jest dla kwarkowych kanałów rozpadu:

$$W \rightarrow ud_C, \quad (4d)$$

$$W \rightarrow cs_C, \quad (4e)$$

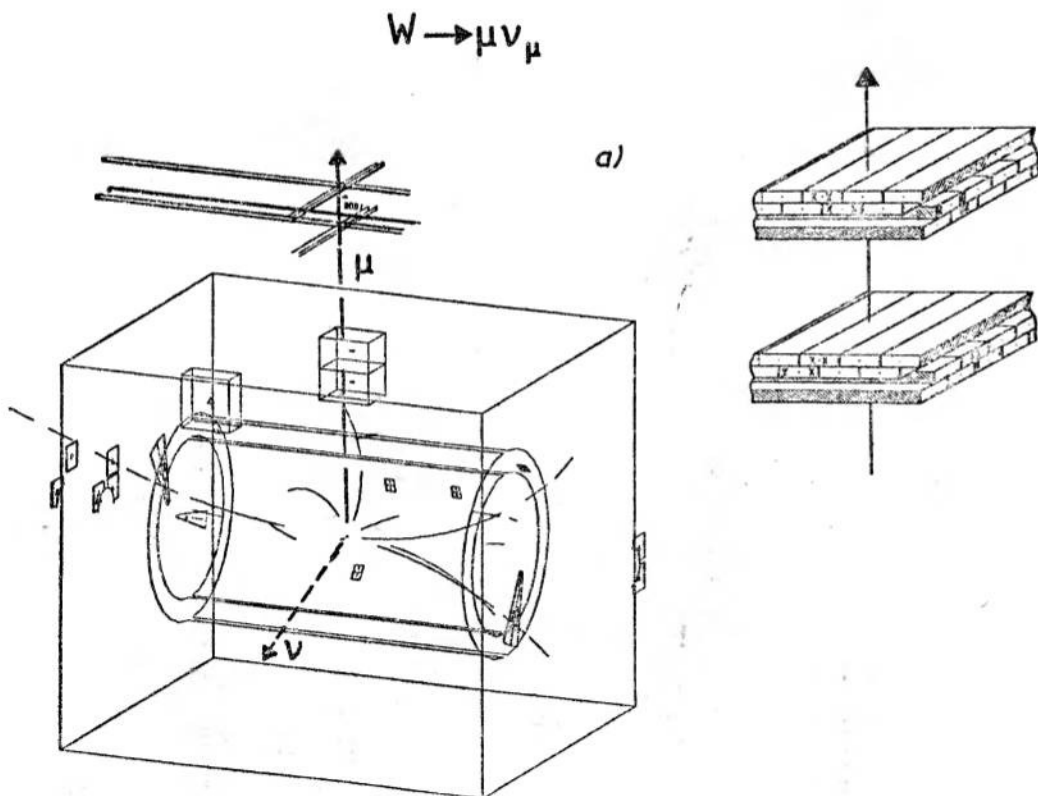
$$W \rightarrow tb_C, \quad (4f)$$

gdzie t jest szóstym kwarkiem („top”), pod warunkiem, że istnieje on w obszarze kinematycznym reakcji (4f). Zanedbując poprawki związane z przestrzenią fazową, które prawdopodobnie są istotne w przypadku reakcji (4f), oczekujemy równości stosunków rozgałęzień, przy czym jednak byłyby one o czynnik 3 wyższe dla kanałów kwarkowych [(4d)-(4f)] ze względu na istnienie koloru. Wskaźnik C dla kanałów (4d)-(4f) oznacza istnienie mieszania Cabbibo. Wyniki opisane w rozdz. 5 implikują występowanie reakcji (4a) i (4d). Reakcje (4b), (4c) i (4e) były również obserwowane i wydaje się, że z dokładnością ok. $\pm 20\%$ mają one poprawne stosunki rozgałęzień. Zakomunikowano też [24] o pewnych przypadkach, które jak wierzymy, stanowią dowód na istnienie procesu (4f). Interpretuje się je jako reakcję

$$W \rightarrow t + \bar{b}_C \quad (t \rightarrow b_C + l + \nu) \quad (l \equiv \text{elektron lub mion}).$$

Kwarki \bar{b}_C i b_C „hadronizują” na pęki. Dane są z grubsza zgodne z $m_t = 40 \text{ GeV}/c^2$. Przykłady reakcji (4b), (4c), (4e) i (4f) pokazane są odpowiednio na rys. 22a-d.

A więc z dokładnością do ograniczonej statystyki mamy rzeczywiście dowód na uniwersalność.

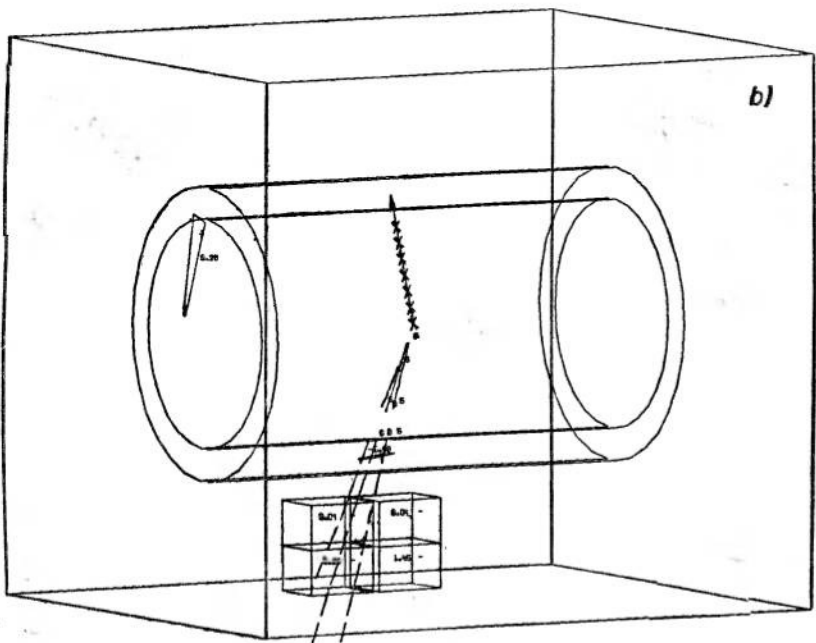


Rys. 22

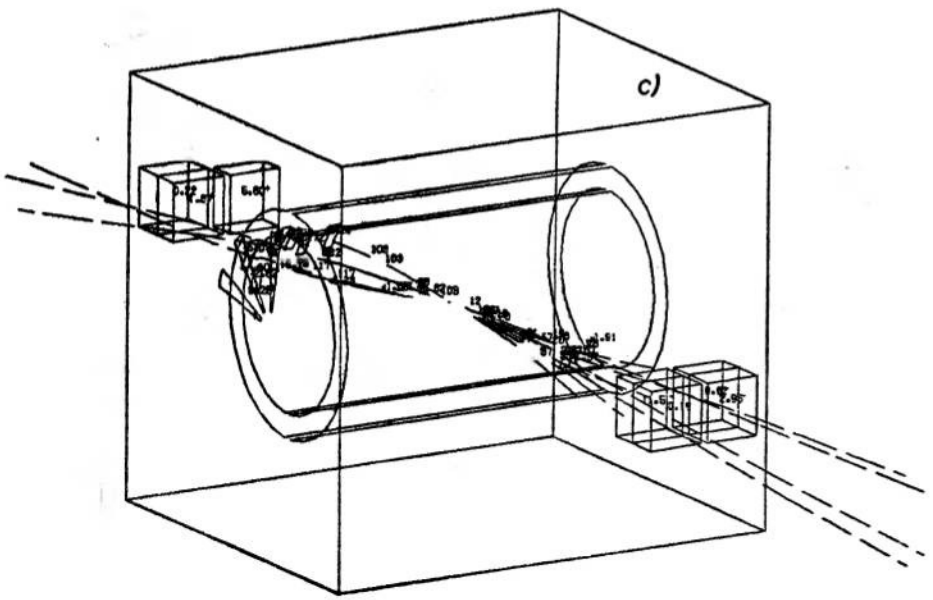
$$W \rightarrow \tau V_T$$

$$\quad \quad \quad \searrow$$

$$\quad \quad \quad \rightarrow \text{pek} + \bar{V}_T$$

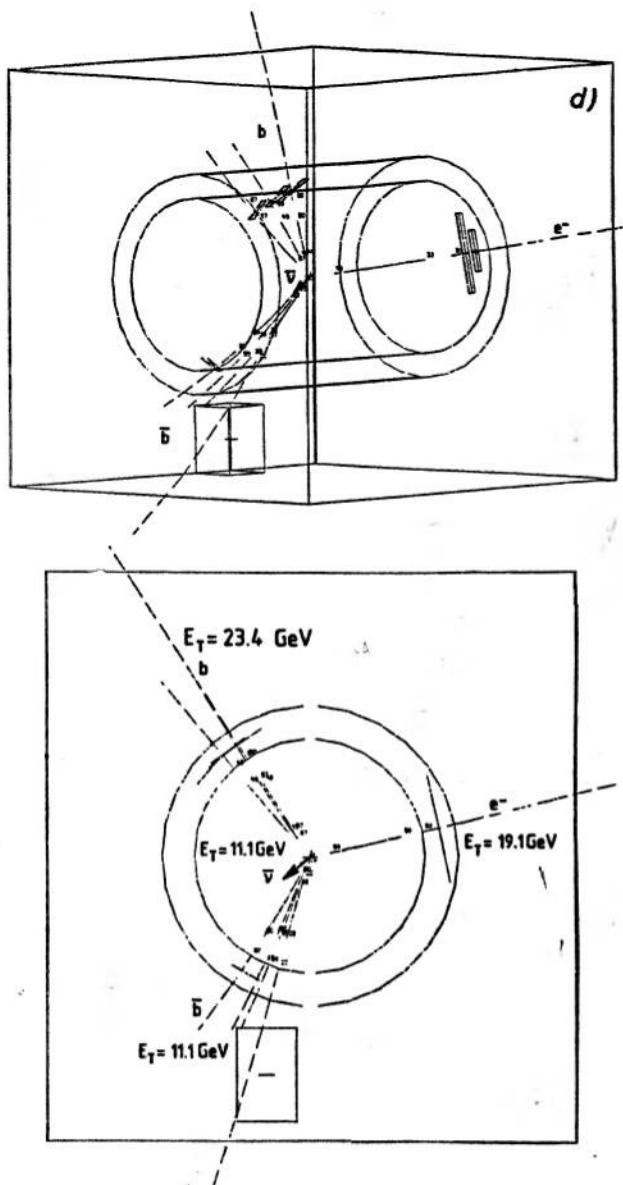


$$W \rightarrow c\bar{S}$$

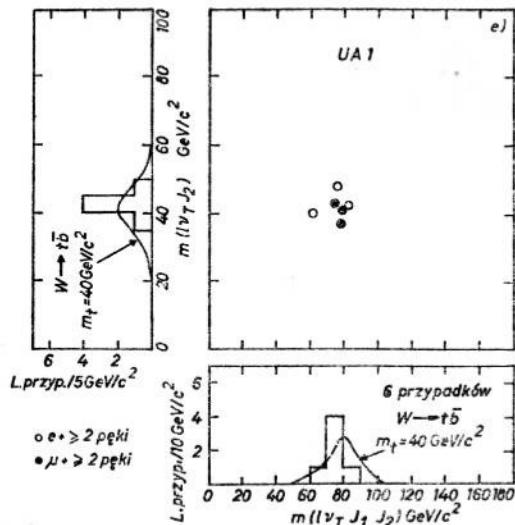


Rys. 22

zdarzenie 7443/509



Rys. 22



Rys. 22. Przykłady sposobów rozpadu cząstki W : a) $W \rightarrow \mu + \nu_\mu$; b) $W \rightarrow \tau + \nu_\tau$; c) $W \rightarrow c + \bar{s}$; d) $W \rightarrow t + \bar{b}$ ($t \rightarrow b + e + \nu$). Dla przypadków typu d) można zrekonstruować masę niezmienniczą cząstki W i pęku, któremu daje początek pochodzący z rozpadu kwark t (rys. 22e)

9. Czy możemy otrzymać własności słabych oddziaływań z obserwacji cząstki W ?

Szereg własności słabych oddziaływań zaobserwowanych w eksperymentach z obszaru niskich energii da się teraz wyjaśnić jako konsekwencja obserwowanych doświadczalnie własności cząstek W . Istotnie, wiemy, że W^\pm musi sprzęgać się do kwarków walencyjnych w produkcji oraz do par $(e\nu)$ w rozpadzie, z czego wynika istnienie procesów rozpadu beta, $n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e$ oraz $(p) \rightarrow (n) + e^+ + \nu_e$. Zmierzonych wartości masy m_W i przekroju czynnego można następnie użyć do obliczenia G_F , stałej sprzężenia Fermiego: $G_F = (1,2 \pm 0,1) \times 10^{-5} \text{ GeV}^{-2}$. A więc biegun W wysyca obserwowaną siłę słabych oddziaływań. Oddziaływanie musi być wektorowe, ponieważ $J = 1$, a parzystość jest łamana maksymalnie, gdyż $\langle \mu \rangle = \langle \alpha \rangle = \pm 1$. Jedynym brakującym elementem jest rozróżnienie między możliwościami $V+A$ i $V-A$. Do tego potrzebny jest pomiar polaryzacji. Może on być wykonany w bliskiej przyszłości, np. poprzez badanie rozpadu $W \rightarrow \tau + \nu_\tau$ i użycie rozpadu τ jako analizatora polaryzacji, albo też poprzez produkcję pośredniczących bozonów wektorowych przez protony spolaryzowane podłużnie.

Na podstawie obserwacji innych sposobów rozpadu cząstek W można też oczekiwać uniwersalności sprzężeń i sposobów rozpadu cząstek o różnych zapachach na różne rodziny leptonów.

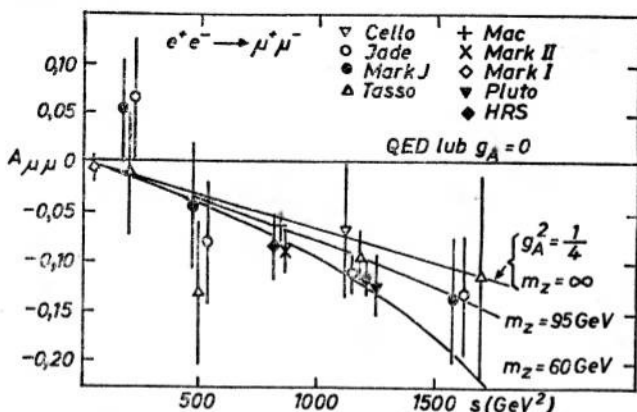
10. Obserwacja neutralnego bozonu Z^0

Rozszerzyliśmy nasze badania na neutralnego partnera, Z^0 , odpowiedzialnego za prądy neutralne. Tak jak i w poprzedniej naszej pracy, wyprodukowaliśmy bozon wektorowy w zderzeniach proton-antypoton przy $\sqrt{s} = 540 \text{ GeV}$ w detektorze UA1; teraz jednak

poszukiwaliśmy raczej par elektronowych i mionowych, niż koincydencji elektron-neutrino. Proces wygląda więc tak:

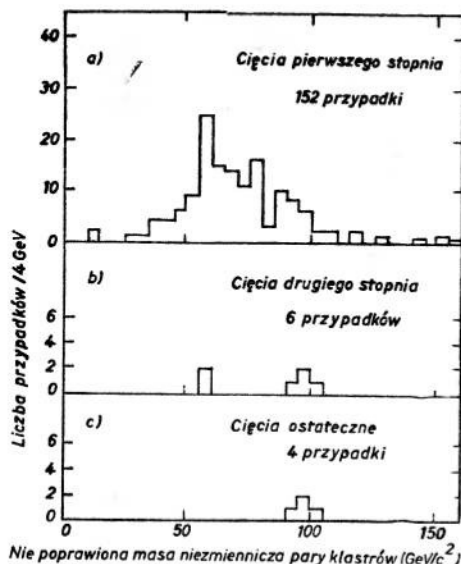
$$p + \bar{p} \rightarrow Z^0 + X, \quad Z^0 \rightarrow e^+ + e^- \quad \text{lub} \quad \mu^+ + \mu^-.$$

Ta reakcja zdarza się mniej więcej 10 razy rzadziej niż odpowiednie leptonowe procesy rozpadu W^\pm . W naszych próbkach zawierających zdarzenia z mionami lub elektronami oczekiwaliśmy więc kilku zaledwie zdarzeń tego typu. Dowód na istnienie Z^0 w zakresie mas dostępnych dla eksperymentu UA1 otrzymano też z doświadczeń, w których badano interferencję między oddziaływaniami słabymi i elektromagnetycznymi przy największych energiach akceleratora PETRA; donoszono stamtąd o obserwowanych odchyleniach od przewidywań wynikających z punktowości oddziaływania (rys. 23).



Rys. 23. Dowód eksperymentalny na istnienie efektów interferencji między oddziaływaniem słabym i elektromagnetycznym w procesie $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ przy wysokiej energii zderzających się wiązek. Jak widać, dane dają się opisać lepiej przy założeniu propagatora odpowiadającego skończonej masie m_Z

Zbadaliśmy najpierw zdarzenia typu $Z^0 \rightarrow e^+e^-$ [25, 26]. Tak jak w przypadku poszukiwań W^\pm , zdefiniowaliśmy sygnał elektronu jako zlokalizowaną stratę energii w dwu przylegających segmentach detektorów elektromagnetycznych (przy czym $E_T > 25 \text{ GeV}$) i małą (lub żadną) stratę energii ($\leq 800 \text{ MeV}$) w kalorymetrach hadronowych, znajdujących się bezpośrednio za elektromagnetycznymi. Warunek odosobnienia zdefiniowany był jako brak torów cząstek naładowanych o pędach dających sumaryczną składową poprzeczną większą niż $3 \text{ GeV}/c$, które byłyby ponadto skierowane do tych segmentów detektora, w których pojawiał się sygnał elektronowy. Efekty kolejnych cięć dokonywanych na masie niezmienniczej układu dwóch elektronów pokazane są na rys. 24. Pozostały po nich cztery zdarzenia e^+e^- , o tej samej masie niezmienniczej układu (e^+e^-). Jeden z tych przypadków pokazany jest na rys. 25 i 26. Z wykresów strat energii (rys. 27) widać, że dominującą cechą owych czterech zdarzeń jest istnienie dwu bardzo wyraźnych strat energii elektromagnetycznej. Wydaje się, że wszystkie przypadki posiadają zbilansowane składowe całkowitej energii poprzecznej związanej z torami widzialnymi, bowiem nic nie wskazuje na emisję energetycznych neutronów. Z wyjątkiem jednego toru w zdarzeniu D, który nachylony jest pod kątem mniejszym niż 15° w stosunku do kierunku pola magnetycz-



Rys. 24. Rozkład masy niezmienniczej (nie poprawiony) dwu klastrów elektromagnetycznych: a) o energii $E_T > 25$ GeV; b) jak wyżej, lecz zawierającego również tor o pędzie $p_T > 7$ GeV/c i zrzuconej długości większej niż 1 cm, skierowany ku klastrówi. Nadto, mały depozyt energii ($< 0,8$ GeV) w kalorymetrach hadronowych znajdujących się tuż za elektromagnetycznymi, jest równoznaczny z sygnaturą elektronu. Wymagana jest izolacja z warunkiem $p_T < 3$ GeV/c (por. tekst — przyp. tłum.) dla wszystkich pozostałych torów skierowanych ku klastrówi; c) drugi klaster również zawiera odosobniony tor

nego, wszystkie trzy pokazane są na rys. 28, na którym pędy zmierzone w detektorze centralnym porównane są ze stratami energii w kalorymetrach elektromagnetycznych. Dla wszystkich torów, z wyjątkiem jednego, pomiary energii i pędu są ze sobą zgodne. Tor ujemnej cząstki w zdarzeniu C ma pęd (9 ± 1) GeV/c, znacznie mniejszy niż odpowiadająca strata energii w kalorymetrze, równa (48 ± 2) GeV. Przypadek ten może być interpretowany jako możliwa emisja twardego „fotonu”² towarzyszącego elektronowi.

Te same własności wykazują również zdarzenia, w których wyemitowana została para mionów [27]. Dla par mionów o dużej masie widoczne jest ostre maksimum (rys. 29). W granicach dokładności statystycznej przypadki te nie dają się pogodzić z emisją dodatkowego neutrina. Wszystkie one dają wspólną wartość masy

$$\langle m_{\mu\mu} \rangle = 85,8_{-5,4}^{+7,0} \text{ GeV}/c^2,$$

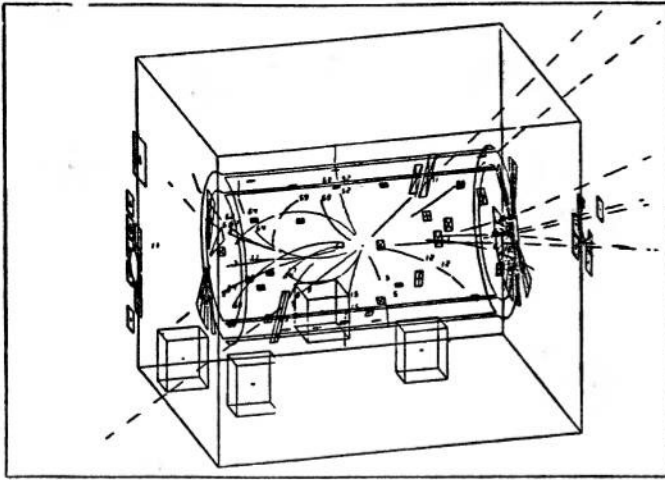
zgodną z wartością zmierzoną dla $Z^0 \rightarrow e^+e^-$

$$\langle m_{ee} \rangle = 95,6 \pm 1,4(2.) \text{ GeV}/c^2,$$

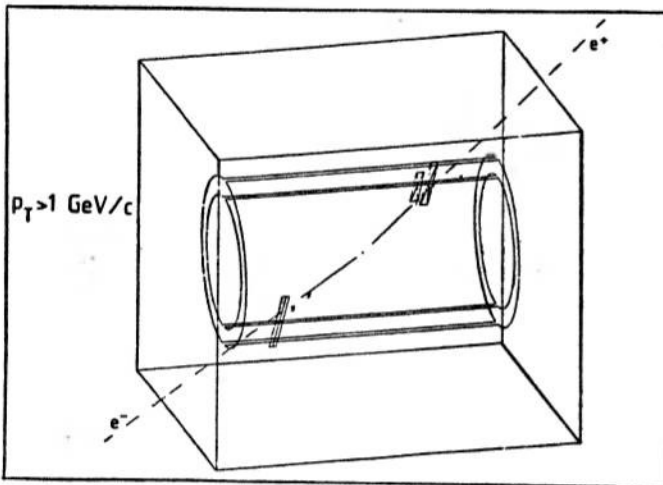
gdzie pierwszy błąd jest statystyczny, a drugi zdaje sprawę z niepewności skali energii kalo-

² Sygnałem fotonu w detektorze jest kaskada elektromagnetyczna (foton początkowy konwertuje w parę e^+e^- ; promieniowanie hamowania wysyłane przez e^+ i e^- stanowi następne ogniwo kaskady). Jednakże identyczny sygnał może też być spowodowany przez dwa fotony lecące blisko siebie i pochodzące np. z rozpadu π^0 (przyp. tłum.).

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



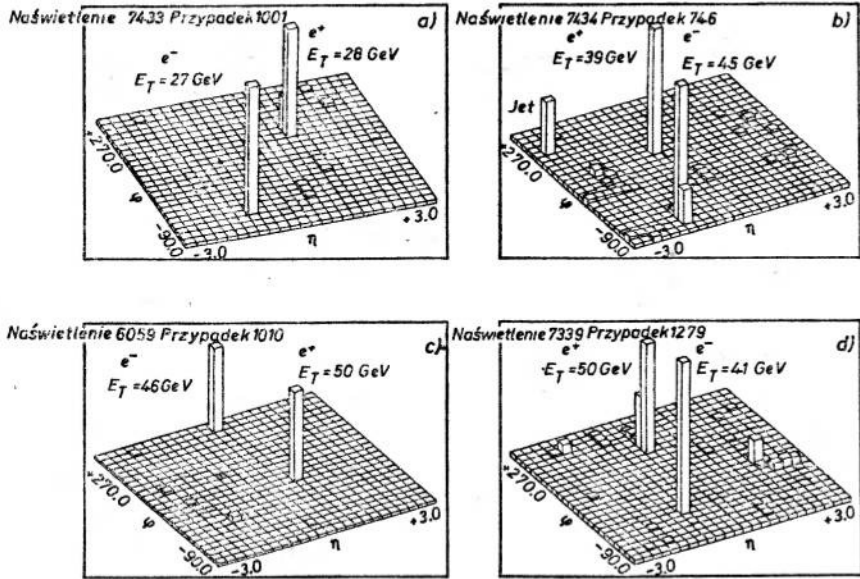
Rys. 25. Tak wygląda zdarzenie. Pokazane są wszystkie zrekonstruowane torry wychodzące z punktu oddziaływania i wszystkie sygnały kalorymetru



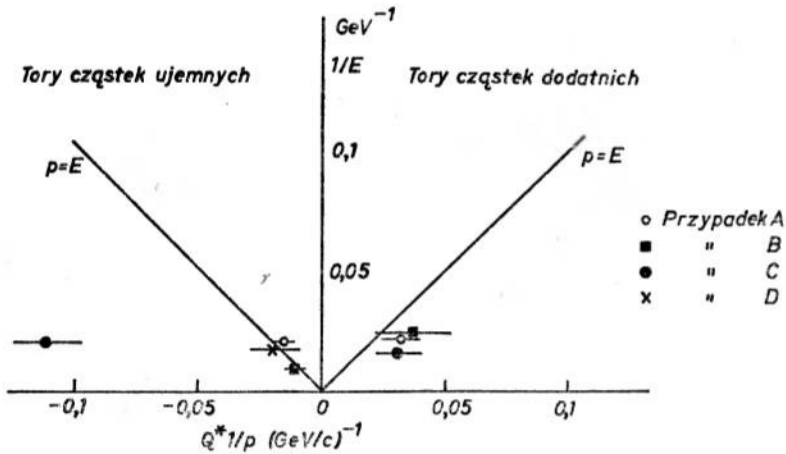
Rys. 26. To samo, co na rys. 25; podwyższono tylko próg rejestracji — do $p_T > 1 \text{ GeV}/c$ dla torów naładowanych i $E_T > 2 \text{ GeV}$ dla sygnałów z kalorymetru. Zauważmy, że te dość łagodne warunki spełnia tylko para elektronowo-pozytonowa

rymetrów. Wartość średnia dla dziewięciu przypadków Z^0 , znalezionych w eksperymencie UA1, jest $m_{Z^0} = 93,9 \pm 2,9 \text{ GeV}/c^2$, przy czym błąd uwzględnia niepewności systematyczne.

Obecne dane odpowiadają całkowanej świetlności równej 108 nb^{-1} z niepewnością oszacowaną na 15%. Przekrój czynny, obliczony przy użyciu czterech przypadków i z akceptacją geometryczną równą 0,37, jest $(\sigma \cdot B)_{\mu\mu} = 100 \pm 50 (\pm 15) \text{ pb}$, gdzie ostatni błąd

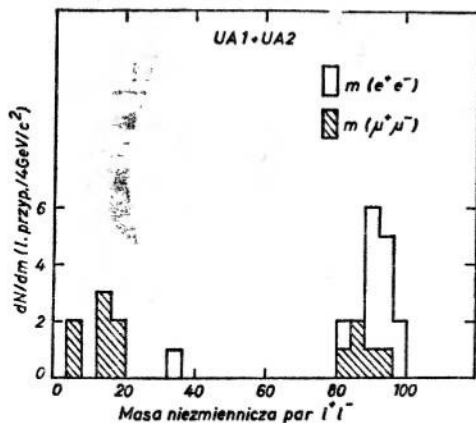


Rys. 27. Straty energii elektromagnetycznej pod kątami $> 5^\circ$ w stosunku do kierunku wiązki dla czterech par elektronowych



Rys. 28. Odchylenie magnetyczne w jednostkach $1/p$ porównane z odwrotnością energii pozostawionej w kalorymetrach elektromagnetycznych. W przypadku idealnym wszystkie elektrony winny leżeć na prostej $1/E = 1/p$

uwzględnia obciążenia systematyczne pochodzące z akceptacji i świetlności. Wartość ta dobrze zgadza się z przewidywaniami modelu standardowego [22] i z naszymi rezultatami dla $Z^0 \rightarrow e^+e^-$, mianowicie $(\sigma \cdot B)_{ee} = 41 \pm 21 (\pm 7)$ pb. Z kanałów elektronowego i mionowego otrzymujemy uśredniony przekrój czynny równy $(\sigma \cdot B)_\mu = 58 \pm 21 (\pm 9)$ pb.



Rys. 29. Rozkład masy niezmienniczej przypadków z dwoma leptonami pochodzących z eksperymentów UA1 i UA2. Widoczne jest wyraźne maksimum przy masie około $95 \text{ GeV}/c^2$

11. Porównanie teorii z doświadczeniem

Eksperymenty przedstawione w poprzednim rozdziale pokazały, że cząstka W posiada większość własności wymaganych do tego, aby była nośnikiem słabych oddziaływań. Zaobserwowano występowanie wąskiego maksimum dwuleptonowego w okolicach $95 \text{ GeV}/c^2$. Częstości pojawiania się i własności przypadków zgodne są z hipotezą, że neutralny partner W^\pm rzeczywiście został zaobserwowany. Obecnie statystyka nie jest wystarczająca na to, aby móc sprawdzać doświadczalnie postać oddziaływania; nie zostało również wykryte łamanie parzystości. Jednakże dokładne wartości mas Z^0 i W , jakie mamy obecnie do dyspozycji, stanowią krytyczny sprawdzian idei unifikacji między siłami słabymi i elektromagnetycznymi, a w szczególności przewidywań teorii $SU(2) \times U(1)$ Glashowa, Weinberga i Salama [6]. Potrzebna jest teraz dokładna ocena błędów systematycznych na to, aby móc obliczyć średnią z mas wyznaczonych przez dwa eksperymenty zderzacza, UA1 i UA2 [28]. Tablica 2 podsumowuje całą informację doświadczalną dotyczącą W i Z^0 .

Masa naładowanego bozonu wektorowego ma wartość

$$m_{W^\pm} = (80,9 \pm 1,5) \text{ GeV}/c^2 \text{ (błąd wyłącznie statystyczny),}$$

do której trzeba dodać trzyprocentową niepewność skali energii. W tym raporcie podana została wartość masy Z^0 równa $m_{Z^0} = (95,1 \pm 2,5) \text{ GeV}/c^2$. Przy zaniedbaniu błędów systematycznych, wyznaczono wartość masy z trochę mniejszymi błędami:

$$m_{Z^0} = (95,6 \pm 1,4) \text{ GeV}/c^2 \text{ (błąd tylko statystyczny);}$$

stosuje się do niej ta sama niepewność skali co do W^\pm .

Podany błąd uwzględnia: 1) szerokość maksimum Z^0 ze względu na rozpady neutralne, oszacowaną na $\Gamma < 8,5 \text{ GeV}/c^2$ (poziom ufności 90%); 2) doświadczalną zdolność rozdzielczą liczników i 3) średni kwadratowy rozrzut między stałymi kalibracji poszczególnych

Tablica 2. Parametry W^\pm i Z^0 zmierzone w eksperymentach UA1 i UA2

	UA1	UA2
$N(W \rightarrow e\nu)$	52 ^{a)}	37 ^{b)}
$m_W(\text{GeV}/c^2)$	$80,9 \pm 1,5 \pm 2,4$	$83,1 \pm 1,9 \pm 1,3$
$\Gamma_W(90\% \text{ PU})$	$\leq 7 \text{ GeV}$	—
$(\sigma_B) \text{ (nb)}$	$0,53 \pm 0,08 \pm 0,09$	$0,53 \pm 0,10 \pm 0,10$
$N(W \rightarrow \mu\nu)$	14	—
$m_W(\text{GeV}/c^2)$	$81,0 \pm \frac{4}{7}$	—
$(\sigma_B) \text{ (nb)}$	$0,67 \pm 0,17 \pm 0,15$	—
$N(Z^0 \rightarrow e^+e^-)$	$3 + 1^{\text{c)}}$	$7 + 1^{\text{c)}}$
$m_{Z^0}(\text{GeV}/c^2)$	$95,6 \pm 1,4 \pm 2,9$	$92,7 \pm 1,7 \pm 1,4$
$\Gamma_{Z^0}(90\% \text{ PU})$	$\leq 8,5 \text{ GeV}$	$\leq 6,5 \text{ GeV}$
$(\sigma_B) \text{ (nb)}$	$0,05 \pm 0,02 \pm 0,009$	$0,11 \pm 0,04 \pm 0,02$
$N(Z^0 \rightarrow \mu^+\mu^-)$	$4 + 1^{\text{c)}}$	—
$m_{Z^0}(\text{GeV}/c^2)$	$85,6 \pm 6,3$	—
$(\sigma_B) \text{ (nb)}$	$0,105 \pm 0,05 \pm 0,15$	—
$\sin^2\theta_W = 38,5/m_W$	$0,226 \pm 0,015$	$0,216 \pm 0,010 \pm 0,007$
$\rho = [m_W/m_Z \cos\theta_W]^2$	$0,968 \pm 0,045$	$1,02 \pm 0,06$

a) $p_T^e > 15 \text{ GeV}/c$ b) $p_T^e > 25 \text{ GeV}/c$ c) $Z^0 \rightarrow l^+l^-\gamma (E_\gamma > 20 \text{ GeV})$

elementów. Zauważmy, że istnieją następujące przewidywania dotyczące mas bozonów wektorowych:

$$m_W = [\pi\alpha/\sqrt{2}G_F \sin^2\theta_W (1 - \Delta r)]^{1/2},$$

$$m_Z = m_W/\cos\theta_W,$$

gdzie Δr przedstawia wpływ poprawek radiacyjnych wyższego rzędu, a drugie równanie może być użyte jako definicja kąta Weinberga, θ_W . Ponieważ G_F i α są znane, θ_W daje się wyeliminować z równań

$$m_Z = m_W/(1 - A^2/m_W^2)^{1/2},$$

$$\Delta r = A^2 m_Z^2/[m_W^2(m_W + m_Z)(m_Z - m_W)],$$

$$A = (37,2810 \pm 0,0003) \text{ GeV}.$$

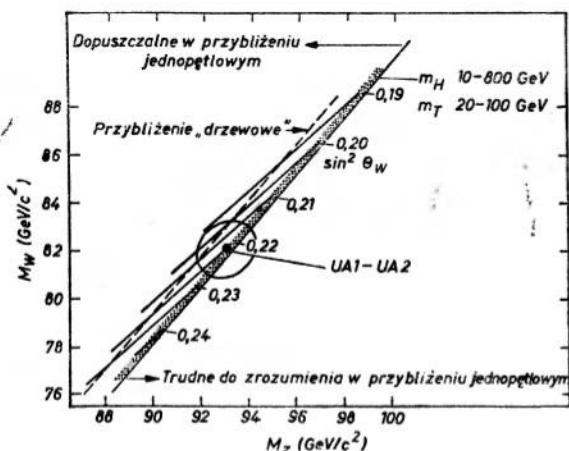
Poprawki radiacyjne są całkiem duże [29] i wykrywalne na obecnym poziomie dokładności. Rachunki w rzędzie $O(\alpha) + O(\alpha^2 \ln m)$ dają następujący wynik: $\Delta r = 0,0696 \pm 0,0020$, który nie jest czuły na wartości parametrów $\sin^2\theta_W = 0,217$, $m_t = 40 \text{ GeV}/c^2$, $m_b = 5 \text{ GeV}/c^2$.

Główny efekt może być zrozumiany przez przypisanie α sensu zmiennej stałej sprzężenia, a mianowicie

$$\alpha = 1/137,035962 \quad \text{dla } q^2 = 0,$$

$$\alpha = 1/137,5 \quad \text{dla } q^2 = m_W^2.$$

Na rys. 30 wykreśliliśmy m_Z w funkcji m_W . Eliptyczny kształt krzywej obrazującej popełnione błędy jest odbiciem niepewności w skali energii. Widać, że zgodność z przewidywaniami modelu standardowego $SU(2) \times U(1)$ [29] jest doskonała.



Rys. 30. Porównanie między przewidywaniami modelu standardowego i wynikami doświadczeń (łącznie UA1 i UA2). Teoria pochodzi z [29]

Możemy więc wyznaczyć zrenormalizowaną wartość $\sin^2 \theta_W$ w punkcie m_W skali masy. Podstawiając wartość m_W otrzymujemy $\sin^2 \theta_W = 0,220 \pm 0,009$, we wsłaniej zgodności ze zrenormalizowaną wartością $\sin^2 \theta_W = 0,215 \pm 0,014$ otrzymaną z doświadczeń z prądami neutralnymi. Jeśli użyć informacji o masie Z^0 , można wyznaczyć parametr ρ , związany bezpośrednio z izospinem cząstki Higgsa:

$$\rho = m_W^2 / m_{Z^0}^2 \cos^2 \theta_W.$$

Używając wartości doświadczalnych znajdujemy $\rho = 1,000 \pm 0,036$, w doskonałej zgodności z przewidywaniem $\rho = 1$ dla dubletu Higgsa. Zaznaczmy, iż ρ różni się od 1 co najwyżej o 3%, dzięki poprawkom radiacyjnym zawierającym w sobie możliwość istnienia nowych generacji fermionów. Wartość obecna nie wydaje się wskazywać na istnienie takich nowych rodzin fermionowych.

Wnioskujemy, iż w granicach błędów wartości doświadczalne są całkowicie zgodne z modelem $SU(2) \times U(1)$ i tym samym potwierdzają hipotezę zunifikowanego oddziaływania elektroslabego.

Podziękowania

Wykład ten oparty jest na wynikach prac zespołu UA1. Chciałbym wyrazić moje uznanie dla jego ważnych osiągnięć, które doprowadziły do tak wielu podniecających wyników. W chwili obecnej członkami współpracy UA1 są następujące osoby: G. Arnison, A. Astbury, B. Aubert, C. Bacci, A. Bezaguet, R. K. Bock, T. J. V. Bowcock, M. Calvetti, P. Catz, P. Cennini, S. Centro, F. Ceradini, S. Cittolin, D. Cline, C. Cochet, J. Colas, M. Corden, D. Dallman, D. Dau, M. DeBeer, M. Della Negra, M. Demoulin, D. Denegri, A. DiCiaccio, D. DiBitonto, L. Dobrzynski, J. D. Dowell, K. Eggert, E. Eisenhandler, N. Ellis, P. Erhard, H. Faissner, M. Fincke, G. Fontaine, R. Frey, R. Frühwirth, J. Garvey, S. Geer, C. Ghesquiere, P. Ghez, K. L. Giboni, W. R. Gibson, Y. Giraud-Heraud, A. Givernaud, A. Gonidec, G. Grayer, T. Hansl-Kozanecka, W. J. Haynes, L. O. Hertzberger, C. Hodges, D. Hoffmann, H. Hoffmann, D. J. Holthuizen, R. J. Homer, A. Honma, W. Jank, G. Jorat, P. I. P. Kalmus, V. Karimaki, R. Keeler, I. Kenyon, A. Kernan, R. Kinnunen, W. Kozanecki, D. Kryn, F. Lacava, J. P. Laugier, J. P. Lees, H. Lehmann, R. Leuchs, A. Leveque, D. Linglin, E. Locci, J. J. Malosse, T. Markiewicz, G. Maurin, T. McMahon, J. P. Mendiburu, M. N. Minard, M. Mohammadi, M. Moricca, K. Morgan, H. Muirhead, F. Muller, A. K. Nandi, L. Naumann, A. Norton, A. Orkin-Lecourtois, L. Paoluzi, F. Pauss, G. Piano Mortari, E. Pietarinen, M. Pimiä, J. P. Porte, E. Radermacher, J. Ransdell, H. Reithler, J. P. Revol, J. Rich, M. Rijssenbeck, C. Roberts, J. Rohlf, P. Rossi, C. Rubbia, B. Sadoulet, G. Sajot, G. Salvi, G. Salvini, J. Sass, J. Soudraix, A. Savoy-Navarro, D. Schinzel, W. Scott, T. P. Shah, D. Smith, M. Spiro, J. Strauss, J. Streets, K. Sumorok, F. Szonsco, C. Tao, G. Thompson, J. Timmer, E. Tscheslog, J. Tuominiemi, B. Van Eijk, J. P. Vialle, J. Vrana, V. Vuillemin, H. D. Wahl, P. Watkins, J. Wilson, R. Wilson, C. E. Wulz, Y. G. Xie, M. Yvert i E. Zurfluh.

Tłumaczyła: *Barbara Badelek*

Instytut Fizyki Doświadczalnej
Uniwersytet Warszawski
Warszawa

Literatura

- [1] E. Fermi, *Ric. Sci.* **4**(2), 491 (1933), także w: E. Fermi, *Collected Papers*, red. E. Segré et al., University of Chicago Press, Chicago, Ill., 1962, t. 1, str. 538; *Z. Phys.* **88**, 161 (1934); tłum. ang. F. L. Wilson, *Am. J. Phys.* **36**, 1150 (1968).
- [2] M. Gell-Mann, M. Levy, *Nuovo Cimento* **16**, 705 (1968).
- [3] N. Cabibbo, *Phys. Rev. Lett.* **10**, 531 (1963); M. Kobayashi, K. Maskawa, *Progr. Theor. Phys.* **49**, 652 (1973).
- [4] S. S. Gershtein, J. R. Zel'dovich, *Zh. Eksp. Teor. Fiz.* **29**, 698 (1955); R. P. Feynman, M. Gell-Mann, *Phys. Rev.* **109**, 193 (1958); E. C. G. Sudarshan, R. E. Marshak, *Phys. Rev.* **109**, 1860 (1958); J. J. Sakurai, *Nuovo Cimento* **7**, 649 (1958).
- [5] O. Klein, w: *Proc. Symp. on Les Nouvelles Théories de la Physique*, Warszawa 1938, Institut International de Coopération Intellectuelle, Paris 1939, str. 6; O. Klein, *Nature* **161**, 897 (1948).
- [6] S. L. Glashow, *Nucl. Phys.* **22**, 579 (1961); S. Weinberg, *Phys. Rev. Lett.* **19**, 1264 (1967); A. Salam, *Proc. 8th Nobel Symposium*, red. N. Svartholm, Almquist i Wiksells, Stockholm 1968, str. 367.
- [7] T. D. Lee, C. N. Yang, *Phys. Rev.* **119**, 1410 (1960).

- [8] Pierwszy realistyczny schemat zderzania się wiązek dyskutowany był przez D. W. Kersta i in., *Phys. Rev.* **102**, 590 (1956). Pierwsza sugestia stworzenia przecinających się wiązek protonów i antyprotonów została wysunięta przez G. I. Budkera, *Proc. Int. Symp. on Electron and Positron Storage Rings*, Saclay 1966, red. H. Zygier i E. Crémieu-Alcan, PUF, Paris 1966, str. II-1-1; G. I. Budker, *At. Energ.* **22**, 346 (1967).
- [9] C. Rubbia, P. Mc Intyre, D. Cline, *Proc. Int. Neutrino Conf.*, Aachen 1976, red. H. Faissner, H. Reithler i P. Zerwas, Vieweg, Braunschweig 1977, str. 683.
- [10] The 300 GeV programme, CERN/1050 (14 January 1972).
- [11] S. van der Meer, wewnętrzny raport CERN ISR-PO/72-31 (1972); D. Möhl, G. Petrucci, L. Thorn-dahl, S. van der Meer, *Phys. Rep.* **58**, 73 (1980).
- [12] Design study of intersecting storage rings (ISR) for the CERN Proton Synchrotron, CERN AR/Int. SG/64-9 (1964).
- [13] A. Astbury et al., A 4π solid-angle detector for the SPS used as a proton-antiproton collider at a centre-of-mass energy of 540 GeV, Proposal, CERN-SPSC 78-6/P92 (1978).
- [14] Współpraca UA1 przygotowuje obszerny i wyczerpujący raport na temat detektora (1984). Szczegóły znaleźć można w: M. Barranco Luque et al., *Nucl. Instrum. Methods* **176**, 175 (1980); M. Calvetti et al., *Nucl. Instrum. Methods* **176**, 255 (1980); M. Calvetti et al., *Proc. Int. Conf. on Instrumentation for Colliding Beam Physics*, Stanford 1982 (SLAC-250, Stanford 1982), str. 16; M. Calvetti et al., *IEEE Trans. Nucl. Sci. NS-30*, 71 (1983); J. Timmer, The UA1 detector, Antiproton proton physics and the W discovery, w: *3rd Moriond Workshop*, La Plagne, France, March 1983, red. Tran Thanh Van, Editions Frontières, Gif-sur-Yvette, France, str. 593; E. Locci, Thèse de doctorat ès sciences, Paris 1984, nie publikowane; M. J. Corden et al., *Phys. Scr.* **25**, 5 i 11 (1982); M. J. Corden et al., Rutherford preprint RL-83-116 (1983); K. Eggert et al., *Nucl. Instrum. Methods* **176**, 217 (1980); J. C. Santiard, CERN EP, Raport wewnętrzny 80-04 (1980); K. Eggert et al., *Nucl. Instrum. Methods* **176**, 223 (1980); **188**, 463 (1981); G. Arnison et al., *Phys. Lett.* **121B**, 77 (1983); G. Arnison et al., *Phys. Lett.* **128B**, 336 (1983); Współpraca UA2 opisała swój detektor w *Proc. 2nd Int. Conf. on Physics in Collisions*, Stockholm 1982, Plenum Press, New York 1983, str. 67, jednakże czyni on dość ograniczony użytek z pojęcia energii brakującej; A. G. Clark, *Proc. Int. Conf. on Instrumentation for Colliding Beam Physics*, Stanford 1982 (SLAC-250, Stanford 1982), str. 169; B. Mansoulié, The UA2 apparatus at the CERN pp Collider, Antiproton proton physics and the W discovery, w: *3rd Moriond Workshop*, La Plagne, Francja, marzec 1983, red. Tran Thanh Van, Editions Frontières, Gif-sur-Yvette, France, str. 609.
- [15] G. Arnison et al., *Phys. Lett.* **122B**, 103 (1983).
- [16] M. Banner et al., *Phys. Lett.* **122B**, 476 (1983).
- [17] G. Arnison et al., *Phys. Lett.* **129B**, 273 (1983); C. Rubbia, *Proc. Int. Europhysics Conf. on High-Energy Physics*, Brighton 1983, red. J. Guy i C. Costain, Rutherford Appleton Lab., Didcot 1983, str. 860.
- [18] G. Arnison et al., *Phys. Lett.* **139 B**, 115 (1984).
- [19] C. Rubbia, Physics results of the UA1 Collaboration at the CERN proton-antiproton collider, *Proc. Int. Conf. on Neutrino Physics and Astrophysics*, red. K. Kleinknecht, Dortmund 1984, str. 1.
- [20] J. B. Owens, E. Reya, *Phys. Rev.* **D17**, 3003 (1978); F. Halzen, W. Scott, *Phys. Lett.* **78B**, 318 (1978); F. Halzen, A. D. Martin, D. M. Scott, *Phys. Rev.* **D25**, 754 (1982); P. Aurenche, R. Kinnunen, preprint Annecy LAPP-TH-78 (1983); A. Nakamura, G. Pancheri, Y. Srivastava, preprint Frascati, LNF-83-44 (1983).
- [21] G. Altarelli, R. K. Ellis, M. Greco, G. Martinelli, *Nucl. Phys.* **B246**, 12 (1984); G. Altarelli, G. Parisi, R. Petronzio, *Phys. Lett.* **76B**, 351 i 356 (1978).
- [22] F. E. Paige, w: *Proc. Topical Workshop on the Production of New Particles in Super High Energy Collisions*, Madison 1979, red. V. Barger i F. Halzen, AIP, New York 1979; F. E. Paige, S. D. Protopopescu, program ISAJET, BNL 29777 (1981); G. Altarelli, R. K. Ellis, G. Martinelli, *Nucl. Phys.* **B143**, 521 (1978); (E) **B196**, 544 (1978); **B157**, 461 (1979); J. Kubar-André, F. E. Paige, *Phys. Rev.* **D19**, 221 (1979).
- [23] M. Jacob, *Nuovo Cimento* **9**, 826 (1958); M. Jacob, nie publikowane (patrz np. w: C. Rubbia, *Proc. 9th Topical Conf. on Particle Physics*, Honolulu 1983).

- [24] G. Arnison et al., *Phys. Lett.* **147B**, 493 (1984).
- [25] G. Arnison et al., *Phys. Lett.* **126B**, 398 (1983).
- [26] P. Bagnaia et al., *Phys. Lett.* **129B**, 150 (1983).
- [27] G. Arnison et al., *Phys. Lett.* **147B**, 241 (1984).
- [28] C. Rubbia, *Proc. Int. Europhysics Conf. on High-Energy Physics*, Brighton 1983, red. J. Guy i C. Costain, Rutherford Appleton Lab., Didcot 1983, str. 860.
- [29] M. Consoli, *Proc. Third Topical Workshop on $p\bar{p}$ Collider*, Rzym 1983, red. C. Bacci i G. Salvini, CERN 83-04, Geneva 1983, str. 478; M. Consoli, S. L. Presti, L. Maiani, Preprint Uniw. w Catanii PP/738-14/1/1983; M. Veltman, *Proc. Int. Europhysics Conf. on High-Energy Physics*, Brighton 1983, red. J. Guy i C. Costain, Rutherford Appleton Lab., Didcot 1983, str. 880; W. Marciano, preprint BNL 33819 (1983).

R O Z M O W Y

Chyba już to wiem... — Rozmowa z Leonardem Sosnowskim
Now I think I know...: An interview with Leonard Sosnowski

Powyższy tekst stanowi skrót kilkogodzinnej rozmowy z prof. Leonardem Sosnowskim, jaką przeprowadzili na prośbę Redakcji *Postępów Fizyki*: pani Magdalena Bajer (dziennikarz i popularyzator nauki), prof. Iwo Białynicki-Birula (fizyk-teoretyk z Zakładu Fizyki Teoretycznej PAN) i prof. Jerzy Kołodziejczak (fizyk z zakresu ciała stałego, pracujący w Instytucie Fizyki PAN, uczeń i współpracownik prof. Sosnowskiego). Rozmowa odbyła się w maju 1983 r. Publikacja jej (1986) zbiega się z 75 rocznicą urodzin prof. Sosnowskiego.

Redakcja

Magdalena Bajer [MB] — Może by Pan Profesor zaczął po prostu od opowieści o sobie, zakładając, że my nic nie wiemy.

Leonard Sosnowski [LS] — Nie wiem czy jest specjalnie ciekawe mówić o sobie. Raczej może o pewnych sprawach środowiskowych. Zacząłbym od pewnych ogólniejszych uwag.

Zawsze fascynowało mnie to, że często pojedynczy ludzie czy też całe ośrodki są blisko jakiegoś odkrycia i ... odkrycie to nie następuje. To jest zjawisko dość powszechne. Na pewno na każde ważne odkrycie było pięć czy sześć osób, które były blisko. Otóż jedna z tych rzeczy, która tak mnie uderza, to dlaczego na Hożej, w zakładzie fizyki doświadczalnej, nie był zrobiony przed wojną laser. Cała technika, która do tego jest potrzebna, była w naszych rękach. Co więcej, była praca doktorska Zdzisława Zająca, ówczesnego asystenta, który zrobił pobudzenie schodkowe. Para rtęci, zamknięta w naczyniu, przechodzi przez wzbudzenie rezonansowe do stanu metatrwałego 2^3P_0 .

Iwo Białynicki-Birula [IB-B] — Pompowanie?

LS — Tak, pompowanie. Tylko że nikt nie rozumiał, nie wiedział co trzeba zrobić. Nie było wnęki rezonansowej, nie było luster. W ogóle nie szukano tego. W optyce na Hożej była bardzo rozwinięta technika próżni, technika usuwania różnych gazów, zanieczyszczeń itp. Dodawano rtęć do gazów szlachetnych, argonu czy neonu, aby zmniejszyć wpływ ścianek, zderzeń. Właściwie wszystko było, pod względem technicznym rzecz była absolutnie gotowa.

MB — A czego brakowało?

LS — Brakowało idei odwrócenia populacji. Była praca teoretyczna Einsteina z 1916 r., ale nikt jej nie rozumiał. Oczywiście nie tylko na Hożej; także w innych ośrodkach światowych, które zajmowały się luminescencją i które również miały potrzebną do tego technikę.

IB-B — Czy wiąże się to także ze słabością ówczesnej teorii na Hożej?

LS — Tak. Był zupełny rozdźwięk między teorią a doświadczeniem, szczególnie w zakresie optyki, która była głównym kierunkiem Hożej. Teorii nikt nie doceniał. Na seminarium teoretycznym u Białobrzeskiego przerabiano się książkę, rozdział po rozdziale, wtedy chyba książkę Sommerfelda. To były pierwsze lata mechaniki kwantowej (ja byłem uczestnikiem już w 1930 r.) i myśmy nic z tego nie rozumieli. To znaczy, formalnie tak. Ja sam referowałem, zdaje się, równoważność podejścia Schrödingera i Heisenberga. Formalizm opanowałem, pięknie to wszystko pisałem na tablicy z pamięci, ale naprawdę nikt nie umiał tego używać.

MB — Mnie się wydawało, że teoria jest zawsze wcześniejsza od doświadczenia.

LS — Nie, nie, bardzo często doświadczenie jest pierwsze. Jeden przypadek jest tu bardzo jaskrawy. Przypadek, który zdarzył się kilku ludziom na świecie, ale m. in. Sołtanowi, który w latach 30. zbudował piękną komorę jonizacyjną wykonaną z aluminium i ta komora nie mogła pracować przez 10 sekund po znalezieniu się w pobliżu akceleratora. To był fakt empiryczny, że ona musiała „ostygnać”. Oczywiście wszyscy wiecie, że chodzi o sztuczną promieniotwórczość, która została odkryta przez Joliotów. Tutaj to nie jest sprawa teorii, bo teorii sztucznej promieniotwórczości nie było i nie była ona w ogóle oczekiwana. Joliotowie wpadli na ten pomysł dość przypadkowo. Trzeba mieć też trochę szczęścia.

Inny przykład jest bardziej osobisty. Trudno mi powiedzieć w jakim stopniu do dziś tego żałuję, a w jakim nie. Trudno zdecydować ile było w tym mojej winy.

W późnych latach 30. zajmowałem się fizyką jądrową. Było to w r. 1937 czy 1938. W szczególności, interesowała mnie sprawa deuteru: czy stan wzbudzony singletowy deuteru jest powyżej zera czy poniżej, tzn. czy jest stanem rezonansowym czy stanem trwałym. Było już znane promieniowanie gamma deuteru związane z przejściem $^1S \rightarrow ^3S$. Przyszło mi więc na myśl, że jeśli w Słońcu mamy mnóstwo wodoru i jego atomy zderzają się ze sobą, to z pewnym prawdopodobieństwem (które można oszacować z prawa Fermiego) powinna następować reakcja $^1H + ^1H \rightarrow ^2He \rightarrow ^2D + e + \bar{\nu}$. Powinna więc na Słońcu zachodzić synteza deuteru z wodoru! Dalej droga była absolutnie znana. Bardzo mnie to zafascynowało. Oczywiście liczyłem to sobie różnie na papierze. Było mnóstwo niewiadomych. Po pierwsze, dane dotyczące gęstości i ciśnienia na Słońcu nie były najlepsze. Nie bardzo mi to pasowało. Przyjmowano średni ciężar cząsteczkowy za wysoki i za wysoką też średnią temperaturę. Poza tym, przekroje czynne były nieznanne. Ale w każdym razie, jakoś co do rzędu wielkości pasowało mi to wszystko tak, że nawet żonie powiedziałem: „jestem pierwszym człowiekiem na świecie, który wie dlaczego Słońce świeci”.

Wydawało mi się jednak, że do opublikowania tego trzeba by jeszcze mieć dużo danych. Byłem poza tym zajęty wtedy czymś innym. To działo się w Cambridge. Rozmawiałem z Peierlsem, on się zajmował takimi rzeczami. To były takie dość nicobowiązujące rozmowy. Potem Bathe opublikował cykl azotowy, choć mówi on tam także o reakcjach $H + H \rightarrow D$. Podał wtedy, że reakcje $H + H \rightarrow D$ stanowią tylko dodatek 10%. Po:em, jak wiecie, była rewizja danych dotyczących modeli gwiazdowych. Dziś wiemy, że na Słońcu reakcja $H + H$ jest źródłem energii w 90%. Taka więc była sytuacja: rzecz opierała się na bardzo niepewnych danych i była trochę na bocznej linii moich zainteresowań. Musiałbym mieć wszystkie dane dotyczące wnętrza gwiazd, a znałem je tylko stąd, że interesowałem



Andrzej Sołtan, Leonard Sosnowski, Jerzy Pniewski na zebraniu inauguracyjnym Towarzystwa Wiedzy Powszechnej w r. 1957



Na Konferencji Półprzewodnikowej w 1958 r. Od lewej: W. B. Shockley, pani Florence Shockley, B. M. Wuł, L. Sosnowski



Leonard Sosnowski w latach pięćdziesiątych



W Instytucie Fizyki PAN

się tym amatorsko. Czy należało więc rzucić wszystko inne, żeby to serio robić i doprowadzić do publikacji, czy też nie?

IB-B — To jest podstawowe pytanie w każdej pracy naukowej.

LS — Trzeba by się jeszcze było nauczyć mechaniki statystycznej i porządnie policzyć prawdopodobieństwo zderzeń.

IB-B — Brak było Panu przekonania, że to jest problem na tyle ważny, że warto wszystko rzucić. Każdy z nas staje przed takim wyborem co powinno się rzucić.

Jerzy Kołodziejczak [JK] — Teraz, z perspektywy czasu, odpowiedź jest jednoznaczna — oczywiście rzucić, ale jest bardzo interesujące jaki był wtedy Pana własny stosunek do tego.

IB-B — Przecież chodzi tylko o tę determinację. Kiedy Einstein zabrał się do teorii względności, nie miał pojęcia o rachunku tensorowym. Trzy lata zmarnował, bo musiał się tego wszystkiego nauczyć. Ale Einstein był przekonany, że gra jest warta świeczki. Właśnie o to przekonanie chodzi, co warto robić, a czego nie. Każdy z nas ma mnóstwo takich tematów i temacików i sprawa wyboru jest niestety trudna.

MB — Wróćmy jednak do historii Pana Profesora.

LS — Tak, sprawa ta jest mi wciąż jeszcze w jakiś sposób bardzo bliska, bo ja jeszcze jako chłopiec interesowałem się astronomią i astrofizyką. Dlatego ta sprawa Słońca mnie pociągnęła. Uprawiałem fizykę jądrową, interesowałem się astronomią i zobaczyłem, że te dwie rzeczy można połączyć. Wiedziałem, że mam dobrą ideę, ale ludzie bardziej doświadczeni, z którymi dyskutowałem, byli przekonani, że brakuje danych do tego, żeby to zrobić.

Myślałem sobie, że zdąży się kiedyś zrobić z tego publikację. A potem przyszła wojna...

JK — A opublikowanie tego jako hipotezy jakościowej czy półjakościowej?

LS — Nie, takie rozwiązanie wydawało mi się za mało poważne.

MB — Kiedy przyszło wyjaśnienie źródła energii słonecznej?

LS — W 1939 r. — jest praca w *Physical Review*.

JK — Dla każdego czytelnika byłoby chyba interesujące co Pan wtedy odczuwał, bo jeśli jest idea frapująca, dotycząca czegoś bardzo istotnego, to dlaczego ją porzucać?

LS — Nie zapominajcie, że byłem jeszcze przed doktoratem, byłem bardzo młody i teoria nie była moją oficjalną dyscypliną. Miałem w tym zakresie spore braki, związane częściowo ze stanem fizyki teoretycznej w Warszawie. Białobrzęski, który był profesorem fizyki teoretycznej, interesował się od początku jak najbardziej mechaniką kwantową, nową fizyką, ale jego prawie wyłącznie interesowała sprawa interpretacji filozoficznej, ta strona filozoficzna. Dirac powiedział kiedyś: „ważne jest równanie, a nieważne co ono znaczy”. U Białobrzęskiego było akurat odwrotnie. Wobec tego nikt z nas, słuchaczy, nie miał operacyjnych umiejętności. Myśmy nie mieli ćwiczeń, nie umieliśmy rozwiązywać konkretnych zagadnień.

Fizyki teoretycznej nauczyłem się dopiero w czasie okupacji. Przed wojną nie miałem żadnej umiejętności operacyjnej, natomiast wiedziałem, że doświadczenie potrafię robić z jakimś powodzeniem. Przecież miałem już kilka publikacji.

IB-B — Skoro obie te sprawy, możliwość zbudowania lasera na Hożej i historia Pana Profesora z energią słoneczną doprowadziły nas w sposób naturalny do zagadnienia stanu fizyki teoretycznej w Polsce i roli teorii w ogóle, to wyczerpmy ten temat. Oprócz Biało-

brzeskiego byli przecież inni teoretycy, oczywiście myślę głównie o niewarszawskich: Rubiniowicz czy Szczeniowski, ale oni, zdaje się, nie wywierali wpływu na środowisko warszawskie.

LS — Ja się przyjaźniłem osobiście z Blatonem, ale on był we Lwowie, a ja byłem w Warszawie. Spotykaliśmy się raz czy dwa razy do roku, rozmawialiśmy o fizyce, ale to nie jest coś co daje operacyjne umiejętności.

IB-B — W Warszawie nie było nikogo poza Białobrzeskim?

LS — Był przecież Mathisson. Mathisson zdaje się uczył w szkole. Przychodził na posiedzenia Towarzystwa Fizycznego, wówczas był to rodzaj konwersatoriów, i czasami, raz czy dwa w ciągu tego okresu, gdy ja na nie uczęszczałem, referował rzeczy zupełnie dla mnie niezrozumiałe. Był też Infeld. Ale to wszystko nie była jednak fizyka teoretyczna, taka jaka była nam potrzebna.

Natomiast w Cambridge chodziłem cały czas na tamtejsze konwersatorium teoretyczne, ale nie byłem przygotowany do czynnego udziału.

IB-B — Czy Bohr był wtedy w Cambridge?

LS — Nie, ale był Dirac. Seminarium prowadził R. H. Fowler.

IB-B — No właśnie, doszliśmy do Diraca. Każdy, kto się z nim zetknął, powinien coś o nim powiedzieć, to była taka interesująca postać.

LS — Dirac już wtedy był niesłychanie wielkim fizykiem.

IB-B — Czy on rzeczywiście był już wtedy taki, jak anegdoty o nim głoszą?

LS — Raz tylko na seminarium odezwał się, że jest przeciąg i żeby okno zamknąć.

JK — Jakże to, nigdy nie zabierał głosu na seminariach?

LS — Nie, nigdy.

JK — Ciekawe dlaczego.

LS — Takim młodym ludziom jak ja, *postgraduate research students*, wydawało się nie do pomyślenia zaczepić go.

IB-B — Ale to był przecież wówczas młody człowiek!

LS — Jego książka wydawała mi się szczytem myśli ludzkiej.

IB-B — Ja ją czytałem w 1958 r. i również odniosłem wielkie wrażenie.

Teraz jednak uderzyło mnie, że Polska była przed wojną prawie bez fizyki teoretycznej. W Warszawie było nawet gorzej niż gdzie indziej.

LS — Naprawdę żywy był tylko Lwów z Rubinowiczem i Blatonem.

IB-B — Jeśli chodzi o rolę teorii, to nastąpił przełom gdzieś w latach późnych dwudziestych i trzydziestych, a do Warszawy wtedy jeszcze nie dotarł. Pieńkowski był chyba fizykiem w pewnym sensie jeszcze dziewiętnastowiecznym. Jak Pieńkowski ustosunkowywał się do mechaniki kwantowej? Czy wierzył w nią, czy uważał, że jest to rzecz nieważna?

LS — To nie jest tak, że on nie wierzył. Zresztą, tak samo było u Rutherforda. Rutherford też niecałkowicie ufał teorii. On przecież wylansował Bohra. Pieńkowski mówił o teorii „białe znaczkami na czarnej tablicy”, to znaczy, że to jest coś, co jest słuszne, ale to nie jest to, co pcha naukę do przodu. Był kult zjawiska jako tego co można zobaczyć. Jak coś zjawiało się nowego (a w Cavendish przecież wciąż coś nowego się zjawiało, co-rok mniej więcej Nobel był w tym czasie), to on leciał, jak dziecko tym się cieszył. W teorii zaś to właściwie poza wzór Rutherforda nie wyszedł.

IB-B — A czy seminarium Pieńkowskiego miało jakieś elementy teoretyczne?

LS — Ten rocznik, w którym byłem, a właściwie dwa roczniki, były dość niezwykłe. Z tych dwóch lat wyszło paru niezłych fizyków. Był tam Roman Smoluchowski, Władysław Opęchowski, także ja, jeśli wolno mi zaliczyć się do tego towarzystwa. I myśmy wszyscy robili fizykę doświadczalną, pomimo że potem wszyscyśmy właściwie pracowali w teorii. Seminarium Pieńkowskiego było niesłychanie fascynujące. To seminarium było właściwie główną dla nas szkołą nauki. Na seminarium Pieńkowskiego referowało się od trzeciego roku w górę. Jeśli było się przyjętym na nie na III roku, to było to wyróżnienie; zwykle zaczynało się na IV roku. Referowało się tylko prace oryginalne. Dla Pieńkowskiego nie istniała sprawa języków. Mówił np. „Pan zreferuje sprawę czasu życia stanów wzbudzonych atomów”. Literaturę trzeba było sobie szukać w *Physical Review*, *Physikalische Zeitschrift*, *Journal de Physique*. Referowało się prace oryginalne i od razu na seminarium była dyskusja jak pomiędzy ludźmi, którzy rzeczywiście sami to robią.

IB-B — Prace zawierały przecież i teorię.

LS — Jak najbardziej. Myśmy oczywiście wszyscy znali mechanikę kwantową. Prace takie mogliśmy czytać, ale to nie jest to samo co samemu robić. Wyście mieli zupełnie inną szkołę — już matematyczną.

IB-B — Przesadzoną w drugą stronę, zresztą.

LS — Wracajmy jednak do tamtych czasów. To seminarium Pieńkowskiego było jednego dnia, a drugiego dnia szło się na seminarium Białobrzeskiego, gdzie referowało się książkę, rozdział po rozdziale. Co za kontrast dla młodego człowieka — dyskutować o pracach, które są robione na świecie, a z drugiej strony jakieś tam referowanie książki, zupełnie zresztą bierne. Większość bez zrozumienia czytała rozdział po rozdziale. Poza tym prof. Białobrzęski nami się nie interesował. Nie pamiętał np. kto miał referat, a kto nie miał.

IB-B — Ale on sam prowadził?

LS — Tak, sam. Pieńkowski też sam prowadził. Potem przychodziła praca magisterska, która w fizyce doświadczalnej była pracą naukową, publikowaną. Moja była zresztą publikowana dwa razy, drugi raz w rozwinięciu. I to są publikacje, które mają jakiś sens nawet dzisiaj.

Wtedy w całym Instytucie Doświadczalnym było dwadzieścia parę osób. Po zrobieniu pracy magisterskiej uważałem, że trzeba robić doktorat. Poszedłem do Pieńkowskiego z jakimś projektem, skomplikowanej zresztą rzeczy, która pewnie miała jakiś sens. Wtedy Pieńkowski mi powiedział: „To jest bardzo ciekawe, co Pan mówi, ale czy to jest to na co nauka czeka? Dzisiaj fizyka to jest fizyka jądrowa.” Paru ludzi, których wyróżniał, skierował na fizykę jądrową.

IB-B — To on jednak był inicjatorem tego żeby Sołtan zajął się fizyką jądrową?

LS — Tak. A mnie wysłał do Cambridge. Zabiegał też o cyklotron dla Hożej, chodził w tej sprawie do prezydenta Mościckiego.

IB-B — Nie wiedziałem, że Pieńkowski odegrał tak znaczną rolę w tworzeniu fizyki jądrowej u nas.

LS — Ja przez niego poszedłem na fizykę jądrową, zresztą z entuzjazmem przyjąłem tę propozycję.

IB-B — A na ile on sam myślał o tym, żeby zająć się fizyką jądrową? Czy też to była tylko rola patronacka?

LS — W jakimś sensie myślał, ale niełatwo tak się przestawić. Do 1939 r. robił jeszcze eksperymenty optyczne, zresztą bardzo trudne. To co dziś się robi przy pomocy lasera w trywialny sposób, to bez lasera było bardzo trudne. On badał efekt Ramana przy pomocy spolaryzowanego światła i badał kołowo spolaryzowane promieniowanie ramanowskie. Natężenia bez lasera są niesłychanie słabe i Pieńkowski lata całe strawił, żeby to zrobić.

MB — To kierowanie tematyki ku fizyce jądrowej świadczy chyba o bardzo dużej przenikliwości Pieńkowskiego.

LS — Na pewno. Ja mam wielki kult dla Pieńkowskiego. On trochę był jak [Orso Mario] Corbino, tylko że Corbino miał chyba większe szczęście do ludzi. Corbino był profesorem fizyki doświadczalnej średniej klasy, ale szukał talentów. Tak zwani chłopcy Corbino, to Fermi, Amaldi, Pontecorvo, Rasetti. Był organizatorem i wiedział co w trawie piszczy.

Od 1933 r. Pieńkowski stawiał całkowicie na fizykę jądrową, sam kontynuując optykę. Kierował tam ludzi, których uważał za najbardziej dynamicznych: Cichocki (nie żyje, zginął podczas wojny), Sołtan, Starkiewicz.

IB-B — To by może tłumaczyło genezę fałszywego u niektórych wrażenia jakoby Pieńkowski otaczał się słabymi ludźmi.

MB — Czy Pan Profesor uważa, że takie umiejętności wyczuwania tego, co jest awangardowe można komuś przekazać?

LS — W jakimś sensie tak. Uważam, że indywidualność Mistrza wywarła jakiś wpływ na nasze późniejsze działania, m. in. Pniewskiego i moje.

Pierwsze moje prace z fizyki jądrowej Pieńkowski posyłał do Maurice'a de Broglie'a do *Comptes Rendus*. Wtedy tam się publikowało. Miałem te prace przedstawione przez de Broglie'a jeszcze przed wyjazdem do Cambridge. Był na Hożej, jak wspominałem, szalony kontrast klimatu między fizyką doświadczalną a teoretyczną. Fizyka doświadczalna była naprawdę bardzo żywym ośrodkiem. Tuż przed moim przyjściem w późnych latach dwudziestych była ona naprawdę na froncie światowym. Później w latach trzydziestych to już usychało, dlatego że mechanika kwantowa już wtedy mocno stanęła na nogach, natomiast myśmy wciąż jeszcze posługiwali się czystą empiryką. W fizyce jądrowej wtedy oczywiście ta czysta empiryka wystarczała, tylko brak było jeszcze tradycji, szkoły. Jednak prace jądrowe z 1938 i 1939 są już znaczące.

IB-B — A to, że teoria była taka słaba, czy nie było trochę wynikiem tego, że Pieńkowski był silną indywidualnością, nie dopuszczał do rozwinięcia się?

LS — Niech Pan zwróci uwagę, że wielu młodych, Smoluchowski, Opęchowski, ja, zrobiło dość przyzwoite prace doświadczalne. Prace magisterskie publikowane były w dobrych czasopiśmie. Potem wyjechaliśmy na stypendia. Ja do Cambridge do Rutherforda (kontynuując linię doświadczalną), Opęchowski do Holandii do Kramersa (i stał się teoretykiem), Roman Smoluchowski do Stanów Zjednoczonych

MB — To chyba zamyka okres przedwojenny. Przejdźmy teraz do czasu wojny. Czy wojna to była dla Pana zupełna dziura w nauce?

LS — Wojna to było całkowite zniszczenie bazy materialnej. Niemcy wywieźli wszystko. Wszystko ładowali do skrzyń, łącznie z prywatnymi notatkami. Przyjechał fizyk niemiecki, zresztą autor książki, która tu u nas była w bibliotece, takie tablice wczesnej fizyki jądrowej.

wej. Nazywał się bardzo znamienne, bo Diebner ¹. Herr Diebner i oficerowie Wermachtu „wyczyścili” wszystko. To był jeszcze 1939 r.

IB-B — Co Pan wtedy robił?

LS — Miałem już żonę i dziecko. Przez pół roku handlowałem, a potem zaczęły się tajne komplety. Zaczęło się od 1940 r. Pieńkowski jeszcze kontynuował konwersatorium.

IB-B — Ale już tajne?

LS — Tak, robił to u siebie w mieszkaniu i o dziwo miał jeszcze *Physical Review* z 1939 r.

IB-B — Przychodziło?

LS — Nie wiadomo, jaką drogą, ale przychodziło. Potem jeszcze w 1940 dostał pewną ilość czasopism zachodnich. To się oczywiście referowało. Potem samiśmy studiowali, np. mechanikę kwantową.

IB-B — Jakie książki mieliście?

LS — Ja się nauczyłem mechaniki kwantowej z Kramersa. Prowadziłem wtedy niesamowitą liczbę wykładów. Nie mogę sobie wyobrazić jak to w ogóle było możliwe. Bywało, że miałem 26 godzin tygodniowo różnych zajęć. Wykładałem np. mechanikę teoretyczną dla III roku. Moi studenci z kompletów to obecni profesorowie: Jan Michalski, Jan Rzewuski, Jacek Prentki, a także Marian Günther, który zresztą był moim „odkryciem”. Z Błatonem razem prowadziliśmy seminarium doświadczalno-teoretyczne. Te wykłady dla I, II, III roku z różnych przedmiotów, to była zupełnie obłędna rzecz, przy godzinie policyjnej, łapankach, rozstrzeliwaniach, nieraz przed domem, w którym odbywały się zajęcia. Dziś trudno sobie wprost wyobrazić, jak to w ogóle było możliwe.

JK — Były to studia zorganizowane.

LS — Oczywiście, wszystko było rejestrowane i po wojnie zaliczone. Ja np. egzamin doktorski w ten sposób zdawałem. Pracę miałem złożoną jeszcze przed wojną, zdawałem zaś już w czasie wojny, normalnie przed komisją wydziałową z dziekanem, którym był matematyk Stefan Mazurkiewicz. Przedmiotem pobocznym była wówczas matematyka i ja poszedłem do niego zapytać z czego mam zdawać. Zaproponował mi książkę Banacha *Przestrzenie liniowe* — coś nie dla fizyka. Prosiłem więc o zmianę. „A to niech Pan weźmie równania różniczkowe cząstkowe” powiedział. W komisji był Pieńkowski, Białobrzeski.

JK — To egzaminy doktorskie były wtedy bardzo poważne.

MB — Gdzie się to odbywało?

LS — W mieszkaniu Profesora. Przed wojną nie było publicznych obron, tylko egzamin. Mój odbywał się identycznie jak przed wojną. Potem, zaraz na pierwszej Radzie Wydziału po wojnie, doktorat został zatwierdzony. Formalnie mam doktorat z 1945 r. — wtedy odbyła się Rada — a egzamin zdawałem chyba w 1941 r. Pieńkowski był wtedy rektorem.

Aby prowadzić tajne nauczanie, musiałem mieć „Ausweis” i jakieś legalne zatrudnienie. Przez pierwszy rok byłem zatrudniony, ja i Sołtan, przez magistrat, gdzie pracowali Polacy. Prowadziliśmy z Sołtanem i z Ślusarczykiem badania pyłów wyrzucanych przez elektrownię na Powiślu. Pamiętam, jak wyłaziliśmy w 1940 r. w zimie z Sołtanem na kominiektrowni, żeby te pyły wyląpywać.

Później pracowałem w laboratorium przyfabrycznym firmy Szpotańskiego, która wy-

¹ Niemieckie Dieb oznacza złodziej (przyp. Red.).

twarzała urządzenia wysokiego napięcia. Firma miała niemieckiego komisarza, ale ten był zbyt daleko, by zorientować się, kto jest, a kogo nie ma. Pokazywałem się więc kilka razy na tydzień, podbijałem kartę na zegarze, ale mogłem wychodzić kiedy chciałem.

IB-B — Sołtan był zdaje się w laboratorium Philipsa.

LS — Sołtan przeszedł do Philipsa w 1939 r., zaraz po habilitacji, tuż przed wybuchem wojny. I w tym laboratorium, w fabryce kontrolowanej przez Niemców, budował sobie cyklotron. On miał jeszcze przed wojną budować duży cyklotron na Hożej.

Tajny Uniwersytet Warszawski był zorganizowany w regularny sposób. Płacono nam, i od 1940 r. mogłem już z tego egzystować. Z Londynu przychodziły „zielone”, które się zamieniało na czarnym rynku. Miałem żonę, dzieci i rodziców, którzy już nie bardzo mogli pracować. Tylko „Ausweis” trzeba było sobie zdobyć skądinąd. Wykłady, jak mówiłem, odbywały się w prywatnych mieszkaniach. Trzeba było jeździć po mieście, a samo jeżdżenie nie było całkiem bezpieczne. Rzecz miała oczywiście element ryzyka, ale nie przesadnie duży. Potem wdałem się jeszcze w konspirację, co wyszło na jaw dopiero w czasie powstania.

IB-B — Czy te komplety były powiązane z AK?

LS — Nie.

JK — Studium wojskowego tam nie było.

LS — Studium wojskowe było oddzielone i było przy AK. Gdy wybuchło powstanie, mnie nie było w domu — strzelałem do Niemców na Marszałkowskiej. Proszę wyobrazić sobie zdziwienie mojej matki, gdy zgłosiła się do naszego mieszkania cała grupa znanych jej studentów z karabinami i granatami.

JK — Kiedy i dlaczego zmienił Pan swoje zainteresowania? Kiedy było to przejście od fizyki jądrowej do fizyki ciała stałego?

LS — Zaczęło się to na kompletach. Wtedy, jak powiedziałem, o żadnej pracy eksperymentalnej i w ogóle naukowej nie było mowy, ale człowiek sam się kształcił. Dopiero prowadząc wykłady, porządnie nauczyłem się wielu rzeczy, np. równań Lagrange'a.

Wtedy to zgłosiła się do mnie grupa studentów, którzy przed wojną już byli blisko magisterium, z III i IV roku z prośbą czy nie mógłbym im powykladać fizyki ciała stałego.

IB-B — Czy to się już wtedy nazywało fizyką ciała stałego?

LS — Chyba tak. Wziąłem wtedy książkę Fröhlicha *Elektronentheorie der Metalle* i nauczyłem się z niej podstawowych rzeczy: elementów teorii przewodnictwa, teorii masy efektywnej itd.

Niewiele tych wykładów miałem. Wybuchło powstanie, potem był obóz, potem włożyłem się po Europie jak wielu warszawiaków.

JK — Przechodzimy więc do czasów powojennych?

LS — Tak. Znalazłem się w Belgii, gdzie spotkałem prof. Kazimierza Drewnowskiego z Politechniki Warszawskiej, który organizował polski ośrodek uniwersytecki. Zgłosiłem się do tej grupy, dostałem jakieś pieniądze, ale nie bardzo wiedziałem co mam w tej Brukseli robić. Znałem wszystkich wielkich fizyków w Anglii, w Cavendish — więc napisałem do nich. To już było po wybuchu bomby w Hiroszynie. Anglicy uznali mnie od razu za fizyka jądrowego, choć ja wahałbym się czy tak siebie określać i natychmiast dostałem polecenie udania się samolotem wojskowym do Anglii. Na lotnisku w Londynie zjawił się, jak zawsze,

immigration officer i pyta mnie: „Pan jest fizykiem? — Tak. — Fizykiem atomowym? — Tak. — To my opinion such people as you should be shot on the spot” (wg mnie takich ludzi jak Pan powinno się rozstrzelać na miejscu) — powiedział.

Gdy znalazłem się w Londynie, zadzwoniłem do Oliphanta, który właśnie wrócił ze Stanów Zjednoczonych. Powiedział: „a to świetnie, bo akurat będzie parę osób, może zjesz z nami obiad”. I ja po tej wojnie, po tym obozie, po tym wszystkim co się działo w Warszawie, idę do takiego londyńskiego klubu na Pall Mall, jem obiad w towarzystwie Chadwicka, Blacketta, Oliphanta i jeszcze chyba innych! Oczywiście, trudno było znaleźć wspólny język dlatego, że moje doświadczenie było zupełnie nieprzekazywalne, natomiast oni pracowali w Los Alamos, z czego ja piąte przez dziesiąte tylko rozumiałem. No i co robić? Padła propozycja, że jest tu taki pan Brandrett, który jest szefem fizyki w Admiralicji i warto się do niego zgłosić. Odbyłem z nim rozmowę i zostałem *research officer* w Admiralty Research Laboratory. *To była od razu fizyka ciała stałego*. Ja interesowałem się podczerwienią. Przyszedłem tam nie jako specjalista fizyki ciała stałego, im chodziło o podczerwień. Potem już miałem stały kontakt z Mottem, który był wtedy w Bristolu. Miałem możliwość wyjazdów służbowych, jeździłem na seminaria do Bristolu.

JK — Jak przedtem był Pan bliski wyjaśnienia dlaczego Słońce świeci, tak teraz był Pan blisko złącza $p-n$! Co jeszcze poza ideą złącza $p-n$ było trzeba, aby dojść do tranzystora?

LS — Modulowanie! Podchodziłem do tej sprawy od strony fizyki ciała stałego. Widziałem, że się tak wyrażę, poziom Fermiego, złącze i to, że w jedną stronę prąd będzie płynął a w drugą nie.

JK — Takie złącze to jest jednak element nieliniowy.

LS — Opublikowałem tę rzecz w 1947 r. w *Physical Review*. Nie, nie wiedziałem oczywiście o krzemie i germanie, które były tajne wtedy jeszcze. W tym samym numerze, bezpośrednio pod moim listem, znalazła się publikacja Benzera, który pisze, że moje wyniki wyjaśniają zjawiska w krzemie. A już przecież w 1948 r. tranzystor był ogłoszony!

JK — Wyjaśnił Pan coś, o czego istnieniu nic Pan nie wiedział.

LS — Wtedy na tranzystor absolutnie nie mogłem wpaść. Nie było do tego ani intelektualnych przesłanek, ani danych empirycznych.

IB-B — Czy w czasie tego pobytu w Anglii pracował pan tylko w Admiralicji?

LS — Tak, pracowałem tam dwa lata. Przyjechałem do Anglii w 1945 r., gdy panowały jeszcze warunki właściwie wojenne, a uniwersytety dopiero ruszały. Ja zaś musiałem coś robić, zacząć się, mieć prawo pobytu. Zjawiłem się tam w mundurze, z obozu przyszedłem jako członek sił zbrojnych. Zostałem jakby przez polskie władze w Anglii oddelegowany do tego laboratorium, a potem jak była demobilizacja to już zostałem. Demobilizacja była dopiero w 1946 r. Potem Admiralicja proponowała mi zatrudnienie. Brandrett bardzo mnie namawiał do zostania. Wszyscy lepsi fizycy poszli do uniwersytetów. Był wtedy masowy odpływ od wszystkich wojskowych instytucji.

Przed samym wyjazdem do Polski proponowano mi miejsce w Cambridge. Prowadzono też ze mną rozmowy na temat pracy na Uniwersytecie w St. Andrews. Pojechałem tam nawet i bardzo mi się w Szkocji podobało. Byłem już jednak całkowicie nastawiony na powrót do Polski i sprawa pozostania w Wielkiej Brytanii nie wchodziła w grę.

JK — Kiedy właściwie powstał dział fizyki ciała stałego?

LS — Ten dział fizyki zaczął się tak na serio dopiero z mechaniką kwantową w latach trzydziestych, natomiast podczas wojny był wszędzie utajniony, podobnie jak fizyka jądrowa.

JK — Czy tranzystor mógł być wcześniej odkryty?

LS — Chyba nie, bo dopiero w wyniku prac podczas wojny, a w szczególności w dwóch ośrodkach amerykańskich: w Purdue University (gdzie był Lark Horowitz) i w Bell Laboratory otrzymano czysty krzem i german. Nie było przedtem czystych monokryształów. Od razu po powrocie do Warszawy chciałem to robić, ale dużo czasu przeszło zanim zaczęliśmy otrzymywać porządne, czyste monokryształy. Były to już lata pięćdziesiąte.

IB-B — To że Pan zajął się fizyką ciała stałego jest wynikiem pracy w Admiralicji?

LS — Tak, i wcześniej tajnych kompletów. Jak przyszedłem do tej Admiralicji, to były tam problemy, które mnie interesowały. Człowiek się wciąga.

IB-B — Tak więc po powrocie do Polski był Pan zdecydowany na fizykę ciała stałego?

LS — Nie, nie wyłącznie. Po powrocie do Polski przez parę lat wahałem się między fizyką jądrową a fizyką ciała stałego. Utworzono mi ad personam katedrę i ona została nazwana Katedrą Elektroniki i Radiologii, właśnie żeby nie zamykać żadnej możliwości. Dopiero w latach sześćdziesiątych przerobiono to na Katedrę Fizyki Ciała Stałego.

JK — Co ostatecznie zdecydowało o ustaleniu tego kierunku?

LS — Coraz bardziej się wciągałem. Fizykę jądrową rozwijał Sołtan. W 1947 r. jednocześnie przyszedł na Uniwersytet Warszawski. Sołtan zaczął bardzo sprawnie robić fizykę jądrową, ja zaś byłem bardzo niezdecydowany początkowo.

IB-B — A w którym roku decyzja już była ostateczna, że to będzie ciało stałe?

LS — W 1949 r.

MB — Czy to było w Polsce zupełnie nowe — nie licząc tamtych studentów z końca wojny?

LS — Raczej tak. Tę datę 1949 trochę wymusiły warunki. Pamiętajmy, że wszelka praca doświadczalna w Polsce to było wtedy coś niewyobrażalnie trudnego. Nie było żadnej aparatury. Żeby zrobić zwykły potencjometr, nawijało się własnoręcznie oporniki. Naprawę coś porządnego można było zacząć gdzieś w 1952 r. Pierwsze pięć lat to rczruch dydaktyki, organizacja Uniwersytetu.

MB — Czy do ciała stałego garnęli się ludzie?

LS — Trochę później. Obecny tu z nami prof. Kołodziejczak był jednym z pierwszych. Przyszedł do mnie w 1957 r., jeszcze na studiach. Podobnie Janusz Ostrowski, Andrzej Zaremba, Ignacy Filiński, Tadeusz Figielski. Przychodzili też ludzie już naukowo dojrzały: Aniela Wolska, Wiesław Wardzyński, Julian Auleytner, jedni z pierwszych doktorów.

MB — A tamci z tajnych kompletów?

LS — Oni się rozproszyli. Niektórzy dostali wcześniej samodzielne stanowiska.

JK — Z początkiem lat 50. zaczęła się ważna działalność organizatorska Pana Profesora. Powstała wtedy Akademia Nauk — tam w końcu fizyka ciała stałego znalazła miejsce.

LS — Instytut Fizyki PAN został formalnie powołany do życia w październiku 1953, a praktycznie zaczął działalność w r. 1954 — i wcale nie było jasne, że ma to być instytut ciała stałego. Była w nim cała fizyka jądrowa. Dopiero w 1955 r., w wyniku Konferencji Genewskiej powołano do życia Instytut Badań Jądrowych, dokąd odeszli wszyscy jądrowcy,



Leonard Sosnowski w rozmowie z Kai Siegbahnem (spotkanie z okazji zebrania Komitetu Wykonawczego IUPAP w 1979 r.)



Na wycieczce w czasie konferencji w Hercegnovii w 1961 r. (pierwszy z prawej R. Peierls)

Sołtan, Niewodniczański. Także Infeld, którego bardziej interesowała fizyka jądrowa niż ciało stałe.

Wówczas stanąłem przed problemem czym właściwie ma być Instytut Fizyki PAN. Szukałem pomysłu, żeby to nie było tylko ciało stałe czy nawet tylko półprzewodniki. Instytut objął organizowany przez R. S. Ingardena we Wrocławiu Zakład Niskich Temperatur, a w Toruniu kierowany przez A. Jabłońskiego Zakład Optyki, który zresztą potem odpadł od Akademii. Starałem się stworzyć możliwość rozwoju wielu kierunków fizyki.

Istniał już Instytut Matematyki PAN, którego dyrektorem był Stanisław Mazur, a tworzenie Instytutu Fizyki wstrzymano m. in. dlatego, że Pieńkowski był źle widziany politycznie. Nie do pomyslenia zaś było, żeby kto inny mógł zostać dyrektorem. Jak nim Pieńkowski wreszcie został, był już bardzo chory. Pamiętam taką konferencję w Spale, na którą przyjechał ze Związku Radzieckiego Fock. Myśmy zabiegali o to, żeby premier Cyrankiewicz przyjął delegację fizyków radzieckich, a Focka prosiliśmy, żeby nakłaniał Cyrankiewicza do decyzji o utworzeniu Instytutu Fizyki w Akademii.

JK — Czy na Hożej odczuwano nacisk sytuacji politycznej okresu stalinowskiego, kiedy często o sprawach naukowych decydowały pozanaukowe względy?

LS — Nie, ale trzeba było bardzo świadomie tym naciskom zapobiegać. Z tego powodu zajmowałem się najdziwniejszymi rzeczami. Byłem np. członkiem Rady Naukowej Instytutu Filozofii i Socjologii. Siadywałem razem z Adamem Schaffem i Tadeuszem Kotarbińskim na różnych posiedzeniach. Byłem członkiem Rady Redakcyjnej *Zeszytów Filozoficznych*, pisywałem do *Nowych Dróg* — po to żeby zapobiegać ukazywaniu się różnych artykułów o reakcyjnej nauce Einsteina itp. Wtedy o fizyce pisywali filozofowie. Z takimi ludźmi jak Schaff, Jerzy J. Wiatr, Zygmunt Bauman można się było porozumieć i trzeba powiedzieć, że ataki polityczne to był u nas jednak margines życia naukowego. Zdarzały się różne prace maniakalne, kwestionujące np. zasadę zachowania energii — z pozycji marksistowskich, ale to też margines.

JK — A co było w ogóle pierwszą bezpośrednią przyczyną Pana zainteresowania się fizyką i podjęcia takich studiów?

LS — To jest bardzo prosta sprawa. Będąc w gimnazjum miałem zdecydowaną predylekcję do nauki, ale jeszcze nie wiedziałem czy to koniecznie musi być fizyka. Na Hożej odbywały się wówczas odczyty Polskiego Towarzystwa Fizycznego, tzw. wielkopostne, na które pierwszy raz poszedłem jako uczeń VI klasy gimnazjum (odpowiednik II licealnej).

IB-B — To tradycja odczytów PTF tak daleko sięga?

LS — Instytut na Hożej powstał w 1921 r. i tam były te wielkopostne odczyty, zawsze z tematyki współczesnej, z ładnymi doświadczeniami. Wykładali tacy ludzie jak Werstein, Pieńkowski, Białobrzeski, Wolfke. Te odczyty decydowały o moim wyborze studiów. Bardzo emocjonalną rzeczą było dla mnie, że jeszcze w 1939 r. zdążyłem jeszcze sam wygłosić taki referat na temat — do dziś pamiętam — zasady zachowania energii w mikroskali.

IB-B — Neutrino?

LS — Neutrino nie było jeszcze eksperymentalnie wykryte. Była już teoria rozpadu beta, ale sprawa nie była jeszcze wcale przesądzona jednoznacznie eksperymentalnie. Hipoteza neutrino wydawała się czymś niesłychanie *ad hoc*. Wprowadzono cząstkę, która niesie

energię i pęd i w ogóle jest nie do wykrycia, a może głęboko przeniknąć. Wtedy nie było właściwie żadnej nadziei, że to będzie wykryte.

JK — Pauli podobno wypowiedział się w jednym ze swoich artykułów z wyrzutem w stosunku do samego siebie, że zrobił eksperymentatorom wielki kawał wymyślając coś, co nigdy nie da się zweryfikować doświadczalnie.

LS — Mówiłem o hipotezie neutrinowej, ale kończyłem to pewnym znakiem zapytania. Oczywiście naruszenie zasady zachowania energii naruszałoby wszystko. W 1936 czy 1937 ukazała się praca Schencklanda, fizyka amerykańskiego, która kwestionowała zachowanie pędu w zjawisku Comptona. Była to praca całkowicie błędna, ale na świecie ukazało się potem chyba z 50 prac dla jej sprostowania. Wszyscy się na to rzucili, m. in. my w Warszawie też. Budowaliśmy ze Starkiewiczem aparaturę dla sprawdzenia, czy rzeczywiście efekt Schencklanda jest prawdziwy. Gdyby był prawdziwy, to zasada zachowania energii byłaby złamana. Sprawa więc była otwarta eksperymentalnie.

JK — Interesuje mnie przedwojenna koncepcja organizacji badań.

LS — Realizowało się koncepcję szefa.

JK — Centralnego sterowania nie było? Żadnych planów i sprawozdań nie trzeba było robić?

LS — Profesor codziennie obchodził wszystkie pracownie i wszystkim się interesował ale nie pisało się sprawozdań z tego, co się zrobiło. Profesor był dla nas tym, który organizował, tworzył, pobudzał, ale dyskusje naprawdę naukowe to miałem z młodszymi ludźmi, z pośredniej hierarchii, takimi, którzy dziś pewnie byłiby docentami. Konkretnie mogę tu wymienić dwie osoby. W pierwszym okresie, gdy robiłem optykę, był to Aleksander Jabłoński. W tym okresie wywarł on właściwie największy wpływ na ukształtowanie mojej sylwetki naukowej. Potem był Sołtan.

JK — Czy Sołtan był dużo starszy?

LS — Czternaście lat, a Jabłoński trzynaście. Oni zaczęli pracować w latach 20., a ja w 30.

Profesor to było coś bardzo dalekiego. Jeśli się miało naprawdę problem naukowy, to się dyskutowało ze starszym kolegą. Z profesorem zaś, to trochę jak z papieżem; z nim się nie rozmawia, jego się słucha.

MB — No a teraz, czy to się bardzo zmieniło?

JK — Za naszych czasów nie było już tak wielkiego dystansu.

LS — Ja już dość dawno, powiedzmy w ciągu ostatniego dziesięciolecia, straciłem kontakt z ludźmi robiącymi pracę magisterską czy zaczynającymi doktorat, ale z grupą ludzi bardziej zaawansowanych mam dobry kontakt, bez żadnych skrępowań.

IB-B — Jak wyglądał profesor w oczach społeczeństwa przed wojną i dziś?

JK — Wydaje się, że ze względu na obecną masowość zjawiska, musiała nastąpić naturalna deprecjacja.

MB — To może być bardziej złożone zjawisko.

LS — Kiedyś było bardzo niewiele profesorów i to była bardzo wysoka pozycja, również i finansowa. Jak ja zacząłem pracować, to stosunek dochodów profesora do dochodów asystenta był jak 10:1. Poza tym, profesor uniwersytetu w Polsce i w Europie (inaczej może

było w Stanach Zjednoczonych), to była zawsze wysoka pozycja społeczna. Wydaje mi się, że w Polsce Ludowej przez pierwsze 25 lat w ogóle pozycja pracownika nauki miała duży prestiż społeczny. Natomiast w ostatnich latach jest bardzo gwałtowny tego spadek. Słuszny, czy niesłuszny, nie będziemy tu dyskutować. Przyszedł okres podważania autorytetów wszędzie, rozczarowań, uznawania pewnych osiągnięć za pozorne i rozciągania tego na naukę. To odczuwam dość wyraźnie.

MB — Są różne badania socjologiczne na ten temat, chodzi mi jednak o spojrzenie „ze środka”.

LS — Niestety, człowiekowi przybywa lat, a jak przybywa lat to coraz mniejszą wagę przywiązuje do spraw prestiżowych. Naprawdę, przestaje przywiązywać wagę do różnych rzeczy, które kiedyś wydawały mi się niesłychanie ważne. Dochodzi do tego, że opinia własna zaczyna odgrywać większą rolę niż zewnętrzna. Człowiek zdaje sobie sprawę, że coś zrobił albo że czegoś nie osiągnął. Przychodzi moment, kiedy człowiek sam sobie zadaje pytanie, co ja zrobiłem. Nie bardzo chce oglądać się na opinię cudzą, tylko szuka samooceny.

Młody człowiek, gdy zaczyna działać, nie ma granic ambicji. Potem przychodzi moment w życiu, że zaczyna sobie zdawać sprawę ze swoich możliwości i ograniczeń. Wie, że już nie wszystko jest dla niego możliwe. A potem przychodzi ten moment, kiedy ogląda się wstecz i zastanawia czy w granicach swoich możliwości coś uzyskał, czy nie. Ale to są sprawy wykraczające całkowicie poza temat dzisiejszej rozmowy.

JK — Mnie się wydaje, że samoocena jest niesłychanie ważna i sprawą podstawową jest samozadowolenie lub nie. Niemniej jednak człowiek działa w jakiejś społeczności, w jakimś środowisku, człowiek nauki — w środowisku nauki. Pan Profesor tyle działał w środowisku fizyków. Przybywało coraz to nowych, młodych, wychował Pan wielu ludzi i teraz chyba nikomu, kto przeszedł tak długą drogę, nie będzie całkiem obojętne jak to środowisko, to wąskie środowisko, a nie całe społeczeństwo, z którym bezpośrednio miał kontakt, z którym współpracował, które wychowywał, jak go ocenia.

LS — To wszystko, o czym teraz mówimy, to już jest oddzielna rzecz, ale to środowisko zawodowe, w każdej dziedzinie twórczej, nauce, nigdy nie ocenia człowieka według jego przeszłych zasług. Jeśli w danej chwili, na dziś, człowiek nie ma nic do powiedzenia, to jest to stary nudziarz i młodzi ludzie chcą jak najprędzej zapomnieć o nim.

JK — Nie, absolutnie się z tym nie zgadzam.

IB-B — Chodzi chyba o to, aby w miarę upływu czasu robić rzeczy, które pasują do wieku.

LS — Ale fizyka jest zawsze młoda, fizyka się nie starzeje.

IB-B — Panie Profesorze, nie będę prawil uprzejmości, ale np. z przyjemnością wysłuchałem Pana referatu o stałych uniwersalnych.

IB-B — Chodzi o to, aby robić nie więcej niż można robić dobrze.

MB — To jest także sprawa autorytetu. Są w fizyce chyba też nazwiska...

IB-B — Ja zrozumiałem poprzednią wypowiedź w ten sposób, że jeśli nie pracuje się już czynnie, oznacza to wyłączenie się z funkcji ogólniejszych. Ale przecież można dostarczać innym ogólnego spojrzenia na rzeczy, które są lepiej widoczne z szerszej perspektywy niż z perspektywy młodego człowieka. Fizyka, to jest ogromny gmach i mnóstwo tam jest

rzeczy do zrobienia i ktoś jest potrzebny, żeby wyznaczał kierunek, a ktoś inny jest potrzebny do pracy laboratoryjnej na co dzień. Ważne jest żeby wyważyć te proporcje, żeby robić te rzeczy, które się robi lepiej.

LS — Z tą czynną pracą naukową nie ma ogólnych reguł. Dam Państwu bardzo jaszkawy przykład. Jak wspomniałem, dość blisko znam Motta. Mott został dyrektorem Cavendish Laboratory w końcu lat 50., w wieku pięćdziesięciu kilku lat. Powiedział mi wtedy: „jak człowiek skończy 55 lat, to nie powinien zajmować się czynnie nauką. To jest czas, żeby organizować. Ja teraz niesłychanie entuzjazmuję się tym co się dzieje w Cavendish” — oni wtedy dostali kilka Nagród Nobla za biofizykę, Watson, Crick itd. — „ale ja sam, to już nie ma sensu, żebym udawał, że robię naukę”. Po czym sam zrobił coś, za co dostał Nagrodę Nobla — taki miał temperament. To jest sprawa witalności człowieka. Może być człowiek już „wypalony” w wieku 50 lat i może być człowiek całkiem aktywny w wieku 80 lat. Natomiast twierdzę, że w nauce jest bardzo trudno tylko dyskutować przeszłość, dlatego że jest to dziedzina, która nie ma zamkniętych dzieł, jak np. dzieła literackie. To jest dziedzina, która się wciąż rozwija. Wciąż przychodzą nowi ludzie. Dla tych studentów czy doktorantów, którzy przychodzą na seminaria, fakt, że ktoś jest profesorem i autorem ważnych prac sprzed 30 lat nie ma znaczenia. Taki człowiek jest im właściwie do niczego niepotrzebny.

IB-B — Nie, jest jeszcze coś takiego nieuchwytnego, co nazwałbym klasą. Jeśli ktoś ma klasę i jeśli napisał książkę ważną na jakiś temat nawet 30 lat temu to jest moim zdaniem ceniony.

LS — Jest bardzo mało prac, które się czyta po 20 latach. Mój kolega, Jerzy Pniewski, twierdzi, że kryterium wartości fizyka jest to czy po 15 latach warto jeszcze czytać jego prace. Ale naprawdę nie jest dużo takich prac. *Iliadę* można czytać po 2000 lat, ale nikt nie czyta w oryginale prac klasyków fizyki, chyba że ktoś zajmuje się historią. Ja nie mówię o tych niebotycznych szczytach, które się zdarzają raz czy dwa na stulecia. Mówię tu o ludziach, którzy są naukowcami czy nawet uczonymi, jakich jest w tej chwili na świecie tysiące. Książka Diraca (książka zresztą rzadko jest głównym dziełem fizyka) jest jakimś dziełem sztuki.

IB-B — Podobnie mówi się o pracach Feynmana.

LS — Wielkość Feynmana polega na tym, że na przestrzeni ostatnich 30 lat zrobił szereg prac, które się nie zestarzały, które wchodzi do kanonu fizyki, której każdy student dziś się uczy.

IB-B — Ehrenfest np. był niewątpliwie wielkim fizykiem. Popelniał jednak samobójstwo podobno z tego powodu, że nie zrobił tego co sądził, że będzie mógł zrobić. A to był człowiek wielkiej klasy.

LS — Jest legenda, że Hemingway dlatego popelniał samobójstwo, że stracił twórcze spojrzenie. To jest rzecz, przed którą każdy człowiek, który pracuje w takiej dziedzinie jak nauka, staje w pewnym momencie. Są ludzie, którzy się z tym godzą, potrafią zejść z areny w sposób godny, są inni, którzy są tak żywotni, że walczą do ostatka, a są też tacy, którzy nie potrafią tego zrozumieć i w ten sposób psują to, co kiedyś zrobili dobrze. Nie chcę tu robić osobistych wynurzeń, ale w pewnym wieku widzi się to bardzo wyraźnie. Młody człowiek wchodzący w sferę jakiejś działalności nie ma jeszcze kryteriów samooceny. Dla niego ocena środowiska jest rzeczą decydującą, bo on nie ma innych kryte-

riów. A gdy się jest raczej u końca drogi niż na początku, gdy zgromadziło się pewien zasób doświadczeń, to wtedy ta samoocena zaczyna działać. Oczywiście są też ludzie mający pewne słabostki charakteru — pragną orderów czy okłasków. Pewnym testem dojrzałości jednak jest właśnie to, że samoocena zaczyna działać.

MB — A poczucie niezależności?

IB-B — Z tym się wiąże też poczucie własnej wartości.

JK — Różnie z tym może być. Może być tak, że człowiek z wiekiem chce mieć święty spokój, brak mu energii, nie chce się w nic mieszać.

MB — Ale też z wiekiem można mieć większe poczucie niezależności. Czy osiągnięcia naukowe, mierzone normalną miarą, dają większą możliwość wpływania na sprawy publiczne? To się wiąże z prestiżem u sprawujących władzę.

LS — Oczywiście, prestiż daje pewnego rodzaju immunitet, pewną nietykalność.

IB-B — Gdyby ktoś np. z polskich fizyków otrzymał Nagrodę Nobla, to niewątpliwie miałby bardzo wiele do powiedzenia w sferze spraw publicznych.

LS — Tak. Prestiż zdobyty w jakiejś dziedzinie, niekoniecznie nauce, na pewno ma znaczenie.

JK — Do pewnych granic.

LS — Oczywiście. Na pewno człowiek z autorytetem może sobie na więcej pozwolić, szczególnie jeśli ten autorytet sięga poza granice kraju.

MB — Na koniec zapytam czy charakter jest ważny u uczonego. Czy wybitnemu umysłowi musi towarzyszyć prawy charakter?

LS — Wiemy z doświadczenia, że nie zawsze tak bywa. Chcielibyśmy by tak było. Tutaj powtórzę jeszcze, że bardzo potrzebna jest zdolność i skłonność do samooceny. Ona przychodzi z wiekiem, ale warto się starać wyrobić ją sobie wcześniej, zanim sama przyjdzie. To wiem na pewno.

NOWOŚCI NAUKOWE

*Halina Abramowicz*Instytut Fizyki Doświadczalnej
Uniwersytet Warszawski
Warszawa**Gluony****Gluons**

Abstract: The properties of gluons, fundamental constituents of hadrons, are hard to study since gluons do interact only strongly. It is possible though to extract information on gluons from hard scattering processes, where they take part directly in the interaction. A review of methods used to measure the gluonic structure function of hadrons is presented, including those which lead to information about the gluonic structure of short lived particles.

1. Wstęp

Jednym z podstawowych zagadnień fizyki cząstek elementarnych jest badanie struktury hadronów — cząstek silnie oddziałujących. Uplęło już prawie dwadzieścia lat od czasu kiedy Gell-Mann zaproponował model kwarkowy hadronów [1]. Istnieje wiele pośrednich faktów świadczących o słuszności tego modelu, w którym zakłada się, że hadrony zbudowane są z partonów o ułamkowym ładunku i połówkowym spinie [2]. Wraz z rozwojem podstaw fenomenologicznych modelu rozpoczęły się próby teoretycznego opisu dynamiki oddziaływań hadronów. Zaproponowaną teorią pola oddziaływań silnych była chromodynamika kwantowa [3], w której oddziaływanie między kwarkami zachodzi poprzez wymianę wektorowych bozonów-gluonów. Gluony te (nazwa pochodzi od ang. *glue* — klej) „sklejają” kwarki, pozwalając tym samym utworzyć stan hadronowy [4]. Obecnie jest to już dobrze ugruntowana teoria oddziaływań silnych, a większość danych doświadczalnych potwierdza jej słuszność w obszarze tzw. zderzeń twardych, tj. zderzeń zachodzących z dużym przekazem pędu, gdzie następuje oddziaływanie bezpośrednio już partonów-kwarków i gluonów.

Najwięcej wiadomo na temat struktury nukleonu, gdyż stosunkowo łatwo jest zbudować tarczę zawierającą nukleony, które następnie sonduje się metodą rozpraszania wysokoenergetycznych cząstek punktowych — leptonów. Istnieją również próby wyznaczania funkcji struktury pionów i kaonów w procesie produkcji par leptonowych przez mechanizm

Drella-Yana (anihilacja pary kwark-antykwar i produkcja pary lepton-antylepton). Stosunkowo najmniej wiadomo na temat gluonów i ich rozkładu wewnątrz hadronów. Gluony jako cząstki neutralne, silnie oddziałujące nie uczestniczą w procesach słabych czy też elektromagnetycznych, których dynamikę dobrze opisuje zunifikowana teoria oddziaływań słabych i elektromagnetycznych Weinberga i Salama [5].

Istnieją dane doświadczalne świadczące o przejawianiu się istnienia gluonów w oddziaływaniach cząstek elementarnych, są one jednak trudne do zinterpretowania, gdyż sama dynamika oddziaływań silnych nie jest znana, w szczególności nie są znane tzw. funkcje fragmentacji kwarków i gluonów, pozwalające przejść od własności cząstek produkowanych w wyniku fragmentacji do własności obiektów fragmentujących. Coraz więcej uwagi poświęca się więc próbom wydobycia informacji na temat rozkładu gluonów wewnątrz hadronów przez analizę takich procesów, które zachodzą w wyniku udziału gluonów w oddziaływaniu. I tak np. gluony są odpowiedzialne za łamanie skalowania funkcji struktury hadronów (tzn. za tzw. ewolucję funkcji struktury) w miarę zmniejszania się skali oddziaływania opisywanego przez równanie Altarelliego i Parisiego [6]. Istnieją modele produkcji ciężkich kwarków w oddziaływaniach leptonów z hadronami w wyniku łączenia się gluonu i fotonu [7] (patrz rozdz. 4). Wreszcie produkcja ciężkich kwarków przez łączenie się gluonu z gluonem (patrz rozdz. 5) w oddziaływaniu dwóch hadronów może rozszerzyć zakres cząstek elementarnych, dla których można wyznaczyć gluonowe funkcje struktury [8]. Artykuł ten poświęcony jest omówieniu metod wyznaczania rozkładu gluonów wewnątrz hadronów oraz najnowszych wyników doświadczalnych.

2. Ewolucja funkcji struktury

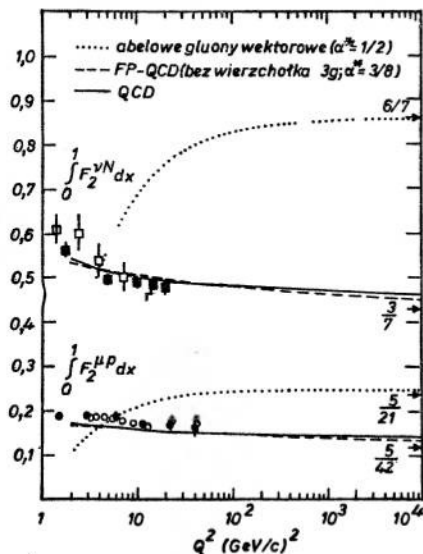
Rozkład pędowy kwarków i antykwarków uczestniczących w oddziaływaniu jest opisywany przez funkcję struktury F_2 . W modelu partonowym funkcja F_2 nukleonu wyraża się wzorem

$$F_2^{em} = \sum_i e_i^2 x [q_i(x) + \bar{q}_i(x)]$$

dla oddziaływań elektromagnetycznych, w których kwarki sprzęgają się z fotonem poprzez swój ładunek elektryczny, a wzorem

$$F_2^{em} = \sum_{ij} 2x [q_i(x) + \bar{q}_i(x)]$$

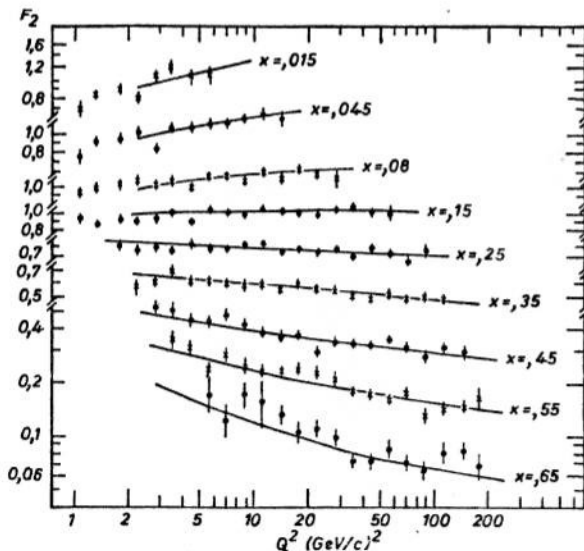
dla oddziaływań słabych, które sprzęgają się do izospinu partonów. We wzorach tych x jest częścią całkowitego pędu nukleonu niesioną przez parton, a $q_i(x)$ — prawdopodobieństwem znalezienia w nukleonie partonu typu i o ułamku pędu x . Funkcję F_2 można mierzyć w procesach głęboko nieelastycznego rozpraszania leptonów na nukleonie. Całkowity pęd niesiony przez partony (całka z F_2) wynosi ok. 50% i zgodnie z przewidywaniami chromodynamiki kwantowej zmienia się ze zmianą Q^2 — kwadratu przekazu czteropędu do nukleonu (rys. 1). Dokładne pomiary tej funkcji dla różnych wartości Q^2 i dla ustalonej wartości x istotnie wskazują, że następuje łamanie skalowania, tzn. że liczba kwarków o pędzie xp (p — pęd nukleonu) zmienia się ze zmianą skali badanego obszaru nukleonu



Rys. 1. Zależność całki z funkcji struktury F_2 mierzonej w oddziaływaniach νN i μN od Q^2 , porównana z przewidywaniami różnych teorii pola. Na rysunku zaznaczone są przewidywane asymptotyczne wartości tych całek

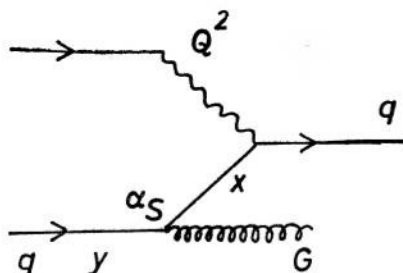
(rys. 2). Efekt ten, nazywany ewolucją funkcji struktury, zgodny jest z przewidywaniami chromodynamiki kwantowej, w ramach której równanie opisujące zachowanie się funkcji F_2 ze zmianą Q^2 , tzw. równanie Altarelliego-Parisiego, ma postać

$$Q^2 \frac{\partial}{\partial Q^2} \left\{ \frac{F_2(x, Q^2)}{x} \right\} = P_{qq} \otimes \frac{F_2(x, Q^2)}{x} + 2fP_{qg} \otimes \frac{G(x, Q^2)}{x}, \quad (1)$$



Rys. 2. Zależność funkcji F_2 od Q^2 dla różnych obszarów x , mierzona w głęboko nieelastycznych oddziaływaniach ν z nukleonami. Liniami ciągłymi przedstawione są przewidywania QCD dla łamania skalowania

gdzie f jest liczbą zapachów uczestniczących w procesie ewolucji, $P_{ij} = P_{ij}(\alpha_s, z)$ jest rozkładem, który w przybliżeniu dużych Q^2 (wiodącego logarytmu) można interpretować jako prawdopodobieństwo, że parton j (kwark bądź gluon) o pędzie y wyemituje parton o pędzie $x = zy$ (rys. 3). Rozkład ten zależy nie tylko od stosunku pędu pierwotnego partonu do pędu wyemitowanego partonu, ale również od stałej sprzężenia α_s , której



Rys. 3. Schematyczne przedstawienie procesu wypromieniowania kwarka przez kwark z emisją gluonu. Wartość zależy od Q^2 . Rozkłady te wynikają z samej teorii, a operacja \otimes oznacza spłót dwóch funkcji zdefiniowany jako

$$A(x) \otimes B(x) = \int_x^1 \frac{dy}{y} A(y) B\left(\frac{x}{y}\right).$$

Wielkość $G(x, Q^2)$ jest gluonową funkcją struktury nukleonu. W przybliżeniu wiodącego logarytmu zachodzą następujące związki:

$$P_{ij}(z, \alpha_s) = \frac{\alpha_s}{2\pi} P_{ij}^{(1)}(z),$$

$$\alpha_s(Q^2) = \frac{12\pi}{(33 - 2f) \log\left(\frac{Q^2}{\Lambda^2}\right)},$$

gdzie Λ jest skalą oddziaływań silnych.

Analogiczne równanie obowiązuje dla rozkładu pędowego każdego kwarka bądź antykwarka, natomiast równaniem sprzężonym do równania (1) jest równanie opisujące ewolucję gluonów

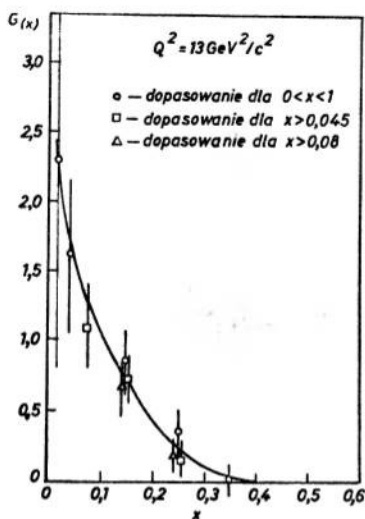
$$Q^2 \frac{\partial}{\partial Q^2} \left\{ \frac{G(x, Q^2)}{x} \right\} = P_{gg} \otimes \frac{G(x, Q^2)}{x} + \frac{1}{2f} P_{gq} \otimes \frac{F_2(x, Q^2)}{x}. \quad (2)$$

Formalnie, jeżeli tylko znana jest funkcja $F_2(x)$ w pewnym obszarze Q^2 , istnieje możliwość rozwiązania tych równań.

Istnieją dwa podejścia do rozwiązywania równania Altarelliego i Parisiego. Pierwszą metodę zaproponowali Baulieu i Kounas [9]. Polega ona na rozwiązywaniu równania ewolucji F_2 przy ustalonym $Q^2 = Q_0^2$, wtedy

$$\frac{G(x, Q_0^2)}{x} = \frac{2\pi}{\alpha_s} \frac{1}{2f} P_{gg}^{(1)-1} \otimes \left[\frac{\partial}{\partial Q^2} \frac{F_2(x, Q^2)}{x} \right]_{Q_0^2} - \frac{\alpha_s}{2\pi} P_{gq}^{(1)} \otimes \frac{F_2(x, Q^2)}{x}.$$

Wystarczy więc znać funkcję struktury $F_2(x)$ oraz jej pochodną dla określonego Q_0^2 , aby móc wyznaczyć rozkład pędowy gluonów przy tej wartości Q_0^2 . Wartość parametru Λ wyznacza się z ewolucji niesingletowej funkcji struktury, która to ewolucja nie zależy od rozkładu gluonów. Zaletą tej metody jest możliwość wyznaczenia wartości funkcji $G(x)$ w ograniczonym obszarze x_0 , jeśli tylko znana jest funkcja $F_2(x)$ w obszarze $x_0 < x \leq 1$. Formalnie pozwala to wyznaczyć $G(x)$ niezależnie dla każdej wartości x . Wystarczy dopasować pewną funkcję analityczną do $F_2(x)$ oraz do wyrażenia w nawiasie i wykonać całkowanie. W praktyce jednak metoda ta okazuje się mało precyzyjna z dwóch powodów: po pierwsze, funkcja $F_2(x)$ jest znana tylko dla kilku wartości x i nie pozwala to wyznaczyć niezależnej parametryzacji dla różnych x ; po drugie, nie jest łatwo wyznaczyć pochodną funkcji F_2 dla określonego Q^2 numerycznie ze względu na niewystarczającą dokładność wyznaczenia F_2 w funkcji Q^2 i należy założyć jakąś postać funkcyjną zależności od Q^2 .



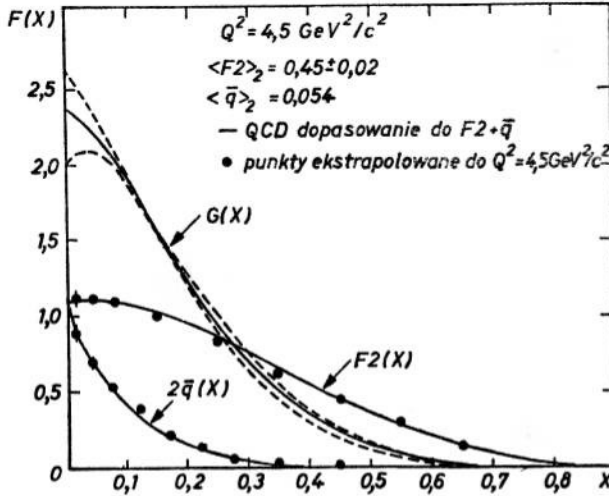
Rys. 4. Rozkład gluonów w nukleonie w funkcji x wyznaczony dla $Q^2 = 13(\text{GeV}/c)^2$ w funkcji różnych obszarów x uwzględnionych w analizie

Metoda ta została zastosowana do pomiarów F_2 otrzymanych przez współpracę laboratoriów CERN—Dortmund—Heidelberg—Saclay (CDHS) w oddziaływaniach głęboko nieelastycznych neutrin i antyneutrin z nukleonami [10]. Uzyskany rozkład gluonów przedstawiony jest na rys. 4 przy $Q^2 = 13 \text{ GeV}^2$. Pęd wynoszony przez gluony uzyskany z tego rozkładu wynosi 0.49 ± 0.12 pędu nukleonu, a średni pęd gluonów wynosi 0.13 ± 0.08 pędu nukleonu.

Druga metoda, oparta również na rozwiązywaniu równania Altarelliego i Parisiego została zaproponowana przez M. Burnetta. Polega ona na dopasowaniu kształtu funkcji $F_2(x, Q^2)$ i $G(x, Q^2)$ dla ustalonego Q^2 , tak by w wyniku ewolucji zgodnej z równaniami (1) i (2) otrzymać jak najlepszą zgodność z pomiarami funkcji $F_2(x, Q^2)$. Metoda ta pozwala traktować parametr Λ jako parametr swobodny dopasowania. Niewątpliwą zaletą tej metody jest możliwość wykorzystania całego obszaru przestrzeni fazowej, bądź też wykluczenia z procedury dopasowania tych obszarów w x i Q^2 , w których na skutek efek-

tów kinematycznych (progowych), bądź dynamicznych (efekty koherentne typu *higher twist*), obserwuje się zależność funkcji F_2 od Q^2 nie związaną z przewidywaniami QCD. Okazuje się jednak, że silna korelacja między rozkładem gluonów a wartością parametru Λ wprowadza duży błąd systematyczny dla parametru rozkładu gluonów. Jeżeli jednak w procedurze dopasowania uwzględni się dodatkowe więzy wynikające z ewolucji kwarków morza, która bardzo silnie ogranicza parametry rozkładu gluonów, to problem korelacji wspomnianej wyżej znika.

Procedura ta została zastosowana do wyznaczenia rozkładu gluonów z danych współpracy CDHS. Uzyskany rozkład gluonów [11], porównany z rozkładem kwarków i antykwarków przedstawiony jest na rys. 5. Pęd niesiony przez gluony wynosi 0.55 ± 0.11 pędu



Rys. 5. Rozkład gluonów w nukleonie dla $Q^2 = 4,5$ (GeV/c)² uzyskany z danych CDHS, porównany z rozkładem funkcji $F_2(x)$ i kwarków z morza

nukleonu, a średni pęd gluonów wynosi 0.16 ± 0.012 przy $Q^2 = 5$ (GeV)². Warto zwrócić uwagę, że przy tej wartości Q^2 kwarki unoszą 45% pędu nukleonu, widać więc, że obraz ten jest zgodny z twierdzeniem, że gluony są odpowiedzialne za łamanie skalowania funkcji struktury. Obie zatem metody zastosowane do tych samych danych dają spójny obraz własności gluonów wewnątrz nukleonu. Warto również wspomnieć, że wstawienie do równań Altarelliego i Parisiego funkcji rozkładu P_{ij} przewidywanych w teoriach abelowych, nie daje wyników spójnych z opisem ewolucji niesingletowej funkcji struktury (zależnej tylko od kwarków walencyjnych) w ramach tych samych teorii [12].

3. Ewolucja momentów funkcji struktury

Momenty funkcji struktury F_2 , zdefiniowane jako

$$M_n(Q^2) = \int_0^1 z^{n-1} F_2(z, Q^2) dz,$$

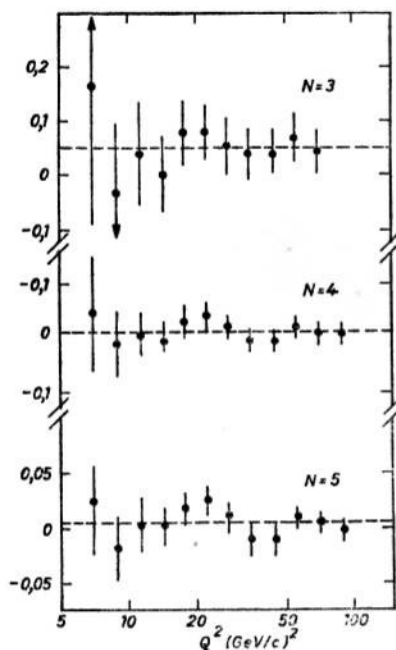
również podlegają ewolucji w wyniku łamania skalowania. Równanie opisujące ewolucję n -tego momentu dane jest wzorem

$$M_n(Q^2) = \{(1 - A_n)e^{-d_+^n s} + A_n e^{-d_-^n s}\} M_n(Q_0^2) + \{B_n e^{-d_+^n s} - B_n e^{-d_-^n s}\} G_n(Q_0^2), \quad (3)$$

gdzie $s = \ln[\ln(Q^2/\Lambda^2)/\ln(Q_0^2/\Lambda^2)]$, a $G_n(Q^2)$ jest n -tym momentem rozkładu gluonów zdefiniowanym analogicznie jak $M_n(Q^2)$; wielkości A_n, B_n, d_{\pm}^n obliczane są z chromodynamiki kwantowej. Z równania (3) można wyznaczyć $G_n(Q^2)$, jeśli tylko znana jest wartość $M_n(Q^2)$ dla dwóch wartości Q^2 :

$$G_n(Q_0^2) = [M_n(Q^2) - C_n(Q^2, Q_0^2, \Lambda) M_n(Q_0^2)] / D_n(Q^2, Q_0^2, \Lambda), \quad (4)$$

gdzie C_n i D_n wyrażają się przez A_n, B_n, d_{\pm}^n . Ponieważ lewa strona równania (4) nie zależy od Q^2 , wartość prawej strony też nie powinna zależeć od Q^2 , jeśli tylko równanie (3) jest spełnione przez momenty funkcji struktury F_2 i G . Metoda ta pozwala również wyznaczyć

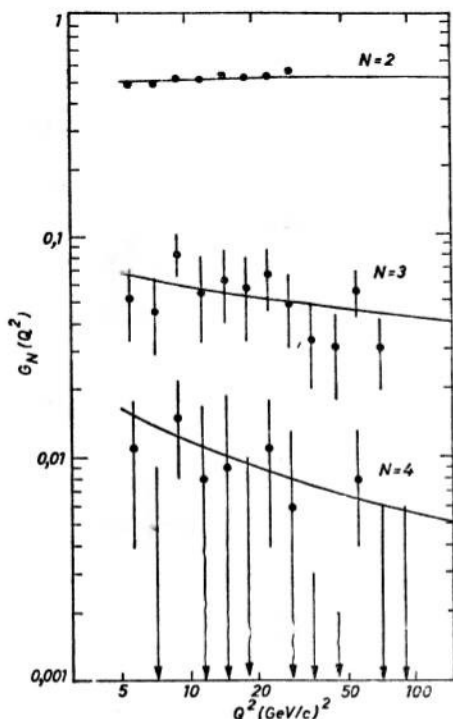


Rys. 6. Zależność prawej strony równania (4) od Q^2 dla różnych momentów funkcji struktury

parametr Λ z ewolucji momentów $G_n(Q^2)$, a tym samym sprawdzić zgodność uzyskanych wyników. Metodę tę zaproponowali Duke, Owens i Roberts[13] i zastosowali ją do istniejących danych współpracy CDHS. Na rys. 6 przedstawiona jest wartość $G_n(Q^2)$ dla różnych n i dla różnych Q^2 . Widać istotnie, że $G_n(Q^2)$ nie zależy od tego, przy jakiej wartości Q^2 wyznaczy się moment funkcji F_2 . Na rys. 7 pokazana jest ewolucja momentów $G_n(Q^2)$ porównana z przewidywaniami teorii przy użyciu tego samego parametru, co przy wyzna-

czaniu tych momentów. Średni pęd gluonów wyznaczony tą metodą wynosi 0,13 przy $Q^2 = 5 \text{ (GeV/c)}^2$ i 0,09 przy $Q^2 = 50 \text{ (GeV/c)}^2$, zgodnie z oczekiwaniem, że rozkład gluonów ulega zwężeniu w wyniku ewolucji.

Otrzymana przez autorów wartość parametru Λ , przy której uzyskują pełną zgodność wyników, wynosząca 0,46 GeV/c, jest większa niż wartość otrzymana przy rozwiązywaniu równania Altarelliego i Parisiego, która wynosi około 0,20–0,30 GeV/c. Jest to znany efekt, że wartość parametru Λ wyznaczana z analizy momentów jest zawsze większa niż przy dopasowaniu równań ewolucji (2) bezpośrednio do danych. Jednym z powodów



Rys. 7. Zależność różnych momentów gluonowej funkcji struktury nukleonu od Q^2 uzyskana metodą analizy ewolucji momentów

może być fakt, że wartość momentów jest przede wszystkim czuła na obszar x bliski 1 szczególnie dla wyższych momentów (duże n). Jednocześnie jest to obszar największego wkładu efektów koherentnych wprowadzających potęgową zależność od Q^2 (a więc silniejszą niż logarytmiczna przewidywana przez teorię). Oczywiście ze wzrostem wartości Q^2 efekty te zanikają, ale ze względu na akceptację aparatury nie ma danych dotyczących wartości funkcji struktury przy małych wartościach x , dla których z kolei $F_2(x)$ jest duże. Problem ten jest jednym z powodów, dla których metody analizy momentów nie są bardzo popularne. Próbę obejścia problemu związanego z niepewnościami w wyznaczaniu momentów funkcji struktury zaproponowali Roberts, Wosiek i Zalewski [14]. Metoda ta

polega na analizie ewolucji tzw. momentów Bernsteina funkcji struktury zdefiniowanych następująco:

$$B_{mn} = \int_0^1 dx W_{mn}(x) F_2(x, Q^2),$$

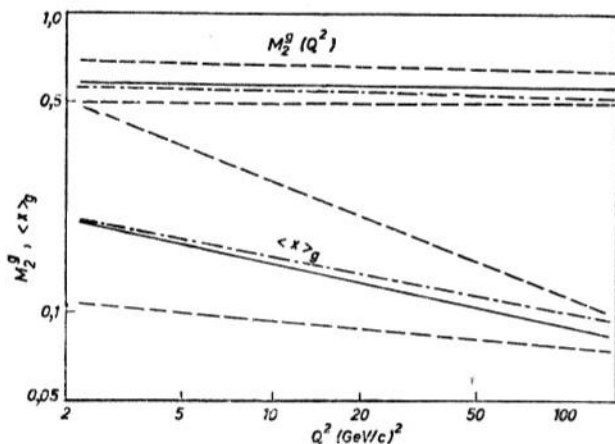
gdzie $W_{mn} = \frac{(m+n+1)}{m! n!} x^n (1-x)^m$ jest wielomianem Bernsteina.

Wielomiany Bernsteina stanowią funkcję wążącą dla funkcji struktury, pozwalającą wybrać obszar x , w którym funkcja F_2 jest dobrze wyznaczona doświadczalnie. Wybrany obszar x wyznacza wartości m i n ; i tak np. dla $m+n = 8$ średnia wartość $x_m = \int_0^1 x W_{mn} dx$ zmienia się od $x = 0,1$ dla $m = 8$ do $x = 0,9$ dla $m = 0$. Oznacza to, że

$$B_{mn}(Q^2) = \langle F_2(Q^2) \rangle_{x=x_m}$$

Ewolucja momentów Bernsteina wyznaczona jest przez ewolucję kombinacji liniowej momentów $M_n(Q^2)$, a współczynnikami tej kombinacji są czynniki kombinatoryczne C_j wynikające z rozwinięcia wielomianów Bernsteina

$$B_{mn}(Q^2) = \sum_j C_j \left[A_j^+ \left(\log \frac{Q^2}{\Lambda^2} \right)^{d_j^+} + A_j^- \left(\log \frac{Q^2}{\Lambda^2} \right)^{d_j^-} \right]. \quad (5)$$



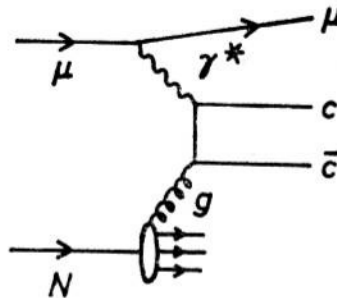
Rys. 8. Zależność od Q^2 momentów gluonowej funkcji struktury nukleonu (krzywe ciągłe z obszarem niepewności zaznaczonym krzywymi przerywanymi) uzyskanych metodą ewolucji wielomianów Bernsteina, porównana z wynikami uzyskanymi metodą bezpośredniego dopasowania przewidywań QCD w całym dostępnym obszarze przestrzeni fazowej

Dopasowanie postaci (5) do wyznaczonych momentów Bernsteina pozwala wyznaczyć współczynniki $A_j^{+(-)}$, a stąd otrzymuje się ewolucję M_n i G_n , jak w poprzedniej metodzie. Istotną wadą tej metody jest trudność w poprawnym uwzględnieniu propagacji błędów. Wyniki uzyskane tą metodą [10] przy wartości $\Lambda = 0,3 \text{ GeV}/c$ przedstawione są na rys. 8.

Biorąc pod uwagę, że liczba momentów możliwych do wyznaczenia jest ograniczona, trudno jest przejść bezpośrednio do rozkładu gluonów. Jeżeli natomiast założymy, że rozkład gluonów jest w przybliżeniu opisywany funkcją postaci $(1-x)^2$, to drugi i trzeci moment wystarczają do wyznaczenia parametru γ . Wyniki uzyskane metodami opisywanymi w tym rozdziale dają podobne wartości parametru γ , który zmienia się od wartości 5 przy $Q^2 = 5 \text{ (GeV/c)}^2$ do wartości 15 przy $Q^2 = 50 \text{ (GeV/c)}^2$. Są to wartości zgodne również z wartościami uzyskanymi przy podobnej parametryzacji rozkładu gluonów uzyskanego metodami opisywanymi w poprzednim rozdziale.

4. Proces łączenia się gluonu z fotonem

Procesy produkcji układów ciężkich kwarków stanowią dobry test opisu twardych procesów przez chromodynamikę kwantową, gdyż produkcja kwarków o dużej masie oznacza na ogół, że oddziaływanie zaszło w małej skali. Jednym z mechanizmów produkcji



Rys. 9. Schematyczne przedstawienie procesu łączenia się gluonu z fotonem

cząstek J/ψ w procesie fotoprodukcji może być łączenie się gluonu z fotonem. W przypadku oddziaływań μ z nukleonem proces ten został przedstawiony na rys. 9. Przekrój czynny na ten proces wyraża się przez rozkład gluonów wewnątrz nukleonu wzorem

$$\sigma_{J/\psi} = \frac{1}{F} \int_{x_m}^{x_M} dx G(x) \hat{\sigma}(xs),$$

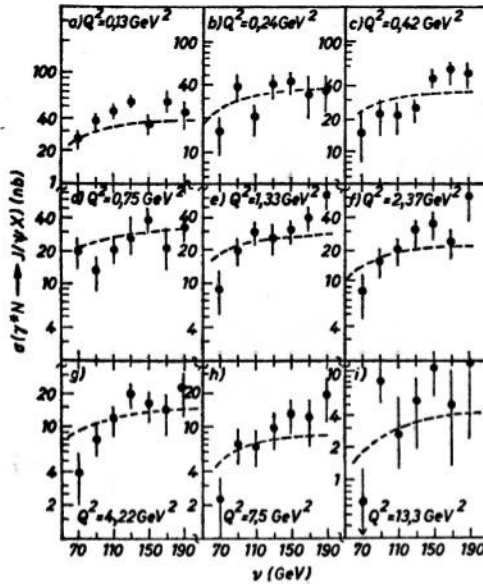
gdzie $\frac{1}{F}$ jest liczbą stanów powabnych istniejących poniżej progu na produkcję jawnego powabu, x_m i x_M są to granice kinematyczne zależne od masy kwarka powabnego m_c i masy cząstki powabnej D, m_D , oraz od energii dostępnej w układzie środka masy s

$$x_m = \frac{4m_c^2}{s}, \quad x_M = \frac{4m_D^2}{s}.$$

Wielkość $\hat{\sigma}$ jest przekrojem czynnym na produkcję pary $\bar{c}c$ kwarków powabnych w oddziaływaniu fotonu z gluonem. Gdyby proces łączenia się fotonu z gluonem był mechanizmem odpowiedzialnym za produkcję J/ψ , to z istniejących danych można by wyznaczyć kształt gluonów wewnątrz nukleonu dopasowując model do danych doświadczalnych.

Procedura ta została zastosowana do danych Europejskiej Współpracy Mionowej — EMC [15] dotyczących produkcji J/ψ w oddziaływaniach μ^+ z żelazem przy energii padającego μ równej 250 GeV. Dopasowanie zostało przeprowadzone dla zależności przekroju czynnego od energii fotonu wirtualnego i dla różnych wartości Q^2 — przekazu cztero-pędu od mionu do nukleonu. Rozkład gluonów $G(x)$ został założony w postaci

$$G(x) \sim (1-x)^7.$$



Rys. 10. Wynik dopasowania modelu łączenia się gluonu z fotonem do przekroju czynnego na produkcję J/ψ w oddziaływaniu mionów z nukleonami

Pozostałe parametry swobodne to parametry Λ , F i m_c — masa kwarka powabnego. Dobre dopasowanie otrzymuje się dla $m_c = 1,5$ GeV i $\gamma = 5,3 \pm 0,2$ (rys. 10). A więc znów otrzymany wynik jest zgodny w wynikami uzyskanymi metodami mniej obciążonymi założeniami modelowymi.

5. Proces łączenia się gluonu z gluonem

Jednym z proponowanych mechanizmów produkcji J/ψ w oddziaływaniach hadronów z hadronami jest łączenie się gluonu z gluonem. Odpowiedni graf przedstawiony jest na rys. 11a. Proces ten jest konkurencyjny względem procesu anihilacji kwarków (rys. 11b). Przekrój czynny na produkcję J/ψ jest sumą wkładu obu mechanizmów

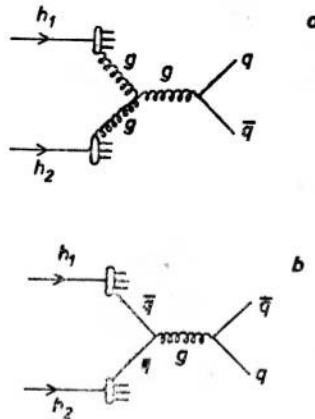
$$\frac{d\sigma}{dx} = \eta_g \frac{d\sigma}{dx_{gg}} + \eta_q \frac{d\sigma}{dx_{qq}},$$

gdzie η_g i η_q stanowią procentowy wkład odpowiednio mechanizmu łączenia się gluonu z gluonem oraz anihilacji pary kwark-antykwar. Różniczkowy przekrój czynny na pro-

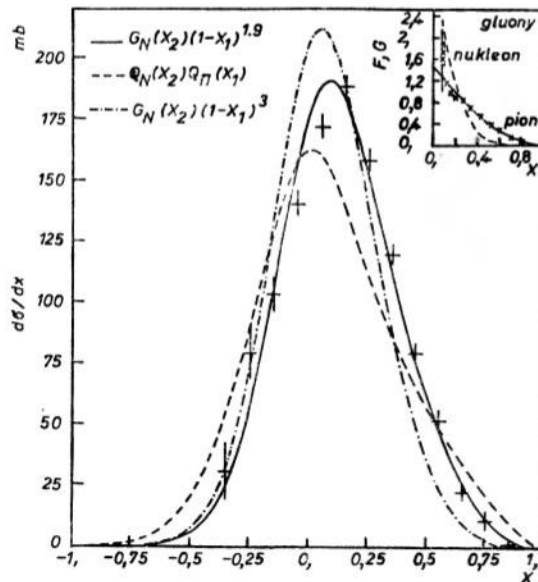
dukcję J/ψ w procesie fuzji gluonu z gluonem wyraża się przez rozkłady gluonów $G_{h_1}(x_1)$ i $G_{h_2}(x_2)$ w obu hadronach uczestniczących w oddziaływaniu

$$\frac{d\sigma}{dx_{gg}} = \frac{4\pi^2}{M_{J/\psi}^2} \frac{g_{\psi gg}^2}{4\pi} \frac{G_{h_1}(x_1) \cdot G_{h_2}(x_2)}{(x_1 + x_2)},$$

gdzie $g_{\psi gg}^2$ jest stałą sprzężenia J/ψ do dwóch gluonów, a x_{gg} oznacza stosunek pędu J/ψ do maksymalnego pędu dostępnego w układzie środka masy. Widać więc, że przy założeniu znajomości rozkładu gluonów wewnątrz nukleonu, można próbować wyznaczyć rozkład gluonów w innych hadronach w procesie produkcji J/ψ w wyniku oddziaływania tych



Rys. 11. Schematyczne przedstawienie procesu łączenia się: a) gluonu z gluonem, b) kwarka z kwarkiem



Rys. 12. Wynik dopasowania modelu łączenia się gluonu z gluonem do rozkładu J/ψ otrzymanego w oddziaływaniach pionów z nukleonami. Wykres w prawym górnym rogu przedstawia gluonową funkcję struktury pionu (linia ciągła) i nukleonu (linia przerywana)

hadronów z nukleonami. Metoda ta została zastosowana po raz pierwszy do reakcji π^- nukleon $\rightarrow J/\psi + \dots$ przy energii padającego π równej 190 GeV [16]. Najlepszy opis rozkładu pędowego J/ψ uzyskuje się przyjmując $G_\pi(x) \sim (1-x)^{1.9}$ (rys. 12). Okazuje się jednak, że dane nie są wystarczająco dokładne, by można było ustalić wkład procesu łączenia się gluonu z gluonem do produkcji J/ψ ; tym samym nie można wyznaczyć tą metodą procentu pędu pionu niesionego przez gluony. Niemniej jednak wiadomo, że proces anihilacji pary kwark-antykwarik nie wystarcza do opisu obserwowanego rozkładu produkcji J/ψ . Autorzy pracy [14] twierdzą również, że bardziej stromy rozkład gluonów nie opisywałby dobrze danych; fakt o tyle ciekawy, że rozważania wymiarowe, tzw. *counting rules* [18], przewidują rozkład typu $(1-x)^3$. Te same rozważania zastosowane do nukleonu dają dobrą zgodność z wyznaczonym rozkładem gluonów. Do analogicznych wniosków doszli autorzy pracy [17], którzy dysponując większą statystyką, wyznaczyli również ułamek pędu pionu niesiony przez gluony. Wynosi on 49% pędu pionu, natomiast współczynnik otrzymany w podobnym obszarze energii co wynik cytowany powyżej wynosi $2,38 \pm \pm 0,6 \pm 0,1$ (pierwszy z podanych błędów jest pochodzenia statystycznego, drugi — systematycznego).

6. Podsumowanie

Istniejące dane dotyczące twardych zderzeń leptonów i hadronów z hadronami pozwalają wyznaczyć własności rozkładu gluonów wewnątrz hadronów. Różne metody dają podobne wyniki w przypadku badania struktury nukleonu. Stwarza to nadzieję rozszerzenia zakresu poznawanych struktur hadronów. Pozostają jednak wątpliwości związane z faktem, że różne metody są czułe na różne obszary rozkładu gluonów, w szczególności różne metody dają różniące się wartości parametru związanego ze skalą chromodynamiki kwantowej.

Dość obiecująca wydaje się metoda wyznaczenia rozkładu gluonów w procesie łączenia się gluonów z gluonami. Pozwala ona wyznaczyć własności struktury takich hadronów, których ze względu na krótki czas życia nie można badać w procesach głęboko nieelastycznego rozpraszania leptonów na hadronach. Pozostaje jeszcze wiele do zrobienia w dziedzinie badania własności gluonów. Własności rozkładu gluonów mogą się okazać bardzo istotne w zrozumieniu dynamiki procesów miękkich w silnych oddziaływaniach.

Literatura

- [1] M. Gell Mann, *Phys. Lett.* **8**, 214 (1964).
- [2] W. Gajewski, M. Świącki, *Postępy Fizyki* **27**, 323 (1976); F. E. Close, CERN 76-20.
- [3] G. 't Hooft, *Postępy Fizyki* **34**, 19 (1983); J. C. Taylor, CERN 83-05.
- [4] W. Królikowski, *Postępy Fizyki* **30**, 307 (1979).
- [5] A. Szymacha, *Postępy Fizyki* **27**, 117 (1976).
- [6] G. Altarelli, G. Parisi, *Nucl. Phys.* **B126**, 298 (1977).
- [7] D. W. Duke, J. F. Owens, *Phys. Rev.* **D23**, 1671 (1981); T. Weiler, *Phys. Rev. Lett.* **44**, 3048 (1980).
- [8] C. E. Carlson, R. Suaya, *Phys. Rev.* **D18**, 760 (1978).

- [9] L. Baulieu, C. Kounas, *Nucl. Phys.* **B155**, 429 (1979).
- [10] W. Wiślicki, praca magisterska IFD-UW, 1982.
- [11] H. Abramowicz et al., *Z. Phys.* **C12**, 289 (1982).
- [12] H. Abramowicz et al., *Z. Phys.* **C13**, 199 (1982).
- [13] D. W. Duke, J. B. Owens, R. G. Roberts, CERN-TH-3095.
- [14] R. G. Roberts, J. Wosiek, K. Zalewski, nie publikowane.
- [15] J. J. Auber et al., *Nucl. Phys.* **B213**, 1 (1983).
- [16] J. G. McEwen et al., *Phys. Lett.* **B121**, 198 (1983).
- [17] J. Badier et al., *Z. Phys.* **C20**, 101 (1983).
- [18] S. J. Brodsky, G. R. Farrar, *Phys. Rev. Lett.* **31**, 1153 (1973); G. R. Farrar, *Nucl. Phys.* **B77**, 429 (1974); R. Blankenbecler, S. J. Brodsky, *Phys. Rev.* **D10**, 2973 (1974); M. B. Einhorn, S. D. Ellis, *Phys. Rev.* **D12**, 2007 (1975).

ZE ZJAZDÓW I KONFERENCJI

Druga Europejska Konferencja Fizyki Atomowej i Cząsteczkowej

Z inicjatywy Sekcji Fizyki Atomowej i Cząsteczkowej Europejskiego Towarzystwa Fizycznego co 4 lata organizowana jest Europejska Konferencja Fizyki Atomowej i Cząsteczkowej. Pierwsza odbyła się w 1981 r. w Heidelbergu a druga, omawiana poniżej, w dniach od 15 do 19 kwietnia 1985 r. w Amsterdamie. Przewodniczącym 28-osobowego Międzynarodowego Komitetu Organizacyjnego był prof. M. J. van der Wiel z Amsterdamu, Polskę reprezentował w tym Komitecie prof. W. Kołos z Warszawy.

Konferencja odbywała się na terenie Wolnego Uniwersytetu w Amsterdamie. W uroczystości otwarcia słowa powitania między innymi wygłosił prof. P. J. D. Drenth — rektor Uniwersytetu. Powiedział on, że Uniwersytet został założony w 1880 r. i obecnie studiuje w nim 30000 studentów pod kierunkiem 250 profesorów. Idea Wolnego Uniwersytetu polega na tym, że jest on wolny od wszelkiej dominacji, a studenci niezależnie od koloru skóry, religii czy poglądów politycznych mają równe prawa.

W Konferencji uczestniczyło ponad 700 osób. Na zasadzie równego prawa do prezentacji wyników swojej pracy, wszystkie zgłoszone komunikaty zostały przyjęte. Odbyły się 4 sesje plakatowe, na których przedstawiono łącznie 434 prace. Wygłoszono 5 jednogodzinnych wykładów plenarnych i 35 wykładów 45-minutowych, które podzielono między dwie równoległe sesje. Ponadto 10 komunikatów z prac własnych przedstawiono ustnie w trzech krótkich sesjach pod hasłem „Hot Topics”. Tematy 20-minutowych wystąpień na tych sesjach dotyczyły takich zagadnień, jak np. „Korelacje kątowe pochodzących ze zderzeń $Li^+ + He$ elektronów autojonizacji i ich zależności czasowe”, „Wzbudzenie oscylacyjno-rotacyjne w zderzeniach $Na_1 + X$ ” czy „Wymuszone echo fotonowe w zastosowaniu do analizy kątowej elastycznych i nieelastycznych procesów zderzeniowych”. Każdy z wymienionych komunikatów jest z innej sesji, co nie oznacza, że te sesje były monotematyczne. W moim odczuciu naprawdę gorące tematy w fizyce atomowej i cząsteczkowej zaprezentowano na dwóch sesjach — sympozjach, z których pierwsza odbyła się pod hasłem „Wielokrotnie naładowane jony”, a druga — „Nowe techniki generowania spójnego promieniowania VUV i XUV”.

Warto zaznaczyć, że prawie wszystkie wykłady były przygotowane w formie przeglądu z ostatnich kilku lat lub w formie informacji o najnowszych osiągnięciach w tematyce reprezentowanej przez wykładowcę. Wyjątek stanowił ślicznie ilustrowany wykład plenarny na temat „Kształtu atomów w zderzeniach”, wygłoszony przez prof. N. Andersena z Uniwersytetu w Kopenhadze. Na tym wykładzie została pokazana dynamika zmiany kształtu chmury elektronowej atomu wzbudzonego, który ulega fluorescencji zderzeniowej. Pozostałe wykłady plenarne to: „Rydbergowskie atomy i cząsteczki: co o nich wiemy obecnie?” — S. Haroche (Francja), „Wychwyty elektronu przez wielokrotnie naładowane jony: stan obecny, perspektywy i zastosowania” — H. Winter (Austria), „Układy klastrowe o własnościach zawartych między własnościami atomu i ciała stałego” — H. Haberland (RFN) i „Ostatnie osiągnięcia teorii zderzeń elektron-atom” — C. J. Joachain (Belgia).

Z zestawienia liczby komunikatów zgłoszonych z różnych działów fizyki atomowej i cząsteczkowej wynika, że najwięcej prac robi się na temat zderzeń jonów z atomami $A^{2+} + B \rightarrow A^+ + B^+$, w których zachodzi wychwyty elektronu. Wydaje się, że w tych pracach prym wiodą ośrodki naukowe z RFN. Na drugim miejscu jest spektroskopia laserowa i oddziaływanie laser-atom (z Polski zgłoszono 3 komunikaty). Trzecie miejsce *ex aequo* zajmują teoria struktury atomu oraz widma cząsteczkowe z obszaru podczerwieni, światła widzialnego i nadfioletu (z Polski były 4 komunikaty). Z dosyć pobieżnego porównania tych danych z danymi z konferencji w Heidelbergu (uczestniczyło w niej ok. 800 osób) wynika np., że liczba komunika-

tów z prac na temat atomów w stanach rydbergowskich zwiększyła się dwukrotnie, a mimo to nadal nie należą one do grupy prac najliczniej reprezentowanych. Liczba komunikatów na temat zderzeń jonów z atomami, z towarzyszącym im wychwytem elektronu, również wzrosła dwukrotnie i zajęły one pierwsze miejsce wśród prac prezentowanych w Amsterdamie.

W programie towarzyszącym wydarzeniem było zaproszenie uczestników Konferencji i osób im towarzyszących przez ministra oświaty i nauki oraz burmistrza i radnych miejskich Amsterdamu na przyjęcie wydane w salach Rijksmuseum. Zwiedzanie Instytutu Fizyki Atomowej i Cząsteczkowej FOM (FOM jest przyjętym przez Holendrów skrótem nazwy Stichting voor Fundamenteel Onderzoek der Materie) także zostało połączone ze spotkaniem towarzyszącym.

Warto dodać, że dzięki stypendiom udzielanym przez komitety organizacyjne obu konferencji, zarówno w Heidelbergu, jak i w Amsterdamie znalazła się kilkunastoosobowa grupa fizyków z Polski. Uczestnictwo w międzynarodowej konferencji i prezentacja własnych wyników obok wyników prac z ośrodków naukowych z całego świata jest czynnikiem stymulującym rozwój pracy naukowej, zatem słowa podziękowania należą się zarówno organizatorom za pokrycie kosztów pobytu, jak i macierzystym instytutom za pokrycie kosztów podróży, bez czego nasz udział w konferencji nie byłby możliwy.

Streszczenia wykładów i komunikatów (wydane przez Wolny Uniwersytet w Amsterdamie pod redakcją A. E. de Vriesa i M. J. van der Wiela) zostały rozdane uczestnikom Konferencji. Publikacji innych materiałów nie przewiduje się.

Aleksandra Kopystyńska

Instytut Fizyki Doświadczalnej
Uniwersytet Warszawski
Warszawa

Przygotowanie nauczycieli do efektywnego wykorzystania środków dydaktycznych — konferencja w Nitrze

Jak podnieść efektywność procesu kształcenia w zakresie fizyki? Jak przygotować do organizowania tego procesu nauczycieli? To pytanie nurtuje nie tylko nasze krajowe środowisko dydaktyków fizyki. Przykładem dobrze zorganizowanych i konsekwentnie prowadzonych badań w tym zakresie może być sytuacja u naszych południowych sąsiadów. O tym, że w Czechosłowacji obserwujemy prężny rozwój dydaktyki fizyki informowałyśmy już na łamach *Postępów Fizyki* 30, z. 4 (1979). Wyrazem tych ciągle utrzymujących się tendencji rozwojowych może być także cykl konferencji DIDFYZ organizowanych przez Wydział Pedagogiczny w Nitrze (1979, 1981, 1983, 1985). Ten sam ośrodek zorganizował w dniach 6—7 czerwca 1985 konferencję na temat przygotowania nauczycieli do efektywnego wykorzystania materialnych środków dydaktycznych¹. Obok organizatorów w konferencji uczestniczyli dydaktycy z Bułgarii, NRD, Polski, Węgier i ZSRR. Prace konferencji poza sesjami plenarnymi toczyły się w 3 sekcjach: 1) teoretyczne problemy kształcenia w zakresie techniki dydaktycznej w szkołach wyższych, 2) przygotowanie programów i modernizacja kształcenia w szkołach wyższych, 3) zagadnienia szczegółowe z zakresu przygotowania nauczycieli do wykorzystania środków dydaktycznych w praktyce. W sumie wygłoszono 43 referaty i komunikaty. Odnotować warto, że część z nich była sprawozdaniami z realizacji programów rządowych z zakresu przygotowania nauczycieli do stosowania środków dydaktycznych oraz przedstawieniem planów badań w tym zakresie na przyszłą pięcioletkę. Niżej podpisane uczestniczyły w pracy sekcji 3. Komunikaty jakie w niej wygłoszono w dużej części dotyczyły efektywnego wspomagania procesu kształcenia przez magnetowidy (J. Budiš, Brno: Rola mikronauczania i wideosymulacji w podniesieniu efektywności procesu kształ-

¹ W literaturze czeskiej wyróżnia się także niematerialne środki dydaktyczne, do których zalicza się m. in. metody nauczania, formy organizacji pracy ucznia, umiejętności nauczyciela itp.

cenia nowych nauczycieli, O. Lepil, Olomuniec: Specyficzne możliwości wykorzystania wideotechniki w laboratorium fizycznym, P. Zaškodny, Ostrawa: Przygotowanie studentów — przyszłych nauczycieli fizyki do wykorzystania techniki dydaktycznej w nauczaniu fizyki). Drugim środkiem dydaktycznym, któremu w tej sesji poświęcono osobny komunikat był mikrokomputer (Ch. Cekov, Sofia: Przygotowanie nauczycieli do wykorzystania mikrokomputera w nauczaniu fizyki). Problem kompleksowego przygotowania nauczycieli w zakresie technologii kształcenia poruszały M. Rakovska z Nitry i B. Pędzisz z WSP w Opolu, natomiast D. Tokar (WSP, Opole) zwróciła uwagę na konieczność planowania zadań dla uczniów jako warunek efektywnego wykorzystania doświadczeń w nauczaniu fizyki. Ponadto, m. in. U. Schreier z Güstrow (NRD) mówiła o środkach nauczania wykorzystywanych w dziale „Elektronika”, realizowanym fakultatywnie w XI i XII klasie, B. Tokar (WSP, Opole) — o możliwości wykorzystania magnetycznego bąka w nauczaniu fizyki, R. Ostrowski (WSP, Kraków) — o roli multimediiów w realizacji zasady pogłębienia.

W 8 referatach plenarnych przedstawione zostały zagadnienia o większym stopniu ogólności. Referatem najbardziej interesującym, ukazującym złożoność dyskutowanej problematyki i jej ważność, był referat Vaclava Kuliča z Pragi: „Psychologiczne aspekty wykorzystania współczesnej techniki dydaktycznej”. Główne tezy referatu były rozwinięciem myśli zawartych w książce V. Kuliča *Clověk — učení — automat* (człowiek — nauczanie — automat), wydanej przez SPN w Pradze w 1984 r. Z zainteresowaniem wysłuchaliśmy także wystąpień kolegów z Węgier, którzy mówili o swoich doświadczeniach w zakresie technologii kształcenia nauczycieli (R. Kozma z Szeged) oraz organizacji pracy Krajowego Centrum Technologii Kształcenia (A. Nadasi z Budapesztu). Wydaje się, że i dydaktycy węgierscy zbierają już owoce swego konsekwentnego działania. Krajowe Centrum Technologii Kształcenia w Veszprém (Węgry), o którego początkach słyszeliśmy w Poznaniu w 1980 r. na IV Międzynarodowej Konferencji Krajów Socjalistycznych „Wyposażenie Szkół w Środki Dydaktyczne”, od tamtego czasu nie tylko umocniło się, potwierdzając w pełni celowość i konieczność istnienia placówki tego typu, ale także proponuje już bogaty zestaw środków i materiałów audiowizualnych. Przekonaliśmy się o tym nie tylko słuchając referatów, lecz także zwiedzając wystawę pomocy naukowych, przygotowaną na okres trwania konferencji w Katedrze Fizyki Wydziału Pedagogicznego w Nitrze. Poza typowymi elementami obudowy dydaktycznej (przezroczca, foliogramy, filmy), Węgrzy oferują nagrania magnetowidowe (np. pokazy do wykładu fizyki jądrowej, pojęcie siły w szkole ośmioletniej, eksperyment z laserem, Forum 1980 — problemy nauczania fizyki w szkole ośmioletniej, Girep '81 — podniesienie kwalifikacji pedagogów-fizyków). Warto nadmienić, że mają je na czym odtwarzać, jako że są producentami dobrej klasy magnetowidów. W zakresie produkcji sprzętu technicznego dla szkół znacznie wyprzedzili nas także Czechosłowacy. Na wystawie można było zobaczyć mikrokomputer Alfa. Stanowi on wyposażenie szkół w Czechosłowacji, a również jest produkowany na eksport. Jednocześnie centralny ośrodek w Pradze przyjął na siebie obowiązek opracowywania i weryfikacji programów komputerowych przeznaczonych dla szkół. Pomysłowo opracowane materiały audiowizualne były uzupełnieniem prezentowanych na wystawie środków audiowizualnych. Warto także wymienić pomoce naukowe produkowane przez wytwórnę pomocy naukowych w Bańskiej Bystrzycy:

— stół powietrzny spełniający rolę przezroczca do rzutnika pisma Meotar², służy do modelowania podstawowych założeń teorii kinetyczno-molekularnej budowy ciał. Przy jego użyciu można sprawnie modelować, uzyskując estetyczne, barwne efekty, takie zjawiska jak ciśnienie gazu na ścianki naczynia, dyfuzję, parowanie, zależność ciśnienia gazu od jego objętości i temperatury;

— zestaw do modelowania podstawowych zjawisk cząsteczkowych w cieczy (menisk, przyleganie, zwilżanie).

Poza zwiedzaniem wystawy organizatorzy konferencji zaproponowali uczestnikom zwiedzenie pomieszczeń dydaktycznych Wydziału Pedagogicznego w Nitrze i tym samym stworzyli możliwość porównania postulowanego stanu ich wyposażenia z istniejącym. Przypada mi do głowy, że to porównanie mogło gospodarzom przysporzyć satysfakcji. W pełni uzbrojone (wyposażone w TV, MTV oraz egzaminatory) pomieszczenia dydaktyczne pozwalają na codzień wykorzystywać w procesie kształcenia to, o czym mówiono podczas obrad konferencji.

² W naszym kraju, w niektórych uczelniach, np. WSP w Opolu, urządzenie takie istnieje na prawach prototypu od kilkunastu lat.

Zgodnie ze swoim zwyczajem koledzy czechosłowaccy zorganizowali także wielce sympatyczne spotkanie uczestników konferencji na wieczorku towarzyskim.

Na zakończenie należy podkreślić, że konferencja ta, tak zresztą jak i inne, w których dotychczas uczestniczyliśmy, cieszyła się dużym zainteresowaniem odpowiednich ministerstw oraz władz Uczelni i Miasta, na ręce przedstawicieli których przekazane też zostały wnioski z konferencji, opracowane przez specjalnie do tego celu powołany zespół.

B. Pędzisz, D. Tokar

Wyższa Szkoła Pedagogiczna
Opole

ERRATA

W zeszycie 1 (1986) na str. 97 wydrukowano błędnie tytuł recenzji: „W. Thirring: **Fizyka matematyczna. Klasyczna teoria pola**. Tom 2, z języka niemieckiego tłumaczył S. Bazański, PWN, Warszawa 1985, s. 230, nakład 5000 egz., cena 160.— zł.” Recenzja ta dotyczy tomu 1 i tytuł powinien brzmieć:

„W. Thirring: **Fizyka matematyczna. Klasyczne układy dynamiczne**. Tom 1, z języka niemieckiego tłumaczył P. Kielanowski, PWN, Warszawa 1985, s. 240, nakład 5000 egz., cena 160.— zł.”

Na str. 98³⁹ zamiast „drugiego tomu” powinno być „pierwszego tomu”.

Za powyższe błędy bardzo przepraszamy naszych Czytelników i Autora recenzji prof. Arkadiusza Jadczyka, jak również Tłumacza tomu drugiego — dra hab. Stanisława Bazańskiego.

Redakcja

RECENZJE

W. Thirring: *Fizyka matematyczna. Klasyczna teoria pola*. Tom 2, z języka niemieckiego tłumaczył S. Bazański, PWN, Warszawa 1985, s. 230, nakład 5000 egz., cena zł 160.—

Czterotomowy kurs fizyki matematycznej Thirringa cieszy się dość dobrą opinią wśród fizyków matematycznych na całym świecie. Po pierwsze zawiera całe mnóstwo cennego materiału dydaktycznego. Po drugie, zmusza do zapoznania się z nowoczesnym aparatem matematycznym i ułatwia orientację w gąszczu trudnych pojęć. Po trzecie, poruszając wiele ważnych i trudnych problemów skłania do myślenia. Obok powyższych zalet kurs ten ma też swoje wady. W czterech tomach: 1) *Klasyczne układy dynamiczne*, 2) *Klasyczna teoria pola*, 3) *Mechanika kwantowa atomów i cząstek*, 4) *Mechanika kwantowa wielkich układów*, skoncentrowana jest, w niewielkiej objętości, spora część współczesnej fizyki teoretycznej. Wykład operuje często skrótami myślowymi i pojęciowymi. Nie nadaje się absolutnie do samodzielnego studiowania bez sięgania do innych monografii i podręczników. Może być pomocą w wykładzie, ale nie może zastąpić wykładu. Autor operuje żargonem fizyków matematycznych. Kto wie „o co chodzi”, ten odniesie korzyść, ale kto styka się z daną problematyką po raz pierwszy, ten albo nie zrozumie, albo pomyśli, że tak być musi, albo zrozumie opacznie.

Specyfika kursu Thirringa stawiała więc przed tłumaczem niełatwe zadanie. Wiele sformułowań oryginału, które mogły budzić wątpliwości u czytelnika, można było w tłumaczeniu poprawić. Można i trzeba było zamieścić dodatkowe komentarze tłumacza lub redakcji. Niestety, nie tylko że nic z tych rzeczy nie zostało zrobione, to co gorzej, tłumaczenie wniosło dodatkowe nieścisłości, niejasności, mylące sformułowania. Są to wszystko rzeczy do poprawienia w drugim wydaniu (mam nadzieję, że kiedyś nastąpi), ale też i Wydawnictwo powinno starannie wydać następne tomy serii. Nie jest zadaniem recenzenta wyręczać tłumacza, ale pozwolę sobie przytoczyć nieco przykładów:

22¹: j. (jest) „pochodną Df można uważać ponownie za funkcję, a mianowicie jako odwzorowanie w transformacji liniowej”, p. b. (powinno być) „w zbiór transformacji liniowych”

22^{1a}: j. „zbioru otwartego $V \dots$ należącego do M ”, p. b. „zawartego w M ”

24⁹: j. „Można więc macierze $n \times n$ utożsamiać z R^{n^2} i przyjąć ich strukturę jako rozmaitości”, p. b. „można więc zbiór macierzy $n \times n$ utożsamiać z R^{n^2} i nadać mu strukturę rozmaitości”

26^{1a}: j. „rozmaitość $M \dots$ jest podprzestrzenią R^n , nie musi koniecznie być podrozmaitością R^n .” p. b. „jest podprzestrzenią przestrzeni R^n , nie musi koniecznie być podrozmaitością rozmaitości R^n .”

26^{1b}: j. „skonstruowaliśmy podrozmaitość R^n ”, p. b. „skonstruowaliśmy podrozmaitość rozmaitości R^n ” — tego typu błędy tłumaczenia są nagminne. Są wynikiem pominięcia przez tłumacza różnic gramatycznych języków niemieckiego i polskiego (niemieckie *von* i angielskie *of* nie mają polskiego odpowiednika).

26⁴: j. „Obecnie możemy uogólnić pojęcie odwzorowania różniczkowalnego zbiorów otwartych w R^n na rozmaitość”, p. b. „... na przypadek rozmaitości”

27¹: błąd tłumaczenia jak w 26¹⁰, j. „gdy dla wszystkich map atlasu M_1 oraz M_2 odpowiednie obcięcie...”, p. b. „map atlasów rozmaitości M_1 oraz M_2 odpowiednie obcięcie odwzorowania...”

27²: j. „typu C^p ”, p. b. „klasy C^p ”

27³: j. „takie funkcje oznaczamy przez $C^p(M_1)$ ”. Powinno być „zbiór takich funkcji oznaczamy przez $C^p(M_1)$.”

27⁴: j. „Dla funkcji f , która nigdzie nie znika”, p. b. „dla funkcji f z $C^p(M_1)$, która nigdzie nie znika”.

28¹⁰: j. „topologiczne pojęcie homeomorfizmu można zawęzić na rozmaitościach”, p. b. „można zawęzić przy rozpatrywaniu rozmaitości”

28²: j. „Istnieją struktury rozmaitości na skomplikowanych przestrzeniach topologicznych, które w ogóle nie są dyfeomorficzne”, jeśli ktoś wie o co chodzi, ten zrozumie, ale jeśli nie...; p. b. „istnieją skomplikowane

przestrzenie topologiczne, które dopuszczają kilka niedyfeomorficznych struktur rozmierności". Warto zauważyć, że Autor ma tu rację tylko częściowo. Nie trzeba szukać „skomplikowanych” struktur, wystarczy wziąć siedmiowymiarową sferę, lub choćby R^4 .

32¹⁴: j. „pojęcie niezależne od transformacji liniowych”, p. b. „niezmiennicze względem transformacji liniowych”

32¹⁸: j. „pewnej mapy”, p. b. „każdej mapy”

34¹⁰: j. „W przestrzeni M nie istnieje żaden wyróżniony układ współrzędnych i dlatego w $T_q(M)$ nie istnieje żadna wyróżniona baza (z tego powodu nie można również zdefiniować iloczynu skalarnego)”. Błada czytelnikowi, który nie wie o co chodzi. Powinno być: „W M nie jest na ogół wyróżniony żaden układ współrzędnych i podobnie w $T_q(M)$ nie ma na ogół wyróżnionej bazy (z tego powodu nie ma kanonicznego iloczynu skalarnego)”

35⁴: j. „gdyż przestrzeń styczna”, p. b. „gdyż wektory przestrzeni stycznej”, lub lepiej „gdyż współrzędne wektorów przestrzeni stycznej”

35₁₀: podpis w diagramie, j. „utożsamienie kanoniczne”, p. b. „włożenie kanoniczne”

83⁴: j. „Dyfeomorfizmy niezmiennicze ze względu na dwufর্মę”, p. b. „Dyfeomorfizmy, względem których dwuforma ta jest niezmiennicza”

Jest to tylko kilka uchybień z rozdziału pierwszego. Część pochodzi od Autora, część od Tłumacza, niektóre są wynikiem „współpracy” Tłumacza z Autorem — tam gdzie Autor wyraził się niejasno, tam Tłumacz się jeszcze dołożył. Na szczególną uwagę zasługuje Rozdział 6: „Struktura przestrzeni i czasu”. Rozdział napisany jest „wyjątkowo specyficznje”. Choć niejednokrotnie wykladałem materiał zawarty w tym rozdziale — to rozumiem jedynie niewielką część tekstu. Tu właśnie Tłumacz miał największe pole do popisu. Ale niestety ... Kilka przykładów:

225¹⁰: j. „Jest to jednak zgodne ze strukturą, gdzie pewne kierunki są wyróżnione. Matematycznie wyraża się to przez odpowiednie potraktowanie M_0 ”, niejasne i niezgrabne.

226₁₃: j. „Metryka (6.1,4) będzie tylko wtedy niepodważalna...” co to jest „niepodważalna” metryka?

227⁶: j. „Na powierzchni Ziemi kierunek prostopadły jest bardziej szczególny niż kierunki poziome” — zdanie to nadaje się do rubryki „Humor z zeszytów szkolnych”

227¹¹: j. „Ponieważ energia kinetyczna i potencjalna zależą od długości wektorów, ...”. Powinno być „zależą jedynie od długości wektorów (a nie od ich kierunku)”

227₅: j. „Jeśli mamy dwa punkty, to pytania czy są one w różnych miejscach...”. Powinno być „dwa zdania,,

231¹⁸: j. „istnieje lorentzowsko przekształcone równanie l' z końcami w...”, co tu ma końce? Równanie?

232₆: j. „Sytuacja dotycząca dostępu czasowego pomiędzy dwoma wydarzeniami jest podobna”, p. b. „odstępu czasowego pomiędzy dwoma zdarzeniami...”

232⁷: j. „pomiędzy czasem $t' = 0$ ”, p. b. „pomiędzy chwilą $t' = 0$ ”

Podsumowując, podkreślić muszę raz jeszcze: kurs fizyki matematycznej Thirringa nadaje się tylko dla wtajemniczonych, można go ewentualnie studiować pod opieką „mistrza”. Czytany, lub co gorzej, studiowany samodzielnie może przynieść nawet duże szkody. Przypominają mi się tutaj niektóre pozycje literatury ezoterycznej ... Redakcja i tłumaczenie drugiego tomu są niedłale. PWN powinno dołożyć starań, aby następne tomy były lepsze. A powinny być znacznie lepsze, jeśli mają z pożytkiem służyć polskim czytelnikom.

Arkadiusz Jadczyk

Instytut Fizyki Teoretycznej
Uniwersytet Wrocławski
Wrocław

A. A. Piński: *Zadania z fizyki*. Z języka rosyjskiego tłumaczyła Helena Ratomska, PWN, Warszawa 1984, s. 304, nakład 15 000 egz., cena zł 160.—

Recenzowany zbiór zadań stanowi uzupełnienie kursu fizyki napisanego przez B. M. Jaworskiego i A. A. Pińskiego pt. *Elementy fizyki* (t. 1 — PWN, Warszawa 1977 i 1979, t. 2 — PWN, Warszawa 1976

i jest do tego kursu ściśle dopasowany, co należy uznać za jego zaletę (choć *Elementy fizyki* uważam za książkę małowartościową).

Książka w swym założeniu jest przeznaczona dla uczniów starszych klas licealnych oraz dla kandydatów na studia. W zasadzie może ona być również wykorzystywana przez studentów kierunków nauczycielskich. Składa się ona z następujących części: Przedmowa, Kilka rad praktycznych, Zadania, Rozwiązania, Odpowiedzi i wskazówki, Tablice.

Niewątpliwymi zaletami książki są: dość dobre „pokrycie” zadaniami materiału zawartego w *Elementach fizyki*, zwrócenie uwagi na „technikę” rozwiązywania zadań oraz zamieszczenie odpowiedzi lub rozwiązań dużej części zadań, co umożliwi czytelnikowi samodzielną pracę z możliwością kontrolowania swych postępów. Niewielkie tablice zamieszczone na końcu książki ułatwiają odszukanie niezbędnych danych. Zaletą jest też zróżnicowanie stopnia trudności zadań: od prostych wprawek do problemów naprawdę trudnych. W stosunku do wielu innych książek recenzowany zbiór wyróżnia się większą porcją zadań z działów, które zazwyczaj są reprezentowane w znikomym stopniu (np.: elementy teorii względności, fizyka kwantowa, fizyka statystyczna, fizyka ciała stałego, fizyka atomowa, fizyka jądrowa).

Jeżeli chodzi o stopień ciekawości zadań, to sprawa nie jest prosta. Książka bowiem zawiera (przede wszystkim w działach tradycyjnych) wiele zadań znanych z innych opracowań. Kto te problemy zna, temu książka wyda się mało ciekawa. Jeżeli zaś problemy te są czytelnikowi nieznanne, będzie on uważał książkę za oryginalną.

Do zdecydowanych wad książki należy zaliczyć stosunkowo dużą liczbę błędów merytorycznych. Z tego względu należy zachować dużą ostrożność i krytycyzm przy korzystaniu z niej. Oto parę przykładów wybranych na chybił trafił:

1) Zad. 5.13: Rozwiązanie podane z grubym błędem — pominięto siłą oporu proporcjonalną do przyspieszenia. Współczynnik proporcjonalności między tą siłą a przyspieszeniem nosi nazwę *masy związanej*. Masy związanej przy niejednostajnym ruchu ciała w ośrodku pomijać nie można (zob. *Encyklopedia Fizyki PWN* — hasło: masa związana).

2) Zad. 10.7 i 10.8: Opuszczono istotne założenie, że podczas zderzenia nie ma przekazu momentu pędu. Założenie, że zderzenie dysków jest idealnie sprężyste, jest niewystarczające.

3) Zad. 20.14, 20.15 i 20.16: Typ sił Bravais nie wyznacza jednoznacznie liczby atomów w komórce elementarnej.

4) Zad. 15.8: Błąd w rozwiązaniu.

5) Zad. 21.8 i 21.9: Nie podano kąta zwilżania, a przecież wynik od tej wielkości zależy. W zad. 21.9 jest dodatkowo błąd w rozwiązaniu.

Do wad książki należy też używanie przez Autora terminów, których praktycznie nikt nie używa, takich jak np. *pętla Nesterowa* (zad. 3.11) lub *ławka Żukowskiego* (zad. 14.19). Terminów takich nie ma jednak zbyt wiele.

Tłumaczenie książki jest dobre. Znalazłem tylko parę drobnych błędów.

Waldemar Gorzkowski

Instytut Fizyki PAN
Warszawa

KRONIKA

PTF

XXVII pokazy z fizyki w Lublinie

W dniach 10—14 czerwca 1985 r. Oddział Lubelski PTF i Instytut Fizyki UMCS zorganizowały kolejne pokazy z fizyki. Ta tradycyjna impreza ośrodka lubelskiego cieszy się wielką popularnością wśród młodzieży szkolnej. Obecne, 27. już pokazy obejrzało 5600 osób. W programie tych pokazów były eksperymenty ilustrujące różne zjawiska i efekty dotyczące sił bezwładności, niskich temperatur, elektryczności w atmosferze, interferencji światła, widzenia barw i ich składania oraz pokaz przedstawiający możliwości zastosowania mikrokomputerów w dydaktyce i innych dziedzinach. Organizacją 27 pokazów kierował dr Zdzisław Łojewski.

Józef Pomorski

Portugalia w CERN-ie

W czerwcu 1985 Rada CERN-u jednomyślnie uchwaliła przyjęcie Portugalii do tej organizacji. Obecnie do CERN-u należy 14 państw: Austria, Belgia, Dania, Francja, Grecja, Hiszpania, Holandia, Norwegia, Portugalia, Republika Federalna Niemiec, Szwajcaria, Szwecja, Wielka Brytania i Włochy. Status obserwatorów mają: Jugosławia, Polska i Turcja.

CERN Courier 25, No 7 (1985)

B. W.

EPS

Japońskie Towarzystwo Fizyczne w EPS

Japońskie Towarzystwo Fizyczne zostało członkiem współpracującym (collaborating society) Europejskiego Towarzystwa Fizycznego. Członkowie

JTF mogą zostać przyjęci jako członkowie kategorii 4d do EPS. Ponadto członkowie JTF mogą na tych samych zasadach co członkowie indywidualni EPS zgłaszać prace i brać udział w konferencjach organizowanych przez EPS. Na zasadzie wzajemności, członkowie indywidualni EPS korzystają ze zniżek takich samych jak dla członków JTF w opłatach konferencji organizowanych przez JTF i w prenumeracie *Journal of the Physical Society of Japan*.

Europhys. News 16, No 9 (1985)

B. W.

Wykładowca EPS 1985/6

Wykładowcą EPS w roku akademickim 1985/6. jest prof. H. Haken z Uniwersytetu w Stuttgarcie. W okresie 20. X—7. XI. 1985 będzie on miał serię wykładów w Finlandii, Szwecji, Danii i Wielkiej Brytanii, a w początku semestru zimowego 1986 — we Francji, Portugalii, Hiszpanii, Włoszech i Izraelu.

Europhys. News 16 No 9 (1985)

B. W.

Jerzy Janik członkiem Norweskiej Akademii Nauk

Jerzy Janik, profesor w Instytucie Fizyki Jądrowej w Krakowie, został wybrany na członka zagranicznego Norweskiej Akademii Nauk w uznaniu jego osiągnięć naukowych w badaniach dynamiki sieci kryształów molekularnych oraz badaniach ciekłych kryształów, a także jego wkładu w rozwinięcie ścisłej współpracy naukowej między ośrodkiem krakowskim a ośrodkami norweskimi. Współpraca ta rozpoczęła się w 1957 r., gdy Janik został delegowany przez ówczesnego Pełnomocnika Rządu ds. Wykorzystania Energii Atomowej ministra Wilhelma Billiga do Institut for Atomenergi (obecnie Institut for Energiteknikk) w Kjeller na kilkumiesięczny staż naukowy. Później, z inicjatywy Janika, wyjeżdżało do Nowegii

kilka osób z IFJ w Krakowie i IBJ w Świerku. W wyniku tego została rozwinięta w Polsce tematyka związana ze strukturą i dynamiką sieci magnetyków badanych neutronami (która jest specjalnością IFA w Kjeller), a w Norwegii — tematyka związana z ciekłymi kryształami (specjalność ośrodka krakowskiego). Od dawna prof. Janik pracuje po parę miesięcy na rok w Kjeller, a wielu fizyków norweskich (z Kjeller, Oslo i Trondheim) bywa regularnie w Polsce. W wyniku tej współpracy powstało już blisko 100 wspólnych publikacji polsko-norweskich.

Andrzej Oleś

Czerenkow członkiem Narodowej Akademii Nauk

Paweł Aleksiejewicz Czerenkow z Instytutu Fizyki im. Lebediewa w Moskwie, laureat Nagrody Nobla 1958, został wybrany na członka zagranicznej amerykańskiej Narodowej Akademii Nauk.

Phys. Today 38, No 9 (1985)

Medal Diraca

Międzynarodowe Centrum Fizyki Teoretycznej w Trieście ufundowało złoty medal P. A. M. Diraca dla uczczenia pamięci tego wielkiego fizyka. Medal nadawany będzie corocznie w dniu urodzin Diraca (8 sierpnia) za najwybitniejsze osiągnięcia w fizyce teoretycznej. Pierwszymi laureatami zostali Jakow Zeldowicz (Instytut Badań Przestrzeni Kosmicznej w Moskwie) i Eduard Witten (Uniwersytet w Princeton).

Komisja w składzie S. Lundqvist, R. Marshak, A. Salam, J. Schwinger, L. van Hove i S. Weinberg nagrodziła Zeldowicza za badania w dziedzinie astrofizyki relatywistycznej, a w szczególności za teorię gwiazd neutronowych i czarnych dziur oraz teorię ewolucji kosmicznej. Witten został nagrodzony za wybitny wkład do kwantowej teorii pola, w szczególności za prace nad możliwymi nowymi rodzajami anomalii.

Phys. Bl. 41, No 9 (1985)

B. W.

Medal Holwecka

Medal Holwecka za r. 1985 otrzymał Denis Jérôme z Uniwersytetu Paris-Sud w Orsay. Wy-

różnienie to jest przyznawane wspólnie przez brytyjski Instytut Fizyki i przez Francuskie Towarzystwo Fizyczne.

Denis Jérôme, który urodził się w 1939 r., rozpoczął badania w dziedzinie fizyki ciała stałego pod kierunkiem prof. A. Abragama. Następnie przez 2 lata pracował w Uniwersytecie Kalifornijskim w La Jolla u Waltera Kohna nad teorią przejść ekscytacyjnych. Po powrocie do Francji stworzył w Orsay grupę zajmującą się zmianami fazowymi w przewodnikach pod wysokim ciśnieniem i w niskiej temperaturze. Między innymi badał zmiany wartościowości metali ziem rzadkich. Czołowym jego osiągnięciem są systematyczne badania niskowymiarowych przewodników organicznych. Jego zespół po raz pierwszy zaobserwował fazy nadprzewodzące i fazy antyferromagnetyczne w materiałach organicznych.

Phys. Bull. 36, No 7 (1985)

B. W.

Nagroda dla fizyczek

Dla uczczenia pamięci Marii Goepfert-Mayer, która w 1963 r. otrzymała wspólnie z J. H. Jensenem Nagrodę Nobla z fizyki za odkrycia dotyczące struktury powłokowej jądra, Amerykańskie Towarzystwo Fizyczne ustanowiło nagrodę jej imienia.

Nagroda będzie przyznawana fizyczce, bez względu na jej narodowość, „w uznaniu wybitnych osiągnięć w fizyce przez kobietę we wczesnym stadium kariery naukowej oraz aby ułatwić jej przedstawienie tych osiągnięć na wykładach publicznych”.

Nagroda wynosi 2000 dolarów plus 3000 dolarów na koszty podróży, co ma umożliwić laureatce wygłoszenie wykładów ze swojej specjalności w czterech instytucjach (w dowolnych krajach), przez nią samą wybranych.

Przewodniczącą komitetu przyznającego nagrodę jest Mildred S. Dresselhaus (MIT).

Phys. Today 38, No 9 (1985)

B. W.

Międzynarodowy Komitet ds. Przyszłych Akceleratorów

Międzynarodowy Komitet ds. Przyszłych Akceleratorów (International Committee for Future Accelerators — ICFA) został założony w 1976 r. przez Komisję Częstek i Pól IUPAP. Składa się

on z 14 członków z różnych regionów świata: państwa członkowskie CERN-u — 3 osoby, USA — 3, ZSRR — 3, państwa członkowskie ZIBJ (inne niż ZSRR) — 1, czwarty obszar — 1, Republika Ludowa Chin — 1, Japonia — 1 oraz *ex officio* przewodniczący Komisji Cząstek i Pól. Obecnie przewodniczącym ICFA jest V. L. Telegdi (Zurich) a sekretarzem W. O. Lock (CERN).

Zadaniami ICFA jest organizowanie zebrań roboczych dla badania problemów związanych z budową i użytkowaniem międzynarodowego akceleratora cząstek superwysokich energii oraz organizowanie spotkań dla wymiany informacji co do planów akceleratorów regionalnych i dla formułowania zaleceń co do wspólnych badań i wspólnego wykorzystywania tych akceleratorów.

Organizacja ICFA opracowała wytyczne co do wykorzystywania akceleratorów zbudowanych w jednym regionie świata przez fizyków z innego regionu. W ciągu 1981 r. te wytyczne zostały zaakceptowane przez dyrektorów wszystkich większych ośrodków akceleratorowych, co oznacza, że stały się one dostępne dla fizyków z dowolnego kraju. Kryterium dopuszczenia do współpracy jest wartość naukowa proponowanego eksperymentu, obecne możliwości techniczne ośrodka oraz poziom naukowy grupy proponującej eksperyment.

W 1984 r. ICFA utworzyła podkomitety do spraw: 1) magnesów nadprzewodzących i kriogeniki, 2) dynamiki wiązki, 3) schematów nowych akceleratorów, 4) innowacji i rozwoju przyszłego oprzyrządowania.

Podkomisja magnesów nadprzewodzących opracowała szereg propozycji co do lepszej wymiany informacji technicznej, standaryzacji materiałów, bazy danych, ściślejszej współpracy z przemysłem itp.

Przewodniczący podkomisji dynamiki wiązki jest zdania, że specjaliści w tej dziedzinie powinni pisać artykuły przeglądowe i monografie. Konieczne jest rozszerzenie tej wiedzy w krajach planujących budowę akceleratorów. Planuje się szereg zebrań roboczych.

Podkomisja oprzyrządowania zestawi „katalog” tematów ważnych dla rozwoju tego kierunku i będzie wpływać na organizatorów uznanych konferencji poświęconych sprawom aparaturowym, aby uwzględnić w programie tematy zebrane w „katalogu”. Projektuje się także wydawanie biuletynu celem szybkiego rozpowszechniania nowych osiągnięć w tej dziedzinie. Ponadto podkomisja wystąpiła do ICFA o sponsorowanie regularnych szkół

na temat detektorów i innego oprzyrządowania w fizyce wysokich energii.

Podkomisja schematów nowych akceleratorów zaproponowała urządzenie konferencji na ten temat. Ma się ona odbyć w USA na jesieni 1986.

Obecnie rozważa się możliwości budowy następujących nowych akceleratorów:

- nadprzewodzący superzderzacz cząstek — SSC w USA; przyspieszane cząstki pp , $p\bar{p}$; energia w środku masy 20+20 TeV,
- zderzacz hadronów w tunelu LEP (CERN); pp , $p\bar{p}$; różne opcje: 5+5 TeV do 9+9 TeV, także ep 1.2 do 1.8 GeV,
- wielki zderzacz liniowy — LLC (USA); e^+e^- ; 1+1 TeV,
- zderzacz liniowy — VLEPP (ZSRR); e^+e^- ; stadium I: 150+150 GeV, stadium II: 500+500 GeV.

Europhys. News 16, No 6 (1985)

B. W.

I Polsko-Francuskie Seminarium niskowymiarowych przewodników organicznych w Czarniejewie

Intensywny i owocny rozwój współpracy naukowej między polskimi i francuskimi badaczami niskowymiarowych, przewodzących układów organicznych, obserwowany w ostatnich latach, zachęcił nas do organizowania cyklicznych polsko-francuskich seminariów. Seminaria na temat niskowymiarowych przewodników organicznych mają być forum do kameralnej, nieskrępowanej rygorami wielkich konferencji międzynarodowych dyskusji oraz wymiany doświadczeń i pomysłów.

Pierwsze z cyklu seminariów zorganizował Instytut Fizyki Molekularnej PAN w dniach 9—12 września 1985 w Czarniejewie k. Poznania. W spotkaniu udział wzięło 12 zaproszonych gości z Francji oraz 30 polskich naukowców pracujących nad technologią, fizyko-chemią oraz nad własnościami niskowymiarowych układów organicznych. Wśród gości francuskich znaleźli się wybitni specjaliści z dziedziny niskowymiarowych przewodników organicznych, a wśród nich m. in. profesorowie D. Jérôme, S. Lefrant, M. Nechtschein, S. Bouffard, C. Garrigou-Lagrange i B. François. Podkreślić trzeba, że prof. Denis Jérôme z Uniwersytetu Paris-Sud (Orsay) jest współodkrywcą i jednym z najwybitniejszych badaczy nadprzewodnictwa w niskowymiarowych układach orga-

nicznych; on też wygłosił inauguracyjny referat "Organic superconductors". W seminarium uczestniczyli przedstawiciele laboratoriów z Orsay, Bordeaux, Nantes, Nancy, Grenoble, Lyonu, Strasbourga, Fontenay-aux-Roses, Lannion oraz z Poznania, Warszawy, Wrocławia, Świerka, Łodzi, Częstochowy, Rzeszowa, Opola i Szczecina.

W 24 referatach i komunikatach oraz 4 plakatach przedstawiono najnowsze wyniki badań. Mówiono m. in. o właściwościach domieszkowanych poliacetylenów (m. in. S. Lefrant, B. François), o strukturze i własnościach elektrycznych polimerów domieszkowanych krystalicznymi kompleksami CT (M. Kryszewski i współpr.), o własnościach przewodników organicznych typu $(TMTSF)_2X$ (m. in. R. Moret, C. Garrigou-Lagrange), o własnościach innych polimerów i interkalatów (m. in. J. Suwalski, A. Proń, M. Nechtschein, G. Froyer, G. Boiteux-Steffan), o wybranych problemach teoretycznych (m. in. B. Bulka, L. Komorowski) oraz o innych jednowymiarowych materiałach przewodzących i własnościach układów niskowymiarowych (m. in. S. Bouffard, A. Meerschant, J. Pietrzak, W. Waclawek, R. Świetlik). Obok dyskusji nad referatami i plakatami wielce pożyteczne były rozmowy w mniejszych gronach, rozmowy dotyczące nie tylko przedstawionych wyników ale i planów, zamierzeń i wątpliwości.

Strona polska miała okazję uzyskać bezcenne informacje naukowe z pierwszej ręki oraz rozszerzyć zakres współpracy z najlepszymi laboratoriami francuskimi. Jest to obecnie bardzo potrzebne, jako że stoimy u progu kolejnego przewrotu w elektronice, jesteśmy bowiem u progu elektroniki molekularnej; w dziedzinie tej Francuzi są jednym z największych autorytetów.

Goście francuscy zapoznali się z działalnością Instytutu Fizyki Molekularnej PAN w Poznaniu oraz z najciekawszymi zabytkami Szlaku Piastowskiego w Poznaniu, Gnieźnie i Lednogórze. Niepowtarzalna sceneria zespołu pałacowego w Czerniejewie dodała blasku temu spotkaniu naukowemu.

Następne seminarium Francusko-Polskie odbędzie się w Nancy latem 1986 r.

Andrzej Graja

XVI Międzynarodowa Olimpiada Fizyczna

XVI Międzynarodowa Olimpiada Fizyczna dla uczniów szkół średnich odbyła się w Portorożu (miejscowość letniskowa nad Adriatykiem w Sło-

wenii, Jugosławia) w dniach 23—30 czerwca 1985 r. Uczestniczyły w niej ekipy z 20 państw: Austrii, Bułgarii, Czechosłowacji, Finlandii, Holandii, Islandii, Jugosławii, Kanady, Kuby, Norwegii, NRD, Polski, Rumunii, Szwecji, Turcji, Węgier, Wielkiej Brytanii, Wietnamu i ZSRR. Kanada i Turcja uczestniczyły po raz pierwszy. W olimpiadzie uczestniczyli obserwatorzy z Chin, USA i Włoch. Polskę reprezentowali laureaci pierwszych pięciu miejsc XXXIV Olimpiady Fizycznej (zob. notatkę w Kronice 6/85). Opiekunami naszej drużyny byli dr hab. Jan Mostowski i niżej podpisany.

Uczniowie otrzymali do rozwiązania trzy zadania teoretyczne i dwa zadania doświadczalne. Zadania były ciekawe i na właściwym poziomie. Szczególnie pouczające były zadania doświadczalne. Nie były one bardzo trudne, jednakże zawierały elementy, z którymi uczniowie naszych szkół spotykają się bardzo rzadko: w jednym z nich był układ elektroniczny pozwalający przekształcić woltomierz w galwanometr balistyczny, w drugim zaś na każdym stanowisku doświadczalnym znajdował się komputer osobisty sprzężony (*on line*) z układem doświadczalnym. Wydaje się, że wymienione tu przykłady wyraźnie wskazują ku czemu zmierza świat. Należy spodziewać się, że w przyszłych olimpiadach nowoczesne wyposażenie doświadczalne będzie występować coraz częściej i coraz powszechniej i dlatego dobrze by było, gdyby instytucje zainteresowane nauczaniem fizyki w naszych szkołach wzięły to sobie do serca, tym bardziej że tendencję powyższą obserwuje się już od kilku lat (w RFN — 1982: elektroniczny pomiar czasu, w Szwecji — 1984: oscyloskop dwuwiązkowy oraz laser).

Nasi zawodnicy zdobyli dwie trzecie nagrody (Miroslaw Lis i Marcin Wolter) oraz dwa wyróżnienia (Przemysław Siemion i Jacek Wójcik), co jest wynikiem nieco lepszym od ubiegłorocznego. Klasyfikacji drużynowej na Międzynarodowych Olimpiadach Fizycznych nie prowadzi się; nie ma jednoznacznie ustalonego sposobu obliczania wyniku drużynowego.

Podczas zawodów Komisja Międzynarodowa składająca się z opiekunów wszystkich drużyn biorących udział w olimpiadzie rozpatrzyła, poza problemami bezpośrednio związanymi z zawodami, sprawę zakresu materiału obowiązującego uczestników zawodów. Zgodnie z decyzją podjętą rok wcześniej w Szwecji podczas poprzedniej olimpiady, materiały do dyskusji na ten temat zostały przygotowane przez Sekretariat Międzynarodowych Olim-

piad Fizycznych oraz przez Komitet Organizacyjny olimpiady w Jugosławii. Przygotowanie materiałów zostało poprzedzone obszerną dyskusją korespondencyjną, w której wzięło udział około 3/4 krajów uczestniczących w poprzednich zawodach. Biorąc pod uwagę coraz nowocześniejsze wyposażenie doświadczalne w czasie Międzynarodowych Olimpiad Fizycznych, Komisja Międzynarodowa uznała, że w zakresie materiału należy wyodrębnić część doświadczalną, czego do tej pory nie było. Po dyskusji zatwierdzono część ogólną zakresu materiału oraz jego część teoretyczną (znacznie bardziej nowoczesną niż to, co obowiązywało do tej pory). Część doświadczalną opracowano przewidywalnie odkładając jej szczegółowe przedyskutowanie do następnej olimpiady. Zebranie i opracowanie materiałów do tej dyskusji powierzono Sekretariatowi oraz czteroosobowej komisji złożonej z przedstawicieli Jugosławii, NRD, Polski i Wielkiej Brytanii.

Oprócz części oficjalnej w czasie olimpiady w Portorożu, zgodnie z tradycją, była i część nieoficjalna: zwiedzanie jaskini w Postojnej, zwiedzanie stadniny koni w Lipicy, piknik itp., itp. Pogoda cały czas dopisywała — zakwaterowanie i wyżywienie były komfortowe. Zarówno więc od strony naukowej, jak i od strony turystyczno-krajoznawczej olimpiada w Portorożu była bardzo udana, co niewątpliwie jest wynikiem bardzo dużych zdolności organizacyjnych ludzi zaangażowanych w jej przeprowadzenie, a przede wszystkim dra Bojana Golii i dra Aljošy Zerjala, nad którymi czuwał prof. Anton Moljk — przewodniczący Komitetu Organizacyjnego.

W roku 1987 Międzynarodowa Olimpiada Fizyczna odbędzie się w NRD. Jeżeli zaś chodzi o rok przyszły, to kolejka wypada na Francję, jednakże koledzy francuscy nie przystąpili do żadnych działań organizacyjnych i od dwóch lat przestali uczestniczyć w zawodach. W tej sytuacji próby zorganizowania zawodów podjęła się Wielka Brytania (poza kolejką). Najbliższe miesiące pokażą, czy próba ta zakończy się powodzeniem, a konkretnie czy kolegom brytyjskim uda się zdobyć odpowiednie fundusze.

Waldemar Gorzkowski

Kompleks akceleratorów w Sierpuchowie

W Instytucie Wysokich Energii w Sierpuchowie (ZSRR) buduje się wielki zespół akceleratorów UNK zdolny do przyspieszania protonów do energii

3 TeV. Będzie się on mieścił w tunelu podziemnym o średnicy 5 m i długości 20 km. Przyspieszanie protonów odbywać się będzie trójstopniowo. Pierwszy akcelerator (z magnesami konwencjonalnymi) przyspieszający protony do energii 76 GeV będzie służył jako injektor drugiego akceleratora (również z magnesami konwencjonalnymi), skąd protony o energii 600 GeV kierowane będą do trzeciego akceleratora, w którym będą przyspieszane do maksymalnej energii 3 TeV. Magnesy trzeciego akceleratora będą miały uzwojenia nadprzewodzące.

Oprócz wiązek protonów wysokiej energii będą mogły być wytwarzane rozmaite wiązki wtórne: elektronów, protonów, protonów spolaryzowanych, neutronów oraz pionów i kaonów, które będą ulegać rozpadowi w locie w rurze próżniowej o średnicy 4 m i długości 3,7 km. Przewiduje się badania z wiązkami padającymi na tarcze spoczywające, a także z wiązkami przeciwbieżnymi. Projekt obejmuje budowę pierścieni akumulujących z magnesami nadprzewodzącymi. Zespół UNK otoczony będzie bardzo obszernymi halami przeznaczonymi na umieszczenie aparatury detekcyjno-pomiarowej.

Instytut Fizyki Wysokich Energii zaprosił do zgłaszania, do końca 1985 r., projektów eksperymentów, które miałyby być wykonane na urządzeniu UNK. Zgłaszane projekty będą rozpatrzone przez Radę Koordynacyjną Instytutu.

Prace badawcze z zakresu fizyki mają się rozpocząć w 1993 r.

CERN Courier 25, No 7 (1985)

B. W.

Salam o przekazywaniu Nauki

Abdus Salam, twórca i dyrektor Międzynarodowego Centrum Fizyki Teoretycznej (ICTP) w Trieście, był zawsze rzecznikiem wzmocnienia udziału trzeciego świata w zaawansowanych badaniach naukowych. Opublikował na ten temat artykuł w *Third World Affairs* 1985, wydanym przez the Third World Foundation for Social and Economic Studies w Londynie. Obszerne streszczenie zamieszcza *CERN Courier* z czerwca 1985.

Salam uważa, że nauka i technika stanowią główną podstawę rozwoju ekonomicznego. Ta opinia jest powszechna na świecie, a mimo to trzeci świat, z wyjątkiem nielicznych krajów, jak Argentyna, Brazylia, Chiny czy Indie, chce popierać jedynie rozwój techniki, zaniedbując naukę. Odnosi się

to również do niektórych organizacji pomocy z krajów bogatych, a nawet do agencji Narodów Zjednoczonych. Bardzo niewielu zwraca uwagę na to, że aby przenoszenie techniki było efektywne w dłuższej perspektywie, musi mu towarzyszyć przenoszenie nauki — nauka dzisiejsza jest techniką jutra.

Swoje twierdzenia popiera Salam przykładem własnego kraju — Pakistanu. Jest tam obecnie 19 uniwersytetów, ale tylko 46 pracowników badawczych — fizyków. Brak jest funduszy na prenumeratę czasopism, opłaty za publikacje, wyjazdy na konferencje i staże. Pakistan nie jest członkiem IUPAP, gdyż władze uważają, że 1500 dolarów składki rocznej przekracza możliwości budżetowe państwa. Fizyka, nawet fizyka stosowana, uważana jest za luksus. Sytuacja w wielu innych krajach jest jeszcze gorsza.

Aby fizyka rozwijała się w jakimś kraju, musi tam działać pewna minimalna liczba fizyków — liczba krytyczna. Z krajów trzeciego świata: Bangladesz, Korea, Malazja, Pakistan, Singapur, Turcja, Egipt, Meksyk i Wenezuela zbliżają się już do tej liczby krytycznej, to znaczy praktycznie do warunków, w których można realizować prace doktorskie na poziomie odpowiadającym kryteriom przyjętym w krajach rozwiniętych.

Międzynarodowe Centrum Fizyki Teoretycznej w Trieście jest niewątpliwie ogromnie pomocne w rozwoju fizyki w krajach trzeciego świata. Powstały też inne ośrodki międzynarodowe: centrum matematyki w Nicei, międzynarodowe centra nauk ścisłych w Sri Lance, Turcji, Wenezueli i Kolumbii. Również Organizacja Rozwoju Przemysłowego Narodów Zjednoczonych (UNIDO) jest w trakcie organizowania dwóch centrów biotechnologii w Trieście i w Indiach. Konieczne jest jednak poważne współdziałanie samych krajów trzeciego świata. Salam jest zdania, że Bank Światowy powinien przekonać te kraje, że najszybszą drogą do powodzenia finansowego jest rozwój nauk, szczególnie tych związanych z zaawansowaną technologią, i najlepszą inwestycją jest stworzenie wysoko wykwalifikowanego środowiska naukowego.

CERN Courier 25, No 5 (1985)

B. W.

Journal of Materials Research

Towarzystwo Badań Materiałowych i Amerykański Instytut Fizyki przystąpiły do wydawania nowego dwumiesięcznika *Journal of Materials Research*.

search. Redaktorem Naczelnym jest Charles B. Duke (Xerox Webster Res. Center).

Czasopismo ogłaszać będzie zarówno dłuższe prace, jak i krótkie, wymagające szybkiej publikacji, komunikaty z dziedziny badań materiałowych, przy czym nacisk będzie na nowe materiały i zaawansowane techniki pomiarowe.

Przyszli autorzy mogą uzyskać informacje na temat przygotowania prac do publikacji pod następującym adresem: Publication Department, Materials Research Society, 9800 McKnight Road, Suite 327, Pittsburgh, Pa. 15237, USA.

Phys. Today 38, No 9 (1985)

B. W.

T. Lewandowski (1906—1985)

W dniu 15 maja 1985 r. zmarł w Lublinie Tadeusz Lewandowski, wielce utalentowany mistrz mechaniki precyzyjnej, człowiek, który całe swoje życie związał z ośrodkami fizyki, przed wojną — warszawskim, po wojnie — lubelskim.

Tadeusz Lewandowski urodził się w 1906 r. w Warszawie na Pradze i tam ukończył szkołę powszechną. Praktykę zawodową rozpoczął 2-letnią pracą w charakterze ucznia w zakładzie mechaniki precyzyjnej ILMI w Warszawie. W okresie 20.XI.1928 — 31. X. 1930 był zatrudniony w pracowni mechanicznej Zakładu Fizyki Doświadczalnej Uniwersytetu Warszawskiego. W okresie pracy w ILMI i na Uniwersytecie Warszawskim uczęszczał na dokształcające kursy zawodowe dla pracowników przemysłu metalowego, które ukończył w czerwcu 1930 r. Od 1.XI.1930 r. pracował w charakterze instruktora zajęć z mechaniki w pracowni fizycznej Państwowej Wyższej Szkoły Budowy Maszyn i Elektrotechniki im. H. Wawelberga i S. Rotwanda w Warszawie. W tym okresie rozpoczął współpracę z prof. S. Ziemeckim i pozostał jego współpracownikiem przez wiele lat, także powojennych. Warto przypomnieć, że konstruktorem i budowniczym aparatury do badania rozkładu wysokościowego promieniowania kosmicznego na balonie „Stella Poloniae” był właśnie p. Tadeusz Lewandowski. Opiekunem naukowym eksperymentu był prof. St. Ziemecki. Z powodu eksplozji wodoru przy napełnianiu balonu w Dolinie Chochołowskiej w Tatrach Zachodnich nie przeprowadzono pionierskich na ten czas badań. Po wojnie prof. S. Ziemecki organizując ośrodek fizyki w UMCS

srowadził Tadeusza Lewandowskiego do Lublina. W uniwersytecie lubelskim podjął on pracę już 1.VIII. 1945 r. Zorganizował i kierował warsztatem mechanicznym ośrodka fizyki UMCS do przejścia na emeryturę w 1971 r. Był wyjątkowo cennym współpracownikiem fizyków, gdyż w ich sukcesach widział własne cele. Wielkie zasługi położył jako współkonstruktor unikalnej aparatury naukowej w ośrodkach fizyki uczelni lubelskich. Był również wychowawcą wielu znakomitych fachowców. Za pomocą zbudowanych przez niego urządzeń i aparatów można było prowadzić poważne badania naukowe z fizyki doświadczalnej. Był przy tym człowiekiem niezmiernie prawym i życzliwym ludziom.

Wysoko oceniali Tadeusza Lewandowskiego

twórcy lubelskiego ośrodka fizyki, prof. S. Ziemecki, prof. W. Żuk i prof. A. Teske, a także wszyscy obecni pracownicy tego ośrodka.

Tadeusz Lewandowski należał bodaj do ostatnich mechaników precyzyjnych starej daty, oddanych nauce i fizyce, dzięki których umiejętnościom i wiedzy można było prowadzić pracę naukową i dydaktyczną na dobrym poziomie.

Tadeusz Lewandowski został pochowany na cmentarzu przy ul. Lipowej w mieście, z którym był związany przez 40 lat powojennych. W pamięci fizyków lubelskich pozostanie jajo wzór człowieka o wielkich umiejętnościach zawodowych i wysokich zasadach moralnych.

Józef Pomorski

KALENDARZ IMPREZ

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

KONFERENCJE 1986

24—26 czerwca 1986, Wrocław

VIII Intern. Wrocław Symposium on Electromagnetic Compatibility. SEP i Politechnika Wrocławska. Dr W. Waszkis, skr. poczt. 2141, 51 545 Wrocław 12.
P, ang. i ros.

czerwiec 1986, Jabłonna

Euromech. Coll. No 210 on Post-Critical Behaviour and Fracture of Dissipative Solids. European Mechanics Committee. Prof. P. Perzyna, IPPT, Świętokrzyska 21, 00-049 Warszawa.

5—9 sierpnia 1986, Wrocław

10th European Crystallographic Meeting and Exhibition. Komitet Krystalografii PAN i Instytut Niskich Temperatur i Badań Strukturalnych PAN. Prof. K. Łukaszewicz, INTiBS PAN, Pl. Katedralny 1, 50-950 Wrocław

10—14 sierpnia 1986, Cieszyn

12th Conf. on Applied Crystallography. Uniwersytet Śląski i Polska Akademia Nauk. Dr E. Łagiewka, Inst. Fizyki i Chemii Metali, Uniw. Śląski, Bankowa 12, 40-007 Katowice

2—5 września 1986, Toruń

Międzynarodowe Sympozjum Luminescencji Molekularnej i Fotofizyki — Pół Wieku Schematu Poziomów Jabłońskiego. IF UMK, patronat PTF. Prof. A. Bączyński, IF UMK, Grunwaldzka 5/7, 87-100 Toruń, tel. 21-065 i 26-370.
Z: 1. 02. 86, A: 15. 04. 86, P, ang.

8—9 września 1986, Poznań

VI Dni Wymiany Doświadczeń Nauczania Fizyki w Wyższych Szkołach Technicznych. Inst. Fizyki Pol. Poznańskiej, Piotrowo 3, 60-965 Poznań.

9—12 września 1986, Kraków

6 Symp. on Theory and Practice of the Mechanical Sciences. Int. Centre for Mechanical Sci., Udine; Int. Federation for Theory of Machines and Mechanisms, Dr K. Kędzior, Al. Niepodległości 222, 00-663 Warszawa.

10—12 września 1986, Poznań

Fizyka dla Przemysłu. Inst. Fizyki Pol. Poznańskiej. Dr Danuta Bauman (tel. 78-23-22) i mgr Barbara Szczęsnowska (tel. 78-23-24), IF PP, ul. Piotrowo 3, 60-965 Poznań.

Z: 10. 02. 86, A: 30. 04. 86, P, U: 300, O: dla zamiejscowych 5000 zł (włącznie z zakwaterowaniem i pełnym wyżywieniem).

14—20 września 1986, Spała

3rd Int. Conference on Physics of Magnetic Materials. Instytut Fizyki PAN. D. Zymińska, IF PAN, Al. Lotników 32, 02-668 Warszawa, tel. 43-70-01.

Z: 31. 01. 86, A: 31. 03. 86, P, ang., U: 200, O: 50 dol.

SZKOŁY 1986

21—25 kwietnia 1986, Jaszowiec

The XV School on Physics of Semiconducting Compounds. Inst. Fizyki PAN. U. Blinowska, IF PAN, Al. Lotników 32, 02-668 Warszawa, tel. 43-70-01 w. 169, telex 812468 if pan pl.

Z, A: 28. 02. 86, ang., O: 11 100 zł.

4—13 maja 1986, Mierki k. Olsztyna

8 Szkoła Biofizyki Transportu przez Blony. Katedra Fizyki i Biofizyki AR, Wrocław i Instytut Biochemii i Biofizyki PAN, Warszawa. Dr Teresa Broda, Kat. Fiz. i Biofiz. AR, Norwida 25, 50-375 Wrocław, tel. 21-66-61 w. 167, telex 0715327 ar wpl.

23—31 maja 1986, Wieżyca

3rd Int. School on Acousto-optics and Applications. Prof. A. Śliwiński, IFD UG, Wita Stwosza 57, 80-952 Gdańsk

Z: 31. 03. 86, U: 80, ang., O: 250 dol.

22—29 czerwca 1986, Bachotek

Letnia Szkoła Optyki Kwantowej. Instytut Fizyki UMK. Prof. S. Łęgowski, IF UMK, Grudziądzka 5, 87-100 Toruń.

Z: 31. 03. 86, O: 9000 zł (włącznie z pełnym wyżywieniem i zakwaterowaniem)

1—13 września 1986, Mikołajki

XVIII Int. Summer School on Nuclear Physics — „Trends in Nuclear Physics”. Zakład Fizyki Jądra Atomowego IFD UW.

INFORMACJE DLA AUTORÓW

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

1. Artykuły powinny mieć charakter przeglądowy i być przystępne dla ogółu fizyków. Bardziej szczegółowe wskazówki co do ich charakteru przedstawione są w *Postęпах Fizyki*, 24, 701 (1973); 33, 299 (1982).

2. Maszynopis pracy (oryginał i jedną pełną — z rysunkami, tablicami itd. — kopię) należy nadsyłać pod adresem: Redakcja *Postępów Fizyki*, ul. Hoża 69, 00-681 Warszawa. W liście towarzyszącym prosimy podać dokładne adresy, zarówno prywatny jak i instytucji, z zaznaczeniem, na który przysyłać korespondencję, korektę i honorarium autorskie. O przyjęciu pracy do druku decyduje Komitet Redakcyjny.

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

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

5. Rozdziały, paragrafy, wzory, rysunki, tablice i odsyłacze do literatury (te ostatnie w nawiasach kwadratowych) należy numerować kolejno przy użyciu cyfr arabskich. Prosimy używać liter tylko łacińskich i greckich oraz nawiasów okrągłych (a nie pochyłych kresek), kwadratowych czy sześciennych i wpisywać je ręcznie przy braku odpowiednich czcionek.

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

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

8. Wszelkie przypisy i uwagi, numerowane kolejno cyframi arabskimi u góry, winny być zamieszczone nie w spisie literatury, a u dołu strony, na której są odsyłacze.

9. Spis literatury winien być sporządzony według wzoru:

[1] A. Białas, W. Czyż, *Acta Phys. Pol.* B5, 523 (1974).

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

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

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

10. Autora obowiązuje wykonanie korekty autorskiej, którą należy zwrócić w ciągu 3 dni pod adresem: Państwowe Wydawnictwo Naukowe, Dział Czasopism, ul. Sławkowska 14, 31-014 Kraków. Przetrzymanie korekty może spowodować przesunięcie artykułu do następnego zeszytu.

11. Autor otrzymuje bezpłatnie 25 egz. odbitek pracy. Dodatkowe odbitki można zamówić odpłatnie przy przesyłaniu korekty autorskiej. Cena za 1 egz. odbitki o objętości 1—16 s. wynosi zł 24.—

12. Maszynopisów prac nie zamówionych i nie zakwalifikowanych do druku Redakcja nie zwraca.

POSTĘPY FIZYKI
(dwumiesięcznik)

Warunki prenumeraty czasopisma:

Cena prenumeraty: półrocznie zł 270.—
rocznie zł 540.—

Prenumeratę krajową przyjmują i informacji udzielają urzędy pocztowe i doręczyciele na wsiach oraz Oddziały RSW „Prasa-Książka-Ruch” w miastach.

Terminy przyjmowania prenumeraty krajowej i za granicę:

do dnia 10 listopada na I półrocze roku następnego i cały rok następny.

do dnia 1 czerwca na II półrocze roku bieżącego.

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.

☞ Członkowie PTF, którzy opłacają prenumeratę w Oddziałach PTF do 16 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

T. Skaliński — 35 lat pompowania optycznego i spektroskopii podwójnego rezonansu (Pamięci Alfreda Kastlera 1902—1984)	3
C. Rubbia — Obserwacja doświadczalna wektorowych bozonów pośredniczących W^+ , W^- i Z^0 (tłum. B. Badelek)	23
ROZMOWY	
Chyba już to wiem... — Rozmowa z Leonardem Sosnowskim	63
NOWOŚCI NAUKOWE	
H. Abramowicz — Gluony	79
ZE ZJAZDÓW I KONFERENCJI	93
RECENZJE	97
KRONIKA	101

CONTENTS

T. Skaliński — 35 Years of Optical Pumping and Double Resonance Spectroscopy; Alfred Kastler (1902—1984) in Memoriam	3
C. Rubbia — Experimental Observation of the Intermediate Vector Bosons W^+ , W^- , and Z^0	23
DEBATES	
Now I think I know...: An interview with Leonard Sosnowski	63
SCIENTIFIC NEWS	
H. Abramowicz — Gluons	79
MEETINGS AND CONFERENCES	93
REVIEWS	97
CHRONICLE	101