
PTF

DWUMIESIĘCZNIK
POŚWIĘCONY
UPOWSZECHNIANIU
WIEDZY
FIZYCZNEJ

POSTĘPY FIZYKI

TOM 29
ZESZYT 2
1978

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

ZARZĄD

Prezes

Prof. dr ZDZISŁAW WILHELMI

Wiceprezesa

Prof. dr ANDRZEJ HRYNKIEWICZ

Prof. dr BOHDAN KARCZEWSKI

Sekretarz Generalny

Doc. dr PIOTR DECOWSKI

Skarbnik

Doc. dr ADAM KUJAWSKI

Członkowie Zarządu

Prof. dr AUGUST CHEŁKOWSKI

Prof. dr JERZY CZERWONKO

Prof. dr JAN STANKOWSKI

Prof. dr JANUSZ ZAKRZEWSKI

oraz redaktorzy naczelni czasopism PTF

Prof. dr PRZEMYSŁAW ZIELIŃSKI — „Postępy Fizyki”

Prof. dr WIESŁAW CZYŻ — „Acta Physica Polonica”

Doc. dr TOMASZ HOFMOKL — „Delta”

Prof. dr ROMAN INGARDEN — „Reports on Mathematical
Physics”

PRZEWODNICZĄCY ODDZIAŁÓW TOWARZYSTWA

Prof. dr hab. EUDOKIA OSTASZEWICZ (*Białystok*)

Doc. dr BOGDAN CAŁUSIŃSKI (*Częstochowa*)

Doc. dr BRONISŁAW JACHYM (*Gdańsk*)

Dr hab. ANDRZEJ ZASTAWNY (*Gliwice*)

Dr MAREK ZRAŁEK (*Katowice*)

Doc. dr hab. WITOLD PRECHT (*Koszalin*)

Prof. dr KAZIMIERZ GROTOWSKI (*Kraków*)

Prof. dr hab. STANISŁAW SZPIKOWSKI (*Lublin*)

Doc. dr JERZY JATCZAK (*Łódź*)

Prof. dr hab. APOLONIA WRZESIŃSKA (*Opole*)

Doc. dr hab. JERZY PIETRZAK (*Poznań*)

Doc. dr hab. MAREK RYTEL (*Rzeszów*)

Doc. dr TADEUSZ REWAJ (*Szczecin*)

Doc. dr hab. STANISŁAW ŁĘGOWSKI (*Toruń*)

Prof. dr MACIEJ SUFPCZYŃSKI (*Warszawa*)

Prof. dr hab. CECYLIA WESOŁOWSKA (*Wrocław*)

ADRES ZARZĄDU

00-681 WARSZAWA, ul. Hoża 60

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 29, ZESZYT 2

P A Ń S T W O W E W Y D A W N I C T W O N A U K O W E
1978

RADA REDAKCYJNA

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

KOMITET REDAKCYJNY

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

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

Korespondenci Oddziałów PTF

mgr *Irena Lasocka* (Białystok)
doc. dr hab. *Witold Waclawek* (Częstochowa)
doc. dr hab. *Józef Szpilecki* (Gliwice)
dr *Anna Kapuścik* (Kraków)
mgr *Józef Pomorski* (Lublin)
doc. dr hab. *Leszek Wojtczak* (Łódź)
doc. dr *Mieczysław Pirog* (Opole)
dr *Andrzej Graja* (Poznań)
mgr *Alina Lakner-Malowicz* (Szczecin)
dr *Hanna Męczynska* (Toruń)
doc. dr hab. *Aniela Wolska* (Warszawa)
dr *Bernard Jancewicz* (Wrocław)

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

Nakład 2890+110 egz. Ark. wyd. 9,5. Ark. druk 8+4wkl. Papier druk. m/gł. kl. III.
70 × 100, 71 g. Oddano do składania w grudniu 1977. Podpisano do druku w marcu
1978. Druk ukończono w marcu 1978. Zam. 35/78. E-8. Cena 15.—

Drukarnia Uniwersytetu Jagiellońskiego, Kraków, Maniifestu Lipcowego 13

Samuel C. C. Ting

Instytut Technologiczny Massachusetts
Cambridge, Massachusetts
i Europejski Ośrodek Badań Jądrowych (CERN)
Genewa

Odkrycie cząstki J — wspomnienia osobiste *

The Discovery of the J Particle; a Personal Recollection

Abstract: A brief account of my work during the last ten years leading to the discovery of a new family of elementary particles is presented.

Chciałbym przedstawić krótkie omówienie ostatnich dziesięciu lat mojej działalności, która doprowadziła do odkrycia nowej rodziny cząstek elementarnych. W następnym wykładzie dr B. Richter omówi swoje osiągnięcia w tej dziedzinie.

1. Fotony i ciężkie fotony

Jednym z najstarszych tematów fizyki było badanie oddziaływania światła z materią. Przykład można znaleźć w księdze Mo Tsu (Mistrza Mo, dynastia Chou, Chiny, IV wiek p. n. e.) [1]. W dwudziestym wieku badania promieni świetlnych doprowadziły do wielu fundamentalnych odkryć w dziedzinie fizyki. Pierwsza nagroda Nobla w dziedzinie fizyki została przyznana w 1901 roku W. C. Röntgenowi za odkrycie promieni X.

Od czasów pojawienia się pracy Diraca zdawaliśmy sobie sprawę z możliwości tworzenia par elektronowo-pozytonowych przez energetyczne kwanty świetlne. Prace W. E. Lamba i R. C. Retherforda stanowiły przełomowy krok w zrozumieniu oddziaływań fotonów z elektronami. Eleganckie sformułowanie elektrodynamiki kwantowej przez S. Tomonagę, J. Schwingera i R. Feynmana, F. J. Dysona, V. F. Weisskopfa i innych umożliwiło obliczenia obserwowalnych efektów własnego pola elektromagnetycznego elektronu.

* Wykład noblowski, wygłoszony 11 grudnia 1976 r. w Sztokholmie, został przetłumaczony za zgodą Autora i Fundacji Nobla [Translated with permission. Copyright © 1977 by the Nobel Foundation] (Przyp. Red.).

W ostatnim dziesięcioleciu wraz z budową gigantycznych akceleratorów elektronowych, rozwojem bardzo skomplikowanych detektorów odróżniających elektrony od innych cząstek i wreszcie wraz z budową pierścieni akumulujących ze zderzającymi się wiązkami elektronów i pozytonów, poznano wiele właściwości kwantów świetlnych o bardzo dużej energii w oddziaływaniach z cząstkami elementarnymi. Badania oddziaływania pomiędzy światłem i cząstkami podobnymi do światła (zwanymi mezonami wektorowymi lub ciężkimi fotonami) doprowadziły do odkrycia nowej rodziny cząstek elementarnych, z której jako pierwsza została rozpoznana cząstka J .

Moje pierwsze wiadomości o kwantach światła i roli, jaką odgrywają one w fizyce atomowej, pochodzą z klasycznego dzieła G. Herzberga *Widma atomowe* [2], które przeczytałem w 1957 roku podczas letniej praktyki studenckiej w Nowym Jorku. Tuż przed zakończeniem studiów otrzymałem, w prezencie gwiazdkowym od ojca, angielskie tłumaczenie książki A. Achiezera i W. Biersteckiego *Elektrodynamika kwantowa* [2]. W trakcie dalszych studiów w Michigan udało mi się przeczytać i zrozumieć tę książkę, a nawet samodzielnie wyprowadzić niektóre z podanych w niej wzorów.

W późniejszym okresie, jako młodszy pracownik naukowy na Uniwersytecie Columbia, przeczytałem z wielkim zainteresowaniem pracę S. Drella [2], w której autor przedstawiał wnioski wynikające z różnych testów elektrodynamiki kwantowej na krótkich odległościach, przeprowadzanych przy użyciu akceleratorów elektronów w obszarze wysokich energii. Wspólnie z S. J. Brodsky'm [3] przeprowadziliśmy pewne teoretyczne obliczenia, jak można wydzielić pewną klasę grafów Feynmana z produkcji przez mion trzech mionów.

Zasadniczo istnieją dwie metody testowania teorii oddziaływań między fotonami, elektronami i mionami. Metoda stosowana przy niskich energiach, jak przesunięcie Lamba czy też doświadczenie $g-2$, testuje z bardzo dużą dokładnością teorię na dużych odległościach (czyli dla małych przekazów czteropędu). Jako przykład może posłużyć eksperyment przeprowadzony niedawno w CERN-ie przez E. Picassa i jego współpracowników, mający na celu zmierzenie anomalii czynnika g dla mionów w akumulującym pierścieniu mionowym. Otrzymali oni wartość

$$\frac{g-2}{2} = 0,001165915 + 0,000000010$$

(dokładność do jednej stutysięcznej).

Wynik ten może być porównany z obliczeniami elektrodynamiki kwantowej uwzględniającymi poprawki wynikające ze słabych i silnych oddziaływań. Teoretycznie obliczona wartość wynosi

$$\frac{g-2}{2} = 0,001165920 + 0,000000010.$$

Jest to najwspanialsze osiągnięcie zarówno doświadczenia, jak i teorii.

Drugi sposób testowania elektrodynamiki kwantowej polega na badaniu reakcji zachodzących przy dużym przekazie czteropędu. Tego typu eksperymenty, choć znacznie mniej dokładne, badają słuszność elektrodynamiki kwantowej przy dużych przekazach czteropędu (czyli, uwzględniając zasadę nieoznaczoności $\Delta x \cdot \Delta p \sim \hbar$, na małych odległościach). Jeden z takich eksperymentów to proces produkcji par e^+e^- w kulombowskim polu jądra przez fotony o energiach wielu GeV, zawiera on wkłady od oddziaływań elektromagnetycznych i silnych. Poprzez odpowiedni dobór warunków kinematycznych możemy wydzielić wkład elektrodynamiki kwantowej, zmniejszając udział oddziaływań silnych do kilku procent. Przekaz czteropędu do propagatora elektronu jest rzędu 1 GeV; jest on związany z efektywną masą pary e^+e^- . Wkład par wynikający z elektrodynamiki kwantowej jest rzędu α^3 ($\alpha = 1/137$), dlatego też, aby otrzymać rozsądną liczbę zdarzeń, eksperyment musi przebiegać przy dużym natężeniu strumienia padającego. Konieczność posiadania detektora o dużej akceptacji jest związana nie tylko z potrzebą zebrania dużej liczby zdarzeń, ale również ze stromą zależnością rozkładów kątowych produktów końcowych.

Efektywną masę pary cząstek wyemitowanych z tego samego punktu otrzymuje się poprzez pomiar pędu każdej z cząstek p_1 i p_2 , poprzez pomiar kątów θ_1 i θ_2 między kierunkiem lotu każdej z nich i kierunkiem padającej wiązki oraz przez identyfikację obu cząstek jednocześnie, tak aby można było wyznaczyć ich masy m_1 i m_2 . Efektywna masa m pary zdefiniowana jest następująco:

$$m^2 = m_1^2 + m_2^2 + 2[E_1 E_2 - p_1 p_2 \cos(\theta_1 + \theta_2)]$$

gdzie E_i jest całkowitą energią cząstki i .

Spektrometr do badania par ma dwa ramiona, w których mierzy się jednocześnie pędy p_1 i p_2 oraz kąty θ_1 i θ_2 . Ze względu na ogromne rozmiary wymaganego wyposażenia, fizyczne położenie każdego z ramion jest na ogół wybierane przed rozpoczęciem pomiaru. Ogranicza to wartość kątów θ_1 i θ_2 do dość wąskiego obszaru. Różne wartości masy efektywnej można otrzymać poprzez zmianę akceptowanej wartości pędów p_1 i p_2 cząstek.

Rozkład masy odpowiadający nieskorelowanym cząstkom powinien być gładki. „Wąski” rezonans będzie się objawiał w postaci ostrego maksimum ponad gładkim tłem, podczas gdy „szeroki” rezonans wyprodukuje rozmyte maksimum. Identyfikacja cząstek zarejestrowanych w spektrometrze odbywa się poprzez:

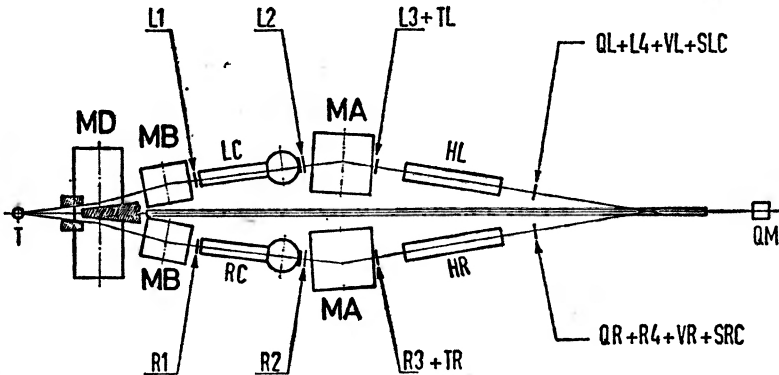
1) pomiar ładunku i pędu cząstki z jej toru zakreślonego w polu magnetycznym,

2) wyznaczenie dla danego toru lub też danego pędu masy cząstki poprzez pomiar jej prędkości i użycie wzoru $p = mv$.

Prędkość może być zmierzona przy pomocy liczników Czerenkowa, w których wykorzystane jest zjawisko Czerenkowa. W przypadku elektronów można wykorzystać jeszcze fakt, że oddziałują one tylko elektromagnetycznie. Gdy

elektron napotyka na swojej drodze grubą warstwę ołowiu, wytraca on całą swoją energię w kaskadowym procesie tworzenia fotonów. Ilość światła wyemitowana w licznikach kaskadowych z pleksiglasu ołowiowego (lub licznikach ze szkła ołowiowego) jest proporcjonalna do energii elektronu.

W październiku 1965 roku zostałem zaproszony przez W. Jentschkego, dyrektora Niemieckiego Synchrotronu Elektronowego (DESY) w Hamburgu, do przeprowadzenia mojego pierwszego eksperymentu na temat produkcji e^+e^- . Detektor, którego używaliśmy przedstawiony jest na rysunku 1a i 1b. Charakteryzuje się on następującymi, niezbędnymi do tego typu badań własnościami:



Rys. 1a. Plan spektrometru: MD, MA, MB — magnesy dipolowe; L1 ... L4 oraz R1 ... R4 — liczniki sterujące; LC, RC oraz HL i HR — progowe liczniki Czerenkowa o dużej aperturze; SLC, SRC — liczniki kaskadowe; TL, QL, VL oraz TR, QR, VR — hodoskopy, QM — kwantometr

1) może podolać strumieniowi rzędu 10^{11} fotonów/s występującemu w 2 do 3% czasu trwania impulsu z akceleratora,

2) akceptacja jest bardzo duża i nie jest ograniczona przez brzożki magnesu czy też osłonę, jest zaś wyznaczona tylko przez liczniki scyntylicyjne,

3) ustawienie wszystkich liczników jest takie, że nie są one bezpośrednio wystawione na światło tarczy,

4) w celu odrzucenia par hadronowych liczniki Czerenkowa przedzielone są magnesami, tak że elektrony wybite przez piony oddziałujące z gazem wypełniającym pierwszą parę liczników LC i RC odprowadzone są przez magnes MA i nie dochodzą do drugiej pary liczników HL, HR. Wolne elektrony wybite z HL, HR są odrzucane przez liczniki kaskadowe.

Ze względu na dużą liczbę liczników Czerenkowa i liczników kaskadowych możemy przeprowadzić aż nadmiar sprawdzeń poprawnego odrzucania hadronów. Każdy z liczników Czerenkowa charakteryzuje się wydajnością 100% na elektrony i zerową na hadrony, dlatego obserwacja, że

produkcja e^+e^- z 3 liczników Czerenkowa =
produkcja e^+e^- z 4 liczników Czerenkowa,

daje nam pewność, że mierzymy czyste pary e^+e^- . Całkowita wydajność odrzucania hadronów jest taka, że na 10^8 par elektronowych akceptowana jest średnio tylko jedna para hadronów.

Po zakończeniu tego eksperymentu, który wykazał słuszność opisu elektrodynamiki kwantowej w procesie produkcji par do odległości rzędu 10^{-14} cm, zmieniliśmy ustawienie magnesów spektrometru, aby maksimum akceptacji odpowiadało masie około $750 \text{ MeV}/c^2$. Zaobserwowaliśmy duży wzrost liczby produkowanych par e^+e^- , co oznaczało wyraźne odstępstwo od elektrodynamiki kwantowej. To odchylenie było spowodowane wzrostem udziału oddziaływań silnych przy produkcji e^+e^- w obszarze, w którym padający foton produkuje masywną cząstkę podobną do fotonu, mezon ρ , który rozpada się na e^+e^- [6—8] z prawdopodobieństwem rozpadu rzędu α^2 . Aby udowodnić, że tak rzeczywiście się dzieje, przeprowadziliśmy pomiar przy dużym kącie rozlotu pary e^+e^- i zaobserwowaliśmy jeszcze większą niezgodność z przewidywaniami elektrodynamiki kwantowej. Było to do przewidzenia, bo wkład oddziaływań silnych w stosunku do oddziaływań elektromagnetycznych maleje wolniej przy dużych kątach rozlotu pary e^+e^- .

Obserwacja rozpadu $\rho \rightarrow e^+e^-$ dała początek całej serii eksperymentów wykonanej w tej dziedzinie przez moją grupę [9—12]. Zasadniczo ciężkie fotony ρ , ω , φ są stanami rezonansowymi $\pi^+\pi^-$ (ρ), $\pi^+\pi^-\pi^0$ (ω), K^+K^- lub $\pi^+\pi^-\pi^0$ (φ) o stosunkowo krótkim czasie życia, typowo rzędu 10^{-23} — 10^{-24} s. Szerokości tych cząstek wynoszą odpowiednio $\Gamma_\rho \sim 100 \text{ MeV}$, $\Gamma_\omega \sim 10 \text{ MeV}$ i $\Gamma_\varphi \sim 5 \text{ MeV}$. Specyfika tych cząstek polega na tym, że wszystkie one obdarzone są liczbami kwantowymi: J (spin) = 1, C (parzystość ładunkowa) = -1, P (parzystość) = -1. Są więc one, poza masą, podobne do zwykłego promienia świetlnego. Masa ρ wynosi $m_\rho = 760 \text{ MeV}/c^2$, $m_\omega = 783 \text{ MeV}/c^2$ i $m_\varphi = 1019,5 \text{ MeV}/c^2$.

Produkcja ciężkich fotonów w procesie oddziaływania fotonów z nukleonami lub tarczą jądrową jest procesem dyfrakcyjnym, bardzo podobnym do klasycznego rozpraszania światła na czarnym dysku. Eksperymenty na temat produkcji ciężkich fotonów oraz obserwacji ich rozpadu na pary e^+e^- pozwalają zmierzyć siłę sprzężenia pomiędzy każdym z ciężkich fotonów i fotonem. Interferencja między stanem końcowym e^+e^- powstałym z rozpadu ciężkiego fotonu i stanem e^+e^- z elektrodynamiki kwantowej pozwala zmierzyć amplitudę produkcji ciężkich fotonów. Dobrym obrazkiem klasycznym takiej interferencji jest doświadczenie z dwoma szczelinami, w którym naprzeciw jednej ze szczelin umieszczono cienki kawałek szkła (odpowiada on przejściu $\gamma \rightarrow \rho \rightarrow \gamma \rightarrow e^+e^-$), tak aby zakłócić obraz interferencyjny. Pary z elektrodynamiki odpowiadałyby wtedy przejściu światła przez szczelinę bez szkła. Interferencja pomiędzy $\rho(2\pi) \rightarrow e^+ + e^-$ i $\omega(3\pi) \rightarrow e^+ + e^-$ oraz interferencja pomiędzy $\rho(2\pi) \rightarrow 2\pi$ i $\omega(3\pi) \rightarrow 2\pi$ są miarą niezachowania izospinu w oddziaływaniach elektromagnetycznych [13].

W trakcie przeprowadzania tych eksperymentów, głównie ze względu na

szerokość ω i φ (10 i 5 MeV odpowiednio), skonstruowaliśmy detektor o zdolności rozdzielczej masy około 5 MeV/ c^2 .

Niektóre spośród pomiarów miały małą liczbę przypadków. Szczególnie w jednym eksperymencie, w którym badaliśmy widmo masy e^+e^- w obszarze mas powyżej mezonów ρ i ω , liczba przypadków e^+e^- rejestrowanych dziennie wynosiła średnio jeden, przy pełnej intensywności akceleratora. Oznacza to, że przez około pół roku całe laboratorium pracowało tylko nad tym eksperymentem. Jeden przypadek dziennie oznacza równie dobrze, że często zdarzały się 2—3 dni, gdy nie obserwowano żadnej pary, podczas gdy innego dnia otrzymywaliśmy 2—3 pary. To właśnie podczas tego eksperymentu wprowadziliśmy zwyczaj bezpośredniego sprawdzania wszystkich napięć co 30 minut i kalibrowania spektrometru przez pomiar tła z elektrodynamiki kwantowej co 24 godziny. Aby mieć pewność, że warunki pracy detektora są stabilne, wprowadziliśmy dyżury fizyków, nawet wtedy gdy akcelerator był zamknięty w celach konserwacji, i nigdy nie wyłączaliśmy żadnego źródła napięcia. Bezpośrednim efektem tej działalności było to, że przez wiele lat nasze pomieszczenie kontrolne miało zupełnie inny system uziemienia niż pozostała część laboratorium. Pomieszczenie kontrolne do tej serii eksperymentów przedstawione jest na rys. 2.

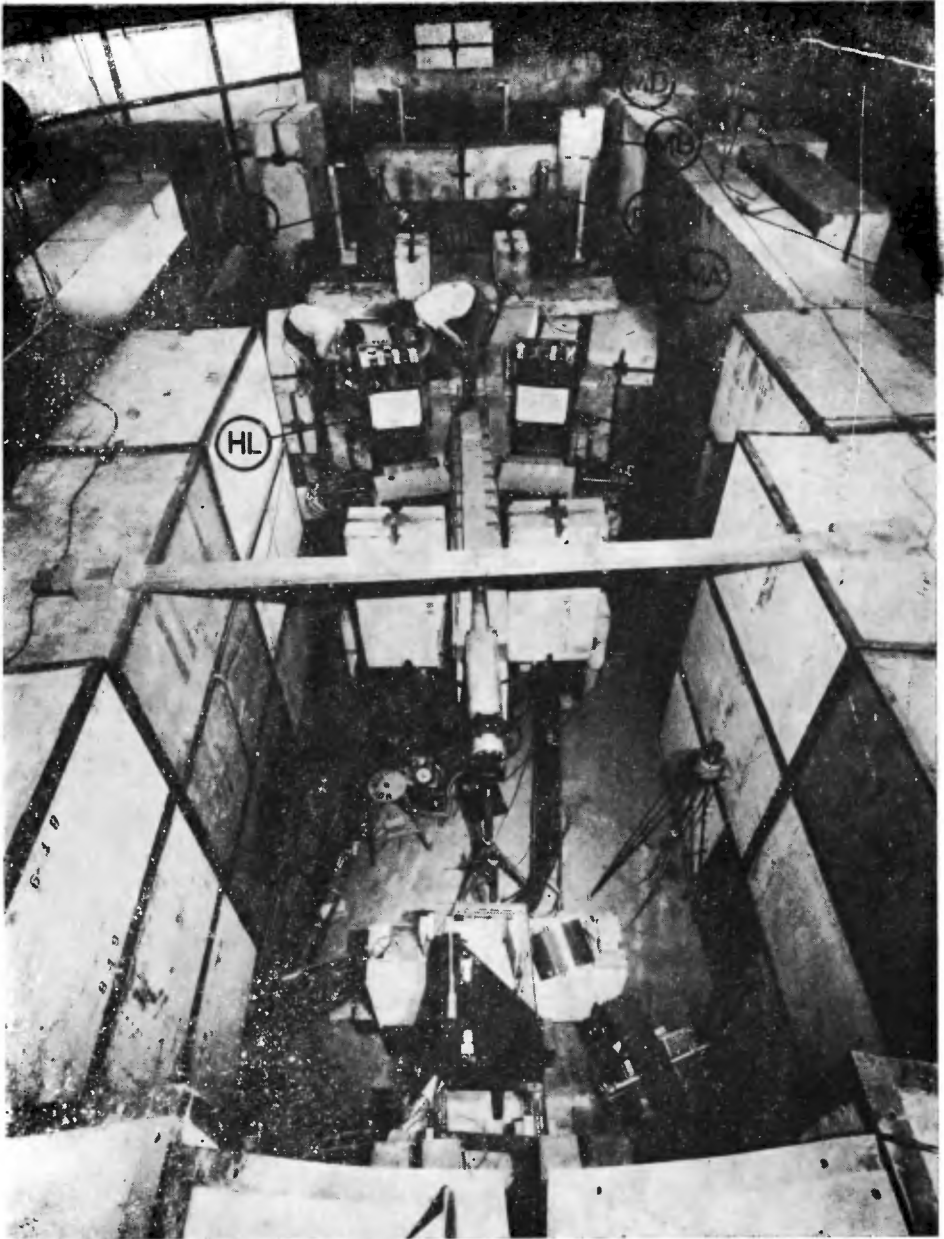
Niektóre ilościowe wyniki tych eksperymentów można wytłumaczyć, jeśli założymy istnienie trzech podstawowych elementów budujących materię, zwanych kwarkami, których różne kombinacje tworzą cząstki elementarne. Oddziaływania między fotonami, ciężkimi fotonami oraz materią jądrową są wynikiem oddziaływania różnych kwarków.

Sakurai [14] jako pierwszy zaproponował, że oddziaływania elektromagnetyczne cząstek elementarnych można sobie wyobrazić jako zachodzące za pośrednictwem ciężkich fotonów (mezonów wektorowych).

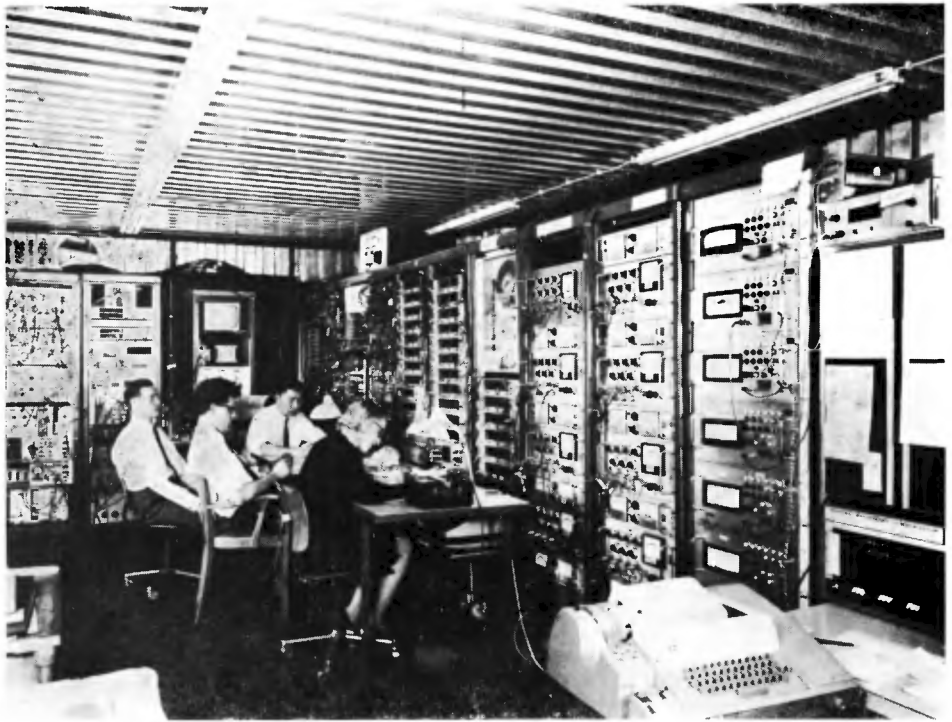
2. Nowe cząstki

Po wielu latach pracy nauczyliśmy się korzystać z wiązki o dużym natężeniu rzędu 10^{11} fotonów γ/s , występującym w 2—3% czasu trwania impulsu z akceleratora i używać jednocześnie detektora akceptującego duże masy o dobrej zdolności rozdzielczej masy $\Delta M = 5 \text{ MeV}/c^2$ i o zdolności rozróżniania par $\pi\pi$ od par e^+e^- w stosunku $\gg 10^8$.

Możemy teraz postawić proste pytanie: ile istnieje ciężkich fotonów i jakie są ich własności? Wydawało mi się niepojęte, że istnieją tylko trzy i wszystkie z masą około 1 GeV/ c^2 . Przeprowadziłem ze swoją grupą wiele dyskusji na ten temat w celu ustalenia dalszego postępowania. Zdecydowałem się w końcu na przygotowanie eksperymentu na dużą skalę w celu poszukiwania dalszych ciężkich fotonów poprzez rejestrowanie produktów ich rozpadu (e^+e^-) w obszarze masy do 5 GeV/ c^2 . Rysunek 3 przedstawia fotokopię fragmentu propozycji, w której wiosną 1972 roku przedstawiłem przyczyny, dla których wolałem



Rys. 1b. Ogólny widok na mój pierwszy eksperyment w DESY. Zaznaczone są położenia LC, RC, HL, HR i MD. Fizyk po lewej stronie to dr A. J. S. Smith, po prawej dr C. L. Jordan



Rys. 2. Ówczesny pokój kontrolny w DESY. Trzy pozostałe osoby na zdjęciu to pani I. Schulz, dr U. Becker oraz dr M. Rohde. Wszyscy trzej pracowali ze mną przez ostatnie dziesięć lat

The best way to search for vector mesons is through production experiments of the type $p + p \rightarrow V^0 + X$. The reasons are:
 $\hookrightarrow e^+e^-$

- (a) The V^0 are produced via strong interactions, thus a high production cross section.
- (b) One can use a high intensity, high duty cycle extracted beam.
- (c) An e^+e^- enhancement limits the quantum number to 1^- , thus enabling us to avoid measurements of angular distribution of decay products.

Contrary to popular belief, the e^+e^- storage ring is not the best place to look for vector mesons. In the e^+e^- storage ring, the energy is well-defined. A systematic search for heavier mesons requires a continuous variation and monitoring of the energy of the two colliding beams—a difficult task requiring almost infinite machine time.

Storage ring is best suited to perform detailed studies of vector meson parameters once they have been found.

Rys. 3. Czwarta strona propozycji nr 598, przedstawionej w Laboratorium Narodowym w Brookhaven (BNL) w początkach 1972 roku i przyjętej w maju tego samego roku, przedstawiająca kilka powodów, dla których chciałem wykonać eksperyment przy użyciu wolno wyprowadzonej wiązki protonów. Oto tłumaczenie tego fragmentu: „Najlepszą metodą poszukiwania mezonów wektorowych są eksperymenty produkcji typu $p + p \rightarrow V^0 + X$. Przyczyny są następujące: a) V^0 produkowane są przez oddziaływania silne — stąd duże

$\hookrightarrow e^+ + e^-$
przekroje czynne, b) można stosować wyprowadzoną wiązkę o dużym natężeniu przez większość czasu trwania impulsu, c) pojawienie się maksimum w układzie e^+e^- ogranicza liczbę kwantową do 1^- , co pozwala uniknąć pomiaru rozkładu kąтового produktów rozpadu. Wbrew powszechnemu przekonaniu, pierścień akumulujący e^+e^- nie jest najlepszym sposobem poszukiwania ciężkich mezonów, wymaga ciągłej zmiany i monitorowania energii obu zderzających się wiązek — trudne zadanie wymagające niemalże nieskończonego czasu pracy urządzenia. Pierścień akumulujący najlepiej nadaje się do przeprowadzenia szczegółowych badań parametrów mezonów wektorowych, gdy zostaną one już znalezione”

użyć wiązki protonowej niż fotonowej; rozpatrywałem również możliwość skorzystania z akceleratora ze zderzającymi się wiązkami w DESY, będącego wtedy jeszcze w budowie.

O ile wiem, grupa Zichichiego była pierwszą grupą, która badała produkcję par e^+e^- w zderzeniach hadron-hadron w akceleratorach protonowych [15]. Była to również pierwsza grupa, która opracowała metodę rozwoju kaskady w celu zwiększenia zdolności odrzucania par hadronowych w stosunku do par e^+e^- [16]. W późniejszych latach grupa Ledermana badała produkcję par $\mu^+\mu^-$ w zderzeniach proton-jądro [17]. Niektóre z wczesnych prac teoretycznych zostały zrobione przez Preparatę [18], Drella i Yana [19] oraz innych.

Przejdę teraz do eksperymentu związanego z odkryciem cząstki J [20—22].

2.1. Aby przeprowadzić eksperyment o dużej dokładności, wykrywający cząstki o małej szerokości połówkowej w szerokim przedziale masy, należy zwrócić uwagę na następujące cztery czynniki:

1) Skoro pary e^+e^- pochodzą z procesów elektromagnetycznych, to przy dużej masie m liczba produkowanych par e^+e^- jest mniejsza niż par hadronowych ($\pi^+\pi^-$, K^+K^- , $\bar{p}p$, $K^+\bar{p}$ itd. ...) o czynnik $\ll 10^{-6}$.

2) W związku z tym, aby otrzymać wystarczający procent par e^+e^- , detektor musi podobać dużemu strumieniowi protonów, typowo 10^{11} — 10^{12} protonów/s.

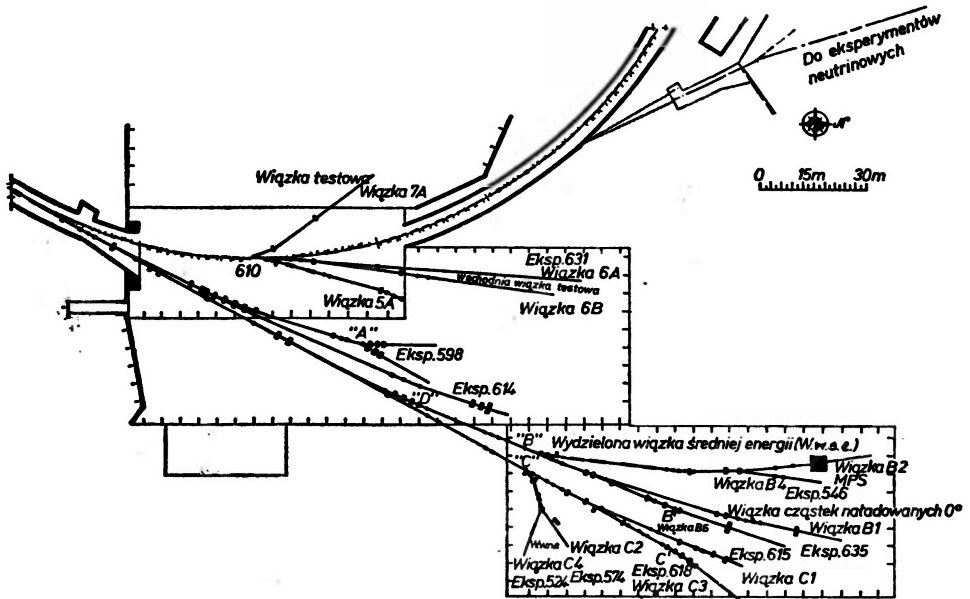
3) Detektor musi mieć zdolność odrzucania par hadronowych w stosunku $\geq 10^8$.

4) Pojawia się również problem, gdzie ustawić detektor o skończonej akceptacji, gdyż a priori nie wiadomo, w jakim obszarze poszukiwać nowych cząstek. Wiadomo natomiast, że w reakcjach, w których produkowane są zwykle hadrony, największy procent produkowanych cząstek otrzymuje się wtedy, gdy są one produkowane w spoczynku w układzie środka masy [23]. Jeśli dodatkowo ograniczyć się do rozpadu e^+e^- pod kątem 90° , wtedy szybko dochodzi się do wniosku, że przy energii padającego protonu 28,5 GeV e^+ lub e^- z rozpadu wylatuje pod kątem $14,6^\circ$, niezależnie od masy rozpadającej się cząstki.

2.2. Rysunek 4 przedstawia plan rozkładu eksperymentów z użyciem wolno wyprowadzanej intensywnej wiązki protonów z akceleratora o silnym ogniskowaniu (AGS) w Brookhaven w latach 1973—1974. Nasz eksperyment (Nr 598) ustawiony był na specjalnie przygotowanej linii wiązki (linia A). Ponieważ zależało mi na tym, aby otrzymać wiązkę o małych rozmiarach poprzecznych, skorzystałem z porady dra A. N. Diddensa z CERN-u, który używał podobnej wiązki z synchrotronu protonowego w CERN-ie, i ogniskowałem wiązkę magnesami bez użycia kolimatorów.

Padająca wiązka o natężeniu dochodzącym do $2 \cdot 10^{12}$ protonów w jednym impulsie została zogniskowana do rozmiarów 3×6 mm². Położenie wiązki było monitorowane zamkniętym obwodem TV. Stabilność i natężenie wiązki były monitorowane licznikami wtórnej emisji oraz sześcioma macierzami tele-

skopów, składających się z liczników scyntylicyjnych umieszczonych pod kątem 75° w stosunku do wiązki, schowanych za 12-stopową osłoną betonową. Codzienne skalowania liczników wtórnej emisji robiono przy użyciu folii Al i C.



Rys. 4. Wschodni obszar eksperymentalny AGS. Eksperyment MIT ma numer 598 i znajduje się na końcu stacji A. Numer 614 ma eksperyment profesora M. Schwartz [22]

2.3. Z naszych wcześniejszych doświadczeń w DESY wynikało, że najlepszym sposobem skonstruowania detektora par elektronowych, który mógłby podolać dużym natężeniom wiązki, a jednocześnie charakteryzował się dobrą akceptacją oraz dobrą zdolnością rozdzielczą masy, było zaprojektowanie dużego spektrometru dwuramiennego oraz umieszczenie większości detektorów za magnesami, tak aby nie były one wystawione bezpośrednio na światło tarczy. Aby uprościć analizę i otrzymać lepszą zdolność rozdzielczą masy, zastosowaliśmy niezależny pomiar p i θ ; magnesy zakrzywiały tory cząstek w płaszczyźnie pionowej w celu pomiaru pędów, podczas gdy kąty produkcji mierzone były w płaszczyźnie poziomej. Rys. 5 przedstawia widok z góry i z boku spektrometru oraz liczników.

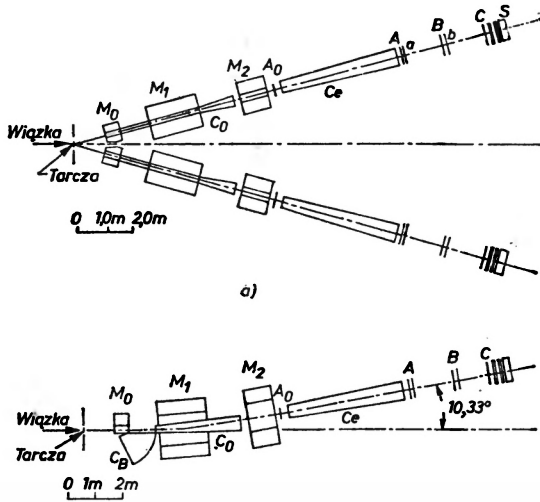
Najważniejsze cechy spektrometru przedstawiają się następująco:

1) Tarcza: tarcza składa się z 9 kawałków berylu o grubości 1,78 mm, oddległych od siebie o 7,5 cm, tak aby cząstki wyprodukowane w jednej z części i zaakceptowane przez spektrometr nie przechodziły przez następne. Taki układ ułatwia również wyrzucanie par przypadkowych przez żądanie, aby oba tory pochodziły z tego samego miejsca.

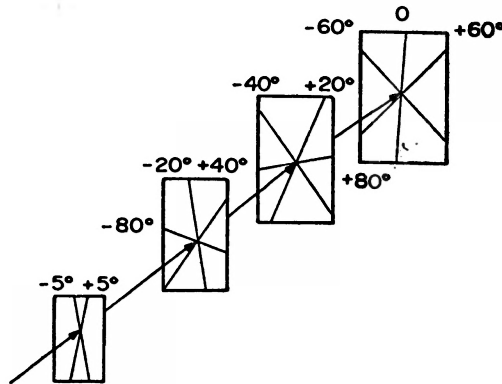
2) Zestaw magnesów: moc zakrzywania dipoli magnetycznych M_0 , M_1 , M_2 jest taka, że żaden z liczników nie „widzi” tarczy bezpośrednio. Po ostatecz-

nym ustawieniu magnesów, pole magnetyczne zostało zmierzone trójwymiarową sondą Halla w 10⁶ punktach.

3) Komory: A_0 , A , B oraz C są to wielodrutowe komory proporcjonalne. Składają się one z ponad ośmiu tysięcy położonych drutów o grubości 20 μ , w odległości 2 mm od siebie, każdy podłączony do własnego wzmacniacza



Rys. 5. Schemat układu eksperymentalnego dwuramiennego spektrometru zastosowanego przez nas przy odkryciu cząstki J : M_0 , M_1 i M_2 — magnesy dipolowe; A_0 , A , B i C — drutowe komory proporcjonalne z 8000 drutów, a oraz b to układ 8×8 hodoskopów, S oznacza trzy zespoły liczników ze szkła ołowiwego i kaskadowych; C_B , C_0 i C_e — liczniki Czerenkowa; a) widok z góry; b) widok z boku



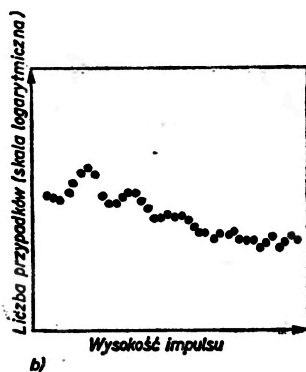
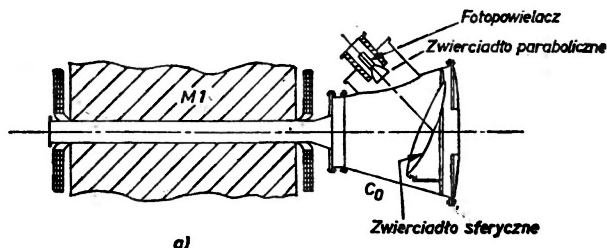
Rys. 6. Względne ustawienie płaszczyzn drutów w komorach proporcjonalnych

i systemu kodującego. Układ drutów przedstawiony jest na rys. 6. Każda z jedenastu płaszczyzn ma inną orientację drutów. W każdej z trzech ostatnich komór druty obrócone są względem siebie o 60°, tak aby przy danym uderzeniu liczba dotkniętych drutów była stała — jest to cecha ułatwiająca

przeglądanie przypadków wielotorowych oraz odrzucanie powolnych neutronów i promieni γ , które nie zapalają wszystkich płaszczyzn. Opracowaliśmy specjalną mieszaninę gazów, przy której komory mogły pracować w warunkach niskich napięć i dużego promieniowania otoczenia. Aby polepszyć rozdzielczość czasową, ustawiliśmy za komorami *A* i *B* dwie płaszczyzny cienkich (o grubości 1,6 mm) hodoskopów (8×8). Komory te mogą pracować z częstotliwością ~ 20 MHz oraz mogą również wybierać aż do ośmiu cząstek jednocześnie w każdym z ramion.

Jest rzeczą niezmiernie ważną, aby całe 8000 drutów pracowało bez zarzutu, gdyż naprawa jednego drutu wymagałaby przesunięcia około tysiąca ton betonu.

Komory oraz magnesy dają w efekcie zdolność rozdzielczą masy około $\pm 5 \text{ MeV}/c^2$ oraz akceptują masy $2 \text{ GeV}/c^2$ przy dowolnym natężeniu prądu w magnesach. Dobra zdolność rozdzielcza pozwala identyfikować bardzo wąskie rezonanse. Dobra akceptacja dużych mas jest bardzo istotna przy poszukiwaniu wąskich rezonansów w obszarze dużych mas.



Rys. 7. a) Plan licznika C_0 ustawionego jak w eksperymencie; b) widmo wysokości impulsu z fotopowielacza (RCA C 31000 M) licznika C_0 wypełnionego helem. Widoczne są maksima jednego, dwóch i trzech fotoelektronów

4) Liczniki Czerenkowa i liczniki kaskadowe: liczniki Czerenkowa, oznaczone przez C_0 i C_e , liczniki ze szkła ołowiowego oraz kaskadowe oznaczone przez S pozwalają akceptować nie więcej niż jeden hadron na $\geq 10^8$ hadronów.

Licznik Czerenkowa ustawiony w magnesie (C_0 , patrz rys. 7a) posiada duże sferyczne lustro o promieniu 1 m. Następnie za drugim magnesem stoi kolejny licznik Czerenkowa, o eliptycznym lustrze o rozmiarach $1,5 \times 1,0 \text{ m}^2$. Liczniki Czerenkowa wypełnione są wodorem, aby liczba wybijanych elektronów była jak najmniejsza. Jak w naszym wcześniejszym eksperymencie w DESY, rozdzielenie obu liczników silnym polem magnetycznym powoduje, że wybite elektrony wyprodukowane w pierwszym liczniku wyprowadzane są na zewnątrz i nie docierają do drugiego licznika.

Aby zmniejszyć wielokrotne rozpraszanie oraz konwersję fotonów, ilość materiału umieszczonego w obszarze wiązki jest ograniczona do minimum. Przednia szyba licznika C_0 jest grubości $125 \text{ }\mu\text{m}$, tylna natomiast $250 \text{ }\mu\text{m}$. Aby zapobiec odbiciu się światła Czerenkowa pod dużymi kątami, lustra liczników C_0 i C_e zrobione są z czarnego pleksiglasu o grubości 3 mm i pokryte warstwą aluminium tylko na przedniej (wklęsłej) powierzchni. Lustra do tego eksperymentu zostały wykonane w warsztacie optyki precyzyjnej w CERN-ie. Krzywizny luster były mierzone laserem i spośród wielu wyprodukowanych luster wybraliśmy tylko 24 do tego eksperymentu (4 do C_0 , 4 do C_e , 16 do C_B).

Wewnątrz liczniki pomalowane są na czarno, tak aby na katodzie fotopowielacza było ogniskowane tylko światło Czerenkowa pochodzące od elektronów lecących wzdłuż kierunku wiązki. Stosowane są specjalne fotopowielacze, typu RCA C31000 M, o dużym wzmocnieniu i dużej wydajności, które, gdy liczniki wypełnione były helem, pozwalały zlokalizować (rys. 7b) maksimum od pojedynczego fotoelektronu (oczekujemy dla helu średnio około 2 do 3 fotoelektronów).

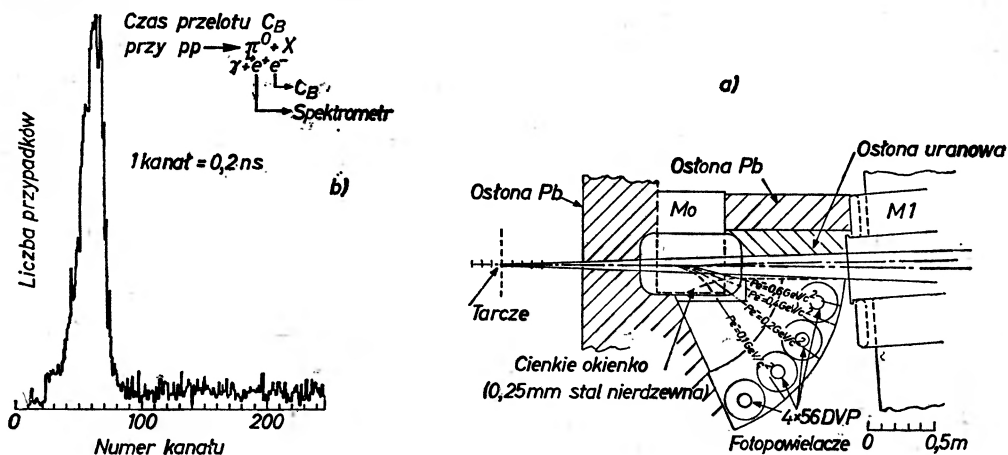
Licznik C_0 umieszczony jest bardzo blisko tarczy, w obszarze o dużym poziomie promieniowania. Aby zmniejszyć liczbę zdarzeń przypadkowych oraz czas martwy, napięcie wzbudzenia na fotopowielaczach musi być jak najmniejsze. Ale nawet wtedy musimy unikać stosowania zbyt niskich napięć, takich przy których licznik rejestruje tylko pary e^+e^- z rozpadu $\pi^0 \rightarrow \gamma + e^+ + e^-$ trafiających również do licznika. Gdy C_0 wypełniony jest wodorem, pojedynczy elektron produkuje około ośmiu fotoelektronów, tzn. para daje szesnaście. Znajomość położenia maksimum odpowiadającego jednemu fotoelektronowi pozwala rozróżnić te dwa przypadki. Wszystkie liczniki wyskalowane są przy wiązce testowej, tak aby mieć pewność, że są one wydajne w 100% w całej przestrzeni fazowej.

Na końcu każdego z ramion spektrometru ustawione są dwa, prostopadłe do siebie, zespoły liczników ze szkła ołowiowego o grubości trzech długości radiacyjnych, pierwszy składający się z dwunastu elementów, drugi z trzynastu, za nimi natomiast umieszczony jest poziomy zespół siedmiu liczników kaskadowych z pleksiglasu ołowiowego, o grubości dziesięciu długości radiacyjnych każdy, wszystko po to, by odróżniać hadrony od elektronów. Podział liczników ze szkła i pleksiglasu ołowiowego na ~ 100 komórek pozwala także identyfikować tory elektronowe spośród fałszywych torów.

Na rys. 8 pokazany jest ogólny widok detektorów przy usuniętym dachu.

Na rys. 9 przedstawione jest zakończenie jednego z ramion detektora z widoczną częścią licznika C_e , komorami proporcjonalnymi i licznikami.

5) Niezanieczyszczona wiązka elektronów do skalowania: aby uzyskać odrzucanie hadronów oraz mieć pewność, że detektory są wydajne w 100% przy rejestracji elektronów, potrzebna jest czysta wiązka elektronowa do przeprowadzenia skalowania detektorów. W akceleratorze elektronowym, takim jak w DESY, łatwo jest wyprodukować bezdomieszkową wiązkę elektronów poprzez zderzenia energetycznych fotonów z tarczą jądrową o dużym Z , otrzymując wtedy pary e^+e^- o kącie rozwarcia 0° . W akceleratorze protonowym najlepszy sposób wytworzenia wiązki elektronów polega na wykorzystaniu rozpadu $\pi^0 \rightarrow \gamma + e^+ + e^-$ i żądaniu koincydencji e^+ z e^- . Aby to zrealizować, kierunkowy licznik Czerenkowa C_B ustawiony został blisko tarczy, poniżej specjalnie skonstruowanego magnesu M_0 (rys. 10a). Licznik jest również pomalowany wewnątrz na czarno; jest czuły na elektrony o pędzie powyżej 10 MeV/c i odrzuca piony o pędzie poniżej 2,7 GeV/c. Koincydencja między



Rys. 10. Pomiar e^+e^- z rozpadu $\pi^0 \rightarrow \gamma + e^+ + e^-$. a) Widok z boku na magnes M_0 , który zakrzywia różne tory niskoenergetyczne e^+ o pędzie p_e do C_B ; b) względne przebiegi czasowe pomiędzy impulsem elektronowym z C_B a systemem spustowym pozytonów z ramienia głównego spektrometru i vice versa

C_B i C_0 , C_e , licznikiem kaskadowym oraz hodoskopami wskazuje na wykrycie pary e^+e^- z procesu rozpadu π^0 . Typowy wykres zależności czasowej tych koincydencji pokazany jest na rys. 10b. Sterując licznikiem C_B można dostarczyć czystą wiązkę elektronów do skalowania C_0 , C_e oraz liczników ze szkła ołowowego i kaskadowych. Jest to również inna metoda ustawienia napięcia na liczniku C_0 , gdyż koincydencja C_e i C_B daje pewność, że licznik jest wydajny na pojedyncze elektrony a nie na zerostopniową parę.

6) Osłony: jak pokazano na rys. 8, detektor jest bardzo duży, a przy natężeniu 10^{12} protonów padających na tarczę o grubości 0,1 drogi zderzenia, w obszarze eksperymentalnym produkuje się około 10^{12} cząstek. Aby osłonić

detektor oraz fizyków, zbudowaliśmy drewniane modele bloków betonowych i okazało się, że potrzebowaliśmy więcej osłon niż było dostępnych w Brookhaven. Problem został jednak rozwiązany, gdyż otrzymaliśmy wszystkie bloki osłaniające akcelerator elektronowy z Cambridge, który został zamknięty. Cała osłona składała się w przybliżeniu z 10 000 ton betonu, 100 ton ołowiu, 5 ton uranu, 5 ton mydła, umieszczonych na liczniku C_0 , pomiędzy M_1 i M_2 oraz wokół wejścia do C_0 , tak aby zatrzymać powolne neutrony. Pomimo takiej osłony, w godzinę po zatrzymaniu wiązki, poziom promieniowania w obszarze tarczy miał nadal niebezpieczną wartość 5 R/h.

Zarówno w trakcie budowy naszych spektrometrów, jak i podczas trwania eksperymentu spotkałem się z wieloma krytycznymi uwagami. Związane to było z tym, że budowa spektrometru o dobrej zdolności rozdzielczej masy była bardzo kosztowna. Pewien znakomity fizyk zwrócił uwagę, że takiego typu spektrometr nadaje się tylko do poszukiwania wąskich rezonansów, a takich przecież nie ma. Tym niemniej, nie mając nigdy zbyt dużego zaufania do argumentów teoretycznych, postanowiliśmy postępować dalej zgodnie z naszymi pierwotnymi zamiarami.

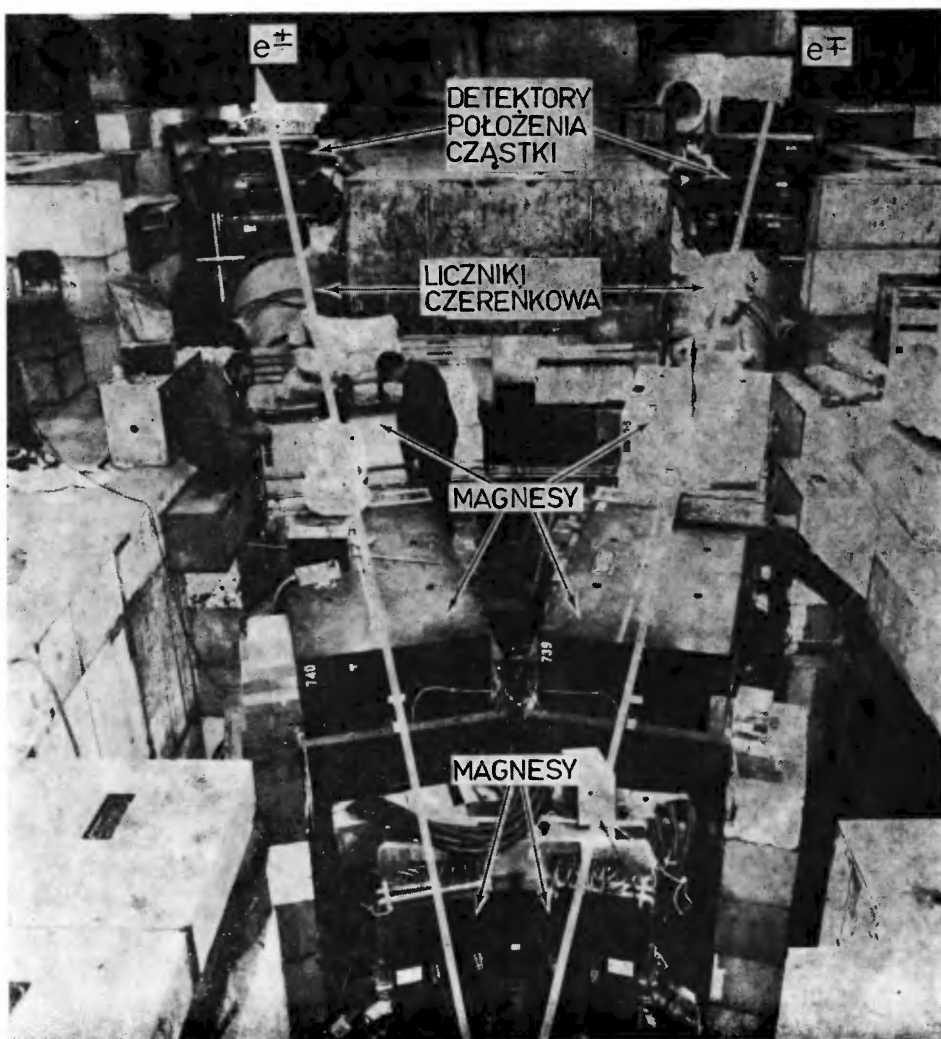
W kwietniu 1974 roku zakończyliśmy ustawianie eksperymentu i rozpoczęliśmy doprowadzanie intensywnej wiązki protonowej do naszego obszaru. Szybko stwierdziliśmy, że poziom promieniowania w naszym pokoju kontrolnym wynosi 0,2 R/h. Oznaczało to, że nasi fizycy otrzymaliby w ciągu 24 godzin maksymalną dawkę dopuszczalną w ciągu roku. Podczas dwóch czy trzech tygodni bardzo intensywnie poszukiwaliśmy przyczyny tego zjawiska i zaczęliśmy się martwić, czy będziemy mogli kiedykolwiek uruchomić nasz eksperyment.

Któregoś dnia dr U. Becker, który pracował ze mną od 1966 roku, przechadzając się wokół z licznikiem Geigera, zauważył nagle, że większość promieniowania pochodziła z jednego konkretnego miejsca w stosie osłon. Po precyzyjnych poszukiwaniach okazało się, że pomimo ustawienia 10 000 ton betonu nie osłoniliśmy najważniejszego obszaru — wierzchu stopera wiązki! Po tej poprawce poziom promieniowania zmniejszył się na tyle, że mogliśmy bezpiecznie rozpocząć eksperyment.

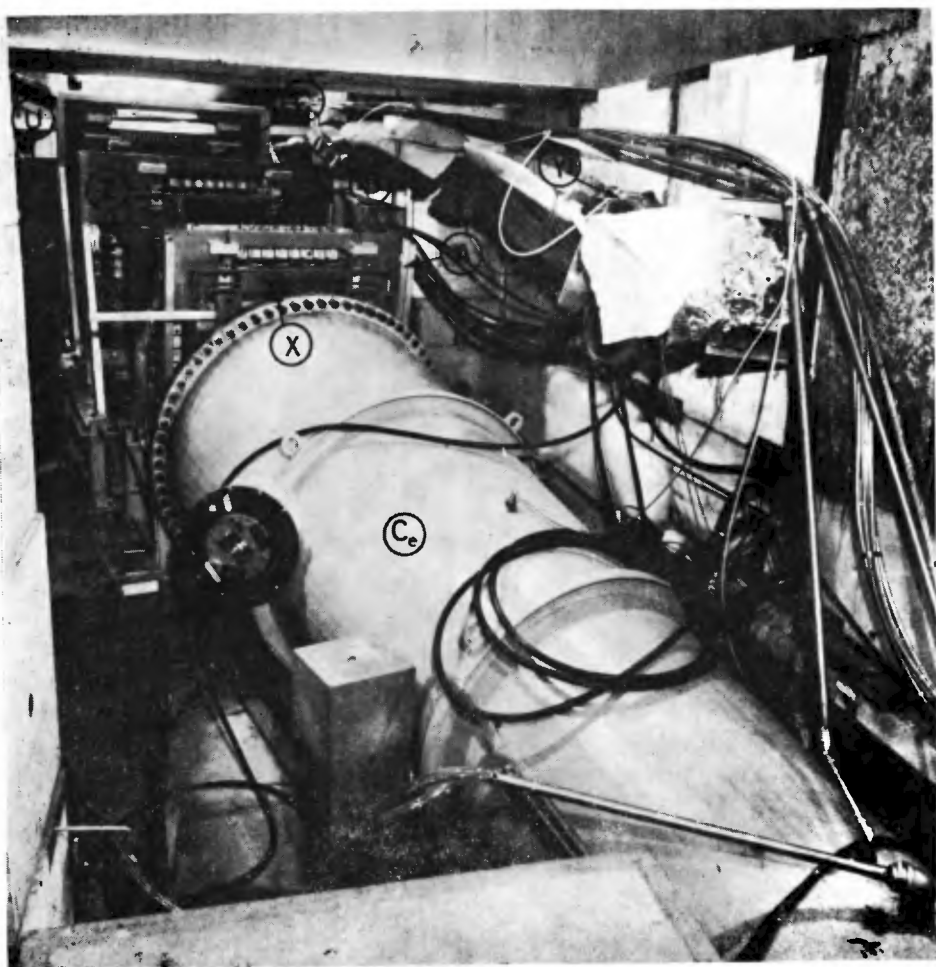
Od kwietnia do sierpnia wykonywaliśmy normalne badania i okazało się, że detektory pracują jak należy. Byliśmy w stanie stosować wiązkę o natężeniu 10^{12} protonów/s. Mały spektrometr dla par działał również poprawnie i pozwalał nam skalować detektor czystą wiązką elektronową.

2.4. Ze względu na złożoność detektora potrzebnych było sześciu fizyków do jego sterowania. Przed rozpoczęciem zbierania danych spędziliśmy około stu godzin na upewnieniu się, że detektory są wydajne blisko 100%. Przytoczę parę przykładów:

1) Wydajność liczników Czerenkowa badana była w całym obszarze przestrzeni fazowej, a napięcia były dobrane tak, aby liczniki były wszędzie jednako wydajne. Typowy wynik dla C_0 przedstawiony jest na rys. 11a.

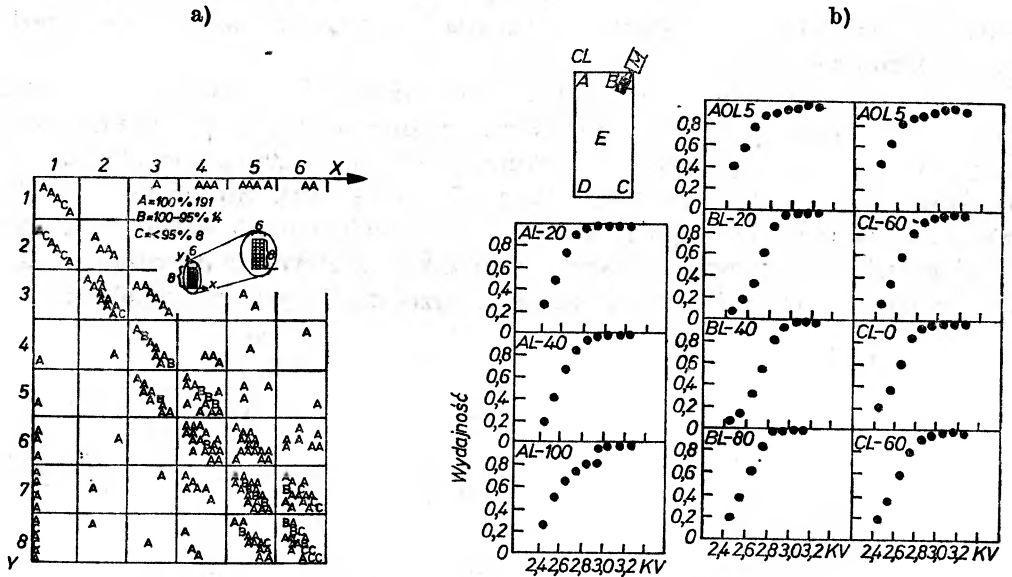


Rys. 8. Ogólny widok detektora



Rys. 9. Widok zakończenia jednego z ramion, ukazującego część licznika Czerenkowa C_0 , komory A, B, C z częścią 8000 wzmacniaczy X , kablami Y i hodoskopami Z . Licznik ze szkła ołowiowego jest na końcu komory U

2) Napięcia i odpowiedzi liczników ze szkła ołowiowego i kaskadowych były wyskalowane tak, aby mieć pewność, że odpowiedź nie zmienia się w czasie.



Rys. 11. a) Mapa wydajności licznika C_e w całym obszarze przestrzeni fazowej. Litery odnoszą się do wydajności mierzonych dla torów pomiędzy odpowiednimi punktami zaznaczonymi na bramkach przy końcu każdego licznika; b) wydajność wszystkich płaszczyzn drutowych w funkcji przyłożonego napięcia. Pomiary były wykonywane przy użyciu małego licznika testowego W w różnych położeniach, zaznaczonych przez A, B, C, D, E , w każdej komorze

3) Została sprawdzona wydajność ostatnich hodoskopów, umieszczonych najdalej od fotopowielacza.

4) Sprawdzone zostały również względne przebiegi czasowe hodoskopów, aby mieć pewność, że sygnały wygenerowane przez cząstki wyprodukowane w tarczy docierają z każdego licznika jednocześnie. W trakcie eksperymentu zapisywano i wyświetlano na ekranie oscyloskopu z pamięcią czasy przelotu przez każdy hodoskop i licznik Czerenkowa, wysokość impulsu liczników Czerenkowa oraz poszczególne reakcje wszystkich liczników wraz z sygnałami z komór drutowych.

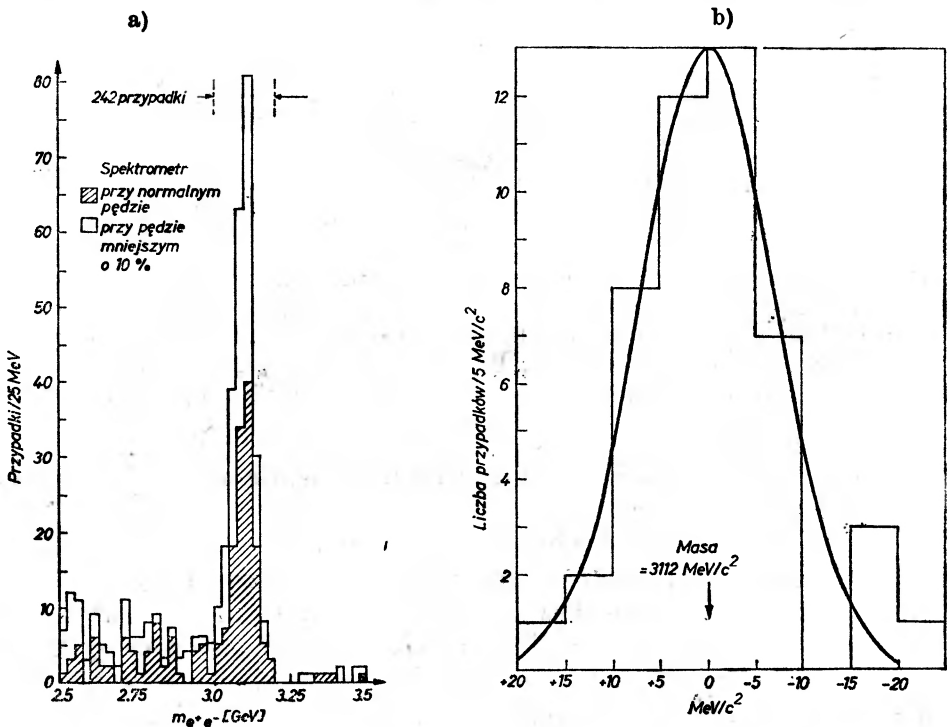
5) Aby mieć pewność, że drutowe komory proporcjonalne wykazują dobrą efektywność w całym swoim obszarze, zastosowano mały licznik testowy, który rejestrował napięcie wzbudzenia w różnych położeniach w stosunku do płaszczyzn komór. Typowy układ krzywych wzbudzenia napięć dla wszystkich płaszczyzn przedstawiony jest na rys. 11b.

6) Do sprawdzenia przesunięcia czasowego między obu ramionami przeprowadzone zostały dwa testy. Po pierwsze przesunięto liczniki testowe od jednego ramienia do drugiego, tak że można było porównać względne przebiegi czasowe. Po drugie zmierzona została wydajność rejestracji par e^+e^-

przy małych masach ($m_{ee} < 2 \text{ GeV}/c^2$), gdzie próbka prawdziwych par e^+e^- jest bardzo bogata.

Wczesnym latem 1974 roku zebraliśmy trochę danych w obszarze dużych mas od 4 do 5 GeV/c^2 . Jednak analiza danych wykazała bardzo małą liczbę par elektron-pozyton.

Pod koniec sierpnia ustawiliśmy magnesy tak, by akceptowały masę efektywną od 2,5 do 4,0 GeV/c^2 . Zaobserwowaliśmy od razu czyste, prawdziwe pary elektronowe. Najbardziej zadziwiające było to, że masy e^+e^- układały się w wąskie maksimum przy masie 3,1 GeV/c^2 (rys. 12a). Szczegółowa analiza wykazała, że szerokość tego maksimum jest mniejsza niż 5 MeV/c^2 (rys. 12b). W ciągu wielu lat pracy ustaliłem w grupie pewne zwyczaje dotyczące sprawdzania naszych danych i naszej analizy. Przedstawię parę przykładów:



Rys. 12a. Widmo mas dla przypadków w obszarze $2,5 < m_{ee} < 3,5 \text{ GeV}/c^2$. Przypadki zakreskowane odpowiadają normalnemu ustawieniu magnesu, pozostałe odpowiadają ustawieniu 0—10% niższemu niż normalnie

Rys. 12b. Pomiar szerokości J . Szerokość jest, jak widać mniejsza niż 5 MeV/c^2

1) Aby upewnić się, że obserwowane maksimum było prawdziwym efektem a nie wynikiem pracy aparatury czy też błędnego odczytania danych przez komputer, zebraliśmy jeszcze jeden zestaw danych przy zmniejszonym natężeniu prądów w magnesach. Miało to tę zaletę, że cząstki zostały przesunięte do innych części detektora. Fakt, że maksimum pozostało w tym samym miejscu (rys. 12a), świadczył, że odkryta została nowa cząstka.

2) Zastosowaliśmy dwa różne zespoły programów do opracowania danych, aby mieć pewność, że analiza była poprawna. Oznaczało to, że dane były analizowane przez dwie niezależne grupy fizyków, począwszy od przygotowania 2 surowych taśm danych do własnej ostatecznej taśmy danych, i przeprowadzone zostały dwa niezależne obliczenia akceptacji metodą Monte Carlo, rekonstrukcji każdego przypadku, poprawek do danych i w końcu otrzymano dwa niezależne wyniki, które powinny się być zgadzać ze sobą. Taka procedura, choć zużywająca dwukrotnie więcej czasu maszyny cyfrowej, daje większe zaufanie do naszych wyników, gdyż przy obu niezależnych podejściach otrzymane wyniki były takie same.

3) Aby zrozumieć pochodzenie różnych drugorzędnych poprawek do tła, wykonaliśmy następujące pomiary:

a) aby sprawdzić poziom tła ze wzbudzeń w licznikach ze szkła ołowiowego i kaskadowych, zebraliśmy dane przy różnych napięciach na licznikach; nie zaobserwowaliśmy żadnych efektów,

b) aby sprawdzić tło od zderzeń z powierzchniami i brzegami magnesów, wprowadziliśmy cięcia w danych, które zmniejszyły efektywny obszar. Nie zaobserwowano znaczącego osłabienia efektu,

c) aby sprawdzić poprawność odczytu na wyjściu z komór oraz działanie systemu spustowego hodoskopów, przeprowadziliśmy parę doświadczeń z wyjętymi kilkoma płytkami z komór oraz z wyłączonymi niektórymi częściami hodoskopów. Nie zaobserwowano żadnych niespodziewanych efektów w danych,

d) liczba prawdziwych zdarzeń jest proporcjonalna do natężenia wiązki, natomiast liczba zdarzeń przypadkowych rośnie jak kwadrat natężenia. Czystym sposobem sprawdzenia ilości tła jest zebranie danych przy różnych natężeniach wiązki. To właśnie zostało zrobione i okazało się, że udział tła w obszarze maksimum jest zaniedbywalny.

4) Aby zrozumieć istotę procesu produkcji nowego maksimum, zwiększyliśmy grubość tarczy o czynnik 2. Produkcja wzrosła o czynnik 2 a nie o czynnik 4.

Te oraz wiele innych testów przekonały nas, że zaobserwowaliśmy prawdziwą ciężką cząstkę.

Przez pewien okres czasu zastanawialiśmy się nad nazwą nowej cząstki. Ktoś zauważył, że naprawdę interesujące cząstki trwale nazywane są literami alfabetu łacińskiego, jak np. zapostulowany W^0 , wektorowy bozon pośredni, czy też Z^0 itp., podczas gdy cząstki „klasyczne” oznaczone są literami alfabetu greckiego ρ , ω itd. To w powiązaniu z faktem, że nasza działalność w ostatniej dekadzie była skupiona głównie nad badaniami prądów elektromagnetycznych $j_\mu(x)$, nasunęło nam myśl, by nową cząstkę nazwać J .

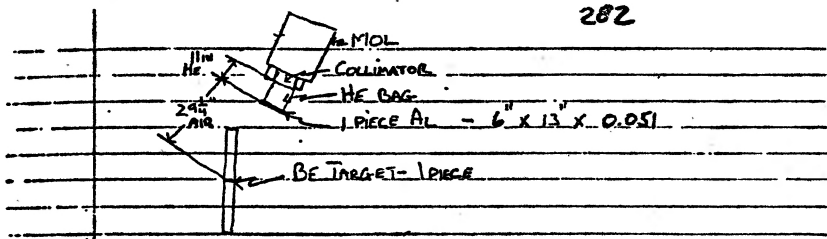
2.5. Rozważałem koncepcję ogłoszenia naszych wyników podczas uroczystości pożegnalnej na cześć V. F. Weisskopfa, który nam bardzo pomagał podczas wielu naszych eksperymentów. Uroczystość ta miała się odbyć 17

i 18 października 1974 roku. Odłożyłem jednak ogłoszenie naszych wyników z dwóch powodów. Po pierwsze, były przypuszczenia, że produkcja par e^+e^- o dużej masie w oddziaływaniach proton–proton pochodzi z dwustopniowego procesu $p + N \rightarrow \pi + \dots$, w którym pion ulega drugiemu zderzeniu $\pi + N \rightarrow e^+ + e^- + \dots$. Można to było sprawdzić przez pomiar oparty na grubości tarczy. Wydajność dwustopniowego procesu powinna wzrastać jak kwadrat grubości tarczy, podczas gdy w procesie jednostopniowym wzrost powinien być liniowy. Jak opisywałem w punkcie 4), pomiar tego typu został przeprowadzony.

Co ważniejsze zdaliśmy sobie sprawę z tego, że istniały w Brookhaven wcześniejsze pomiary [24] bezpośredniej produkcji mionów i pionów w zderzeniach nukleon–nukleon i dały one stosunek μ/π rzędu 10^{-4} , tajemniczy wynik, który nie zmieniał się od 30 GeV do 200 GeV w ISR. Wartość ta była o rząd wielkości większa niż wartość przewidywana teoretycznie z istnienia trzech mezonów wektorowych ρ , ω i ϕ , które w tych czasach były jedynymi możliwymi „pośrednikami” między oddziaływaniami silnymi i elektromagnetycznymi. Dodaliśmy wtedy mezon J do tych trzech i znaleźliśmy, że kombinacja liniowa czterech mezonów również nie tłumaczyła wartości stosunku μ^-/π^- . Stało się to dla mnie wskazówką, że zapowiada się coś wyjątkowo interesującego i w związku z tym postanowiłem zmierzyć wprost ten stosunek. Ponieważ nasz spektrometr nie nadawał się do pomiaru stosunku μ/π , postanowiliśmy zająć się możliwością wyznaczenia e^-/π^- .

Zaczęliśmy przeprowadzać próby, aby zrozumieć problemy związane z realizacją takiego eksperymentu. Najważniejszym etapem były doświadczenia z różnymi pędami e^- w funkcji natężenia wiązki padających protonów w celu sprawdzenia tła w pojedynczym ramieniu i możliwości zapisu danych przez komputer.

W czwartek 7 listopada dokonaliśmy największej zmiany w spektrometrze (patrz rys. 13) potrzebnej do rozpoczęcia nowego eksperymentu w poszukiwaniu dalszych cząstek. Zaczęliśmy od pomiaru tajemniczego stosunku e/π . Zmieniliśmy zarówno logikę układu, jak i tarczę i zmniejszyliśmy natężenie wiązki padających protonów o prawie dwa rzędy wielkości. Do identyfikacji tła e^- , pochodzącego z rozpadu mezonów π^0 , wprowadziliśmy naprzeciw spektrometru cienkie konwertery aluminiowe, aby zwiększyć konwersję $\gamma \rightarrow e^+ + e^-$. To łącznie z licznikiem C_e , mierzącym bezpośrednio rozpad $\pi^0 \rightarrow \gamma + e^+ + e^-$, pozwoliło nam kontrolować największy wkład do tła e^- . Dalszy pomiar stosunku e/π przebiegał z jeszcze jedną zmianą w spektrometrze, polegającą na zainstalowaniu nowych wysokociśnieniowych liczników Czerenkowa do systematycznego pomiaru par hadronowych (K^+K^- , $\pi^+\pi^-$, $p\bar{p}$ itd.), aby określić ile istnieje innych cząstek nie rozpadających się na e^+e^- , lecz na hadrony. Po długich poszukiwaniach nie znaleźliśmy jednak żadnej takiej cząstki. W międzyczasie, pod koniec października, M. Chen i U. Becker oraz inni w grupie zaczęli bardzo nalegać, aby szybko opublikować nasze wyniki. Byłem bardzo zainteresowany wartością stosunku $\mu/\pi = 10^{-4}$ i chciałem wiedzieć, ile cząstek



a)

284

1 ϕ ATTEN.

TRIGGER	CDI.CEI.EFGH	MISC	BEAM CONDITION
		CHECK HV	INTENSITY <u>2x10¹⁰</u>
(SINGLE ARM L OR R		He BAGS OK?	SPOT SIZE: _____
EP K AL T		MOL	HEIGHT _____
DOUBLE ARM		MOR	ENERGY _____
EE PP MM KK TT		M2L	SPILL LENGTH _____
TARI	<u>1x30</u>	M2R	OTHER _____
	<u>2 foils Al</u>	PIPE	
		SEM-AI VAC	
		SEM-AI HV	

CHAMBER CONDITION			CHERENKOV COUNTERS		
CHAMBER	HV	OTHER	GAS	PRESSURE	OTHERS
AOL		ON	COL		ON
AOR		ON	CBR		ON
AL			COL		
AR			CBR		
BL			COL		
BR			CBR		
CL			COL		
CR			CBR		
METHAL	TEMP: _____		FLAGS <u>1</u> PIECES TARGETED POSITIONS <u>center</u> Thickness <u>29 mic</u> MATERIAL _____		
	FILLED: _____				

TAPE: <u>DA 54</u>	MAGNET SETTINGS	PEOPLE ON SHIFTS
RUN# <u>221</u>	MOL <u>60.00</u>	<u>TING</u>
DATE <u>NOV 7 1974</u>	MOR _____	<u>KAGY</u>
TIME START: <u>21 50</u>	MIL <u>45.123</u>	<u>WU</u>
STOP: <u>22 35</u>	MIR <u>45.123</u>	<u>CHAN</u>
	M2L <u>26.212</u>	<u>LANG</u>
	M2R <u>26.212</u>	
<u>NOV 7 1974</u>	MOMENTUM: <u>Med P ⊖</u> POLARITY <u>R-</u>	
	COIL <u>ON</u>	

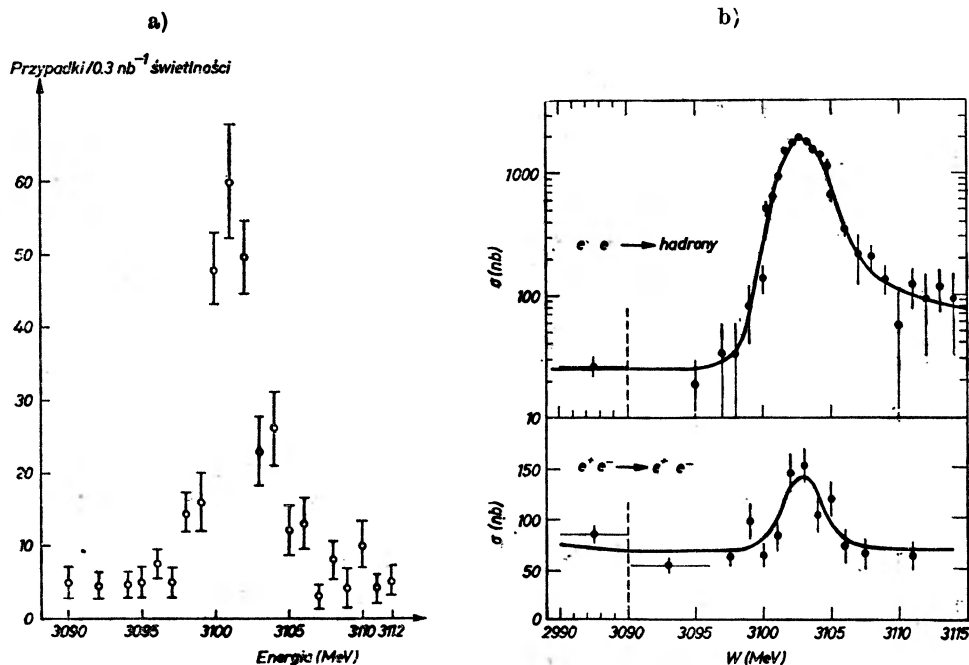
TSI SCALERS:	COMMENTS			
SEM-AI _____	SEM _____			
G1 _____	G2 _____	G3 _____	G4 _____	
MA _____				MRD _____
MC _____				MR _____
MD _____	REX _____			MLD _____
	LEK _____			ML _____

b)

Rys. 13. a) Szkic układu folii aluminiowych (Al) naprzeciw magnesu M_0 , w naszym nowym eksperymencie do wyznaczenia stosunku e/π . Konwerter był używany do pomiaru tła elektronów; b) formularz danych do typowego pomiaru w eksperymencie w nowych warunkach. Puste miejsca oznaczają, bądź to że dane weszły do komputera, bądź też że warunki są identyczne jak poprzednio. W tym wypadku elektrony przechodziły przez prawe ramię detektora z pędem ~ 6 GeV/c. Dwa kawałki folii aluminiowej naprzeciw magnesu M_0 , służą jako konwertery [z książki danych grupy, s. 282 i 284, 7 listopada 1974]

istnieje. W końcu, pod naporem zdecydowałem się opublikować nasze dane tylko na temat J .

6 listopada udałem się do G. Trigga, wydawcy „Physical Review Letters”, aby dowiedzieć się, czy nie zmienione zostały reguły publikowania bez recenzji. Po tym spotkaniu napisałem wstępną prostą wersję artykułu w stylu naszej publikacji [5] na temat elektrodynamiki kwantowej w 1967 roku. Artykuł dotyczył tylko odkrycia J oraz procedury doświadczalnej, nie wspominając o naszych dalszych planach.

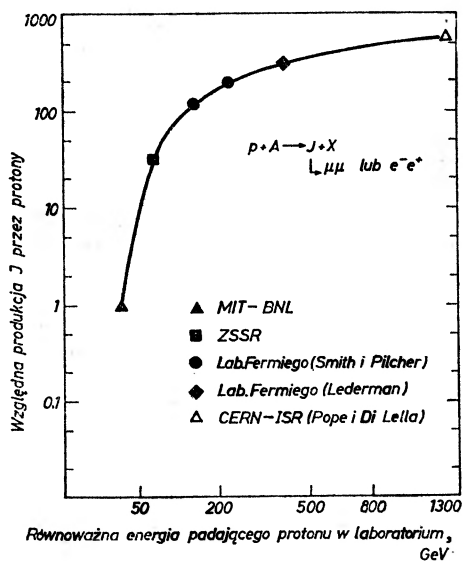


Rys. 14a. Wynik jednej z grup z Frascati dotyczący produkcji cząstki J [25]. Liczba przypadków na $0,3 \text{ nb}^{-1}$ świetności narysowana jest w funkcji całkowitej energii w środku masy
Rys. 14b. Krzywe wzbudzenia dla reakcji $e^+e^- \rightarrow \text{hadrony}$ i $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ [26]. Linia ciągła przedstawia najlepsze dopasowanie do danych

11 listopada zadzwoniliśmy do dyrektora Laboratorium Frascati, G. Bellestiniego, informując go o naszych wynikach. We Frascati badania rozpoczęły się 13 listopada i już 15 listopada zatelefonowali do nas, oznajmiając w dużym podnieceniu, że również zaobserwowali sygnał J , a $\Gamma_{\mu\mu}^2/\Gamma_{\text{tot}}$ wynosi $(0,8 \pm 0,2)$ keV. Ich pierwsze widmo pokazane jest na rys. 14a. Grupa Frascati była w stanie opublikować swoje wyniki w tym samym numerze „Physical Review Letters” [25], w którym był nasz artykuł. W krótkim czasie potem przeprowadzili oni bardziej szczegółowe badania cząstki J (rys. 14b) i ustalili, że jej całkowita szerokość wynosi 60 keV. (Cząstka J żyje ~ 1000 razy dłużej niż mezon ρ). Od tego czasu przeprowadzili systematyczne poszukiwania innych cząstek przy niższych masach, ale nie znaleźli żadnej [26].

2.6. Natychmiast po odkryciu cząstki J zaczęły się, ze względu na jej dużą masę i krótki czas życia, spekulacje na temat jej istoty. Lee, Peoples, O'Halloran i współpracownicy [27] otrzymali cząstkę J w koherentnym procesie fotoprodukcji na tarczach jądrowych przy użyciu wiązki fotonów o pędzie ~ 100 GeV/c. Pokazali oni, że fotoprodukcja J jest bardzo podobna do fotoprodukcji ρ i po raz pierwszy ustalili, że J jest cząstką silnie oddziaującą.

Pilcher, Smith i współpracownicy [28] wykorzystali w sposób znakomity swój spektrometr o dużej akceptacji do przeprowadzenia dokładnych i systematycznych badań produkcji J przy energiach powyżej 100 GeV. Stosując wiązki zarówno pionów, jak i protonów, mierząc w szerokim zakresie mas i analizując zależność produkcji $\mu\mu$ od przekazu czteropędu, byli pierwszymi, którzy ustalili, że miony, dające stosunek $\mu/\pi = 10^{-4}$, który zadziwił mnie od dłuższego czasu, pochodzą głównie z produkcji par $\mu\mu$. Procent produkowanych J wydaje się znacznie większy dla pionów niż dla protonów.



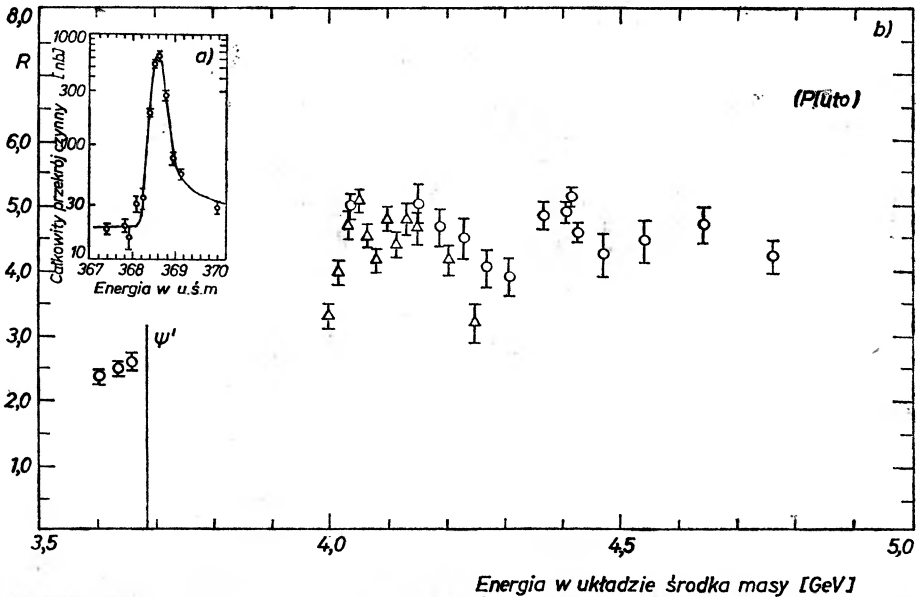
Rys. 15. Względna produkcja J przy 90° w układzie środka masy, w funkcji energii padającej wiązki protonowej. W eksperymentach z tarczami jądrowymi użyto liniowej zależności od A , aby otrzymać produkcję na jeden nukleon. Dane: MIT — BNL: J. J. Aubert et al., *Phys. Rev. Lett.* 33, 1404 (1974); CERN — ISR: F. W. Büsler et al., *Phys. Rev. Lett.* 56B, 482 (1975); ZSSR: Yu. M. Antipow et al., *Phys. Rev. Lett.* 60B, 309 (1976); Grupa Ledermana: H. D. Snyder et al., *Phys. Rev. Lett.* 36B, 1415 (1976); Grupa Smitha i Pilchera: K. J. Anderson et al., artykuł przedstawiony na XVIII Międzynarodowej Konferencji Fizyki Wysokich Energii, Tbilisi, ZSSR 1976

Na rys. 15 przedstawiona jest względna produkcja J dla różnych akceleratorów protonowych. Wydaje się, że wybrałem najtrudniejszy sposób odkrycia cząstki J .

3. Kilka słów o dalszych odkryciach

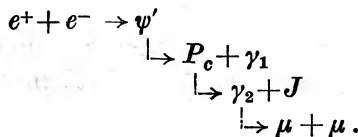
Odkrycie J stało się źródłem wielu dalszych odkryć. Najważniejsze prace doświadczalne zostały wykonane w SLAC-u [29] i DESY [30].

Ostatnie wyniki [31] z detektora „Pluto” o kącie bryłowym 4π z magnesem nadprzewodzącym, którym badano proces $e^+ + e^- \rightarrow$ hadrony w obszarze masy cząstki ψ' (stanu pokrewnego J), odkrytej po raz pierwszy w SLAC-u, pokazane są na rys. 16a. Wydajność na produkcję ψ' (i J) wzrasta o czynnik >100 . Wydaje się, że pierścienie akumulujące elektronowo-pozytonowe są idealnym urządzeniem do badania nowych cząstek. Niedawno ta sama grupa przeprowadziła szczegółowe badania produkcji nowych cząstek w obszarze większych mas. Wyniki, przedstawione na rys. 16b, potwierdzają obserwacje ze SLAC-u o możliwości istnienia wielu innych stanów w tym obszarze mas.

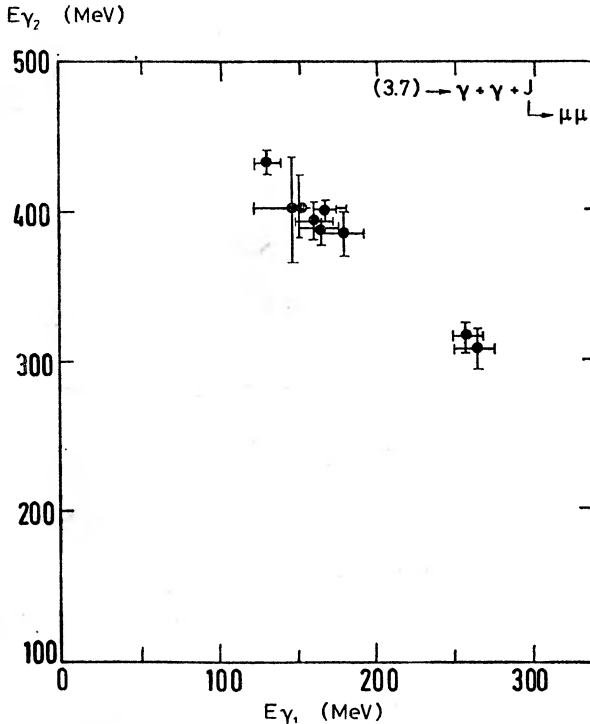


Rys. 16. a) Krzywa wzbudzenia dla ψ' ; b) stosunek $R = (e^+ + e^- \rightarrow \text{hadrony}) / (e^+ + e^- \rightarrow \mu^+ + \mu^-)$, zmierzony przez grupę Pluto w DESY [31]

Jednym z najważniejszych odkryć po odkryciu J było zaobserwowanie przy użyciu dwuramiennego spektrometru (DASP) w DESY reakcji łańcuchowej



Po ustawieniu pierścieni akumulujących tak, by energia elektronu i pozytonu osiągała wartość 3,7 GeV potrzebną do produkcji ψ' , stosując dwuramienny spektrometr do selekcji rozpadu $J \rightarrow \mu^+ + \mu^-$ i wykrywając równocześnie oba fotony γ_1 i γ_2 , znaleźli oni, że fotony γ_1 i γ_2 są silnie skorelowane w dwóch grupach. Pierwsza grupa ma energię $E_{\gamma_1} = (169 \pm 7)$ MeV i $E_{\gamma_2} = (398 \pm 7)$ MeV lub na odwrót, gdyż nie wiadomo, który foton jest pierwszy, a druga grupa energie $E_{\gamma_1} = (263 \pm 8)$ MeV i $E_{\gamma_2} = (315 \pm 8)$ MeV. Ta korelacja pokazana jest na rys. 17. Emisja monochromatycznych fotonów γ wskazuje na istnienie stanów pośrednich o parzystych kwantowych liczbach spinowych.



Rys. 17. Rozkład dwuwymiarowy energii dwu fotonów dla przypadków mających odpowiadać rozpadowi $\psi' \rightarrow (J \rightarrow \mu^+ + \mu^-) + \gamma + \gamma$ [32]

Mała szerokość J i istnienie stanu P_c oraz wielu innych stanów sugerują, że J może być stanem związanym dwu nowych kwarków. Istnienie kwarków powabnych było po raz pierwszy zapostulowane przez Bjorkena i Glashowa [33] oraz Glashowa, Iliopoulosa i Maianiego [34], pierwotnie jako metoda usunięcia pewnych trudności w słabych oddziaływaniach hadronów. Istotnie, poziomy energetyczne obserwowanych stanów są bardzo podobne do stanu pozytonium odkrytego przez M. Deutscha w 1951 roku [35].

Stosunkowo niedawno wyniki eksperymentów prowadzonych w BNL [36], w DESY [37, 38], w Laboratorium Fermiego [39] i w SLAC-u [40] wskazują na istnienie dalszych wąskich stanów, zgodnie z ogólnym przewidywaniem Glashowa.

4. Wnioski

Na zakończenie możemy zadać sobie kilka dalszych pytań:

1) Wiemy, że foton zamienia się w ρ , ω , ϕ o masie około $1 \text{ GeV}/c^2$. Może się również zamieniać w cząstkę J i inne stany z nią związane o masach od 3 do $5 \text{ GeV}/c^2$. Co się stanie, gdy osiągać będziemy coraz wyższe energie? Wydaje się bardzo mało prawdopodobne, żeby nie istniało wiele nowych serii cząstek podobnych do fotonu.

2. Istnienie J implikuje, że potrzebujemy co najmniej czterech kwarków do wytłumaczenia zjawisk dotąd obserwowanych. Ile kwarków będzie jeszcze potrzebnych, jeśli znajdziemy nowe serie cząstek w obszarze wyższych energii?

3. Jeśli potrzebna będzie liczna rodzina kwarków, to czy stanowią one rzeczywiście fundamentalne obiekty Przyrody. Dlaczego nie znaleziono żadnego z nich?

Tłumaczyła Halina Abramowicz

Literatura

- [1] Patrz na przykład: J. Needham, *Science and Civilization in China*, Cambridge University Press, New York 1962, t. 4.
- [2] G. Herzberg, *Atomic Spectra and Atomic Structure*, Dover Reprint, New York 1944; A. I. Akhiezer, V. B. Bierestetskii, *Quantum Electrodynamics*, przetłumaczone przez Oak Ridge Technical Information Service, ORNL, Tennessee, USA, 1957; S. D. Drell, *Ann. Phys.* **4**, 75 (1958).
- [3] S. J. Brodsky, S. C. C. Ting, *Phys. Rev.* **145**, 1018 (1966).
- [4] J. Bailey, K. Borer, F. Combley, H. Drumm, C. Eck, F. J. M. Farley, J. H. Field, W. Flegel, P. M. Hattersley, F. Krienen, F. Lange, G. Petrucci, E. Picasso, H. I. Pizer, O. Runolfsson, R. W. Williams, S. Wojcicki, *Phys. Lett.* **55B**, 420 (1975); E. Picasso, informacja prywatna.
- [5] J. G. Asbury, W. K. Bertram, U. Becker, P. Joos, M. Rohde, A. J. S. Smith, S. Friedlander, C. Jordan, S. C. C. Ting, *Phys. Rev. Lett.* **18**, 65 (1967); H. Alvensleben, U. Becker, W. K. Bertram, M. Binkley, K. Cohen, C. L. Jordan, T. M. Knasel, R. Marshall, D. J. Quinn, M. Rohde, G. H. Sanders, S. C. C. Ting, *Phys. Rev. Lett.* **21**, 1501 (1968).
- [6] J. G. Asbury, U. Becker, W. K. Bertram, P. Joos, M. Rohde, A. J. S. Smith, C. L. Jordan, S. C. C. Ting, *Phys. Rev. Lett.* **19**, 869 (1967).
- [7] Teoretyczne publikacje na temat leptonowych rozpadów mezonów wektorowych: M. Gell-Mann, D. Sharp, W. G. Wagner, *Phys. Rev. Lett.* **8**, 261 (1962); S. L. Glashow, *Phys. Rev. Lett.* **7**, 469 (1961); M. Gell-Mann, F. Zachariasen, *Phys. Rev.* **124**, 953 (1961); Y. Nambu, J. J. Sakurai, *Phys. Rev. Lett.* **8**, 79 (1962); S. M. Berman, S. D. Drell, *Phys. Rev. B* **133**, 791 (1964); N. M. Kroll, T. D. Lee, B. Zumino, *Phys. Rev.* **157**, 1376 (1967); H. Joos, *Phys. Lett.* **24B**, 103 (1967).
- [8] Patrz również: J. K. de Pagter, J. I. Friedman, G. Glass, R. C. Chase, M. Gettner; E. von Goeler, R. Weinstein, A. M. Boyarski, *Phys. Rev. Lett.* **16**, 35 (1966); A. Wehmann, E. Engels, L. N. Hand, C. M. Hoffman, P. G. Innocenti, R. Wilson, W. A. Blanpied, D. J. Drickey, D. G. Stairs, *Phys. Rev. Lett.* **18**, 929 (1967);

- B. D. Hyams, W. Koch, D. Pellett, D. Potter, L. von Lindern, E. Lorenz, G. Lütjens, U. Stierlin, P. Weilhammer, *Phys. Lett.* **24B**, 634 (1967); M. N. Khachatryan, M. A. Azimov, A. M. Baldin, A. S. Belousov, I. V. Chuvilo, R. Firkowski, J. Hladky, M. S. Khvastunov, J. Manca, A. T. Matyushin, V. T. Matyushin, G. A. Ososkov, L. N. Shtarkov, L. I. Zhuravleva, *Phys. Lett.* **24B**, 349 (1967).
- [9] H. Alvensleben, U. Becker, W. K. Bertram, M. Chen, K. J. Cohen, T. M. Knasel, R. Marshall, D. J. Quinn, M. Rohde, G. H. Sanders, H. Schubel, S. C. C. Ting, *Phys. Rev. Lett.* **24**, 786 (1970).
- [10] H. Alvensleben, U. Becker, M. Chen, K. J. Cohen, R. T. Edwards, T. M. Knasel, R. Marshall, D. J. Quinn, M. Rohde, G. H. Sanders, H. Schubel, S. C. C. Ting, *Phys. Rev. Lett.* **25**, 1377 (1970).
- [11] H. Alvensleben, U. Becker, W. K. Bertram, M. Chen, K. J. Cohen, R. T. Edwards, T. M. Knasel, R. Marshall, D. J. Quinn, M. Rohde, G. H. Sanders, H. Schubel, S. C. C. Ting, *Phys. Rev. Lett.* **25**, 1373 (1970).
- [12] H. Alvensleben, U. Becker, W. Busza, M. Chen, K. J. Cohen, R. T. Edwards, P. M. Mantsch, R. Marshall, T. Nash, M. Rohde, H. F. W. Sadroziński, G. H. Sanders, H. Schubel, S. C. C. Ting, S. L. Wu, *Phys. Rev. Lett.* **27**, 888 (1971).
- [13] Znakomity przegląd wcześniejszych wyników na temat interferencji $\rho-\omega$ jest w artykule: *Experimental Meson Spectroscopy*, eds. C. Baltay and A. H. Rosenfeld, Columbia Univ. Press, New York 1970, s. 59. Zobacz też E. Gabathuler, powyższe Proceedings, s. 645.
- [14] J. J. Sakurai, *Ann. Phys.* **11**, 1 (1960); *Nuovo Cimento* **16**, 388 (1960). Znakomity przegląd wcześniejszych wyników jest w artykule: H. Joos, Referat przeglądowny z Internat. Conf. on Elementary Particles, Heidelberg 1967 North-Holland Publ. Co., Amsterdam 1968, s. 349.
- [15] M. Conversi, T. Massam, Th. Muller, M. A. Scheegans, A. Zichichi, Proc. 12th Internat. Conf. on High-Energy Physics, Dubna, 1964 Atomizdat, Moscow 1966, s. 895; T. Massam, Th. Muller, A. Zichichi, *Nuovo Cimento* **40**, 589 (1965).
- [16] T. Massam, Th. Muller, A. Zichichi, CERN 63-25 (1963); zobacz też: T. Massam, Th. Muller, M. Schneegas, A. Zichichi, *Nuovo Cimento* **39**, 464 (1965).
- [17] J. H. Christenson, G. S. Hicks, L. M. Lederman, P. J. Limon, B. G. Pope, E. Zavattini, *Phys. Rev. Lett.* **25**, 1523 (1970).
- [18] Jedna z pierwszych prac teoretycznych na temat produkcji dileptonowej w zderzeniach pp to praca: G. Altarelli, R. A. Brandt, G. Preparata, *Phys. Rev. Lett.* **26**, 42 (1971).
- [19] S. D. Drell, T. M. Yan, *Phys. Rev. Lett.* **25**, 316 (1970).
- [20] J. J. Aubert, U. Becker, P. J. Biggs, J. Burger, M. Chen, G. Everhart, P. Goldhagen, Y. Y. Lee, J. Leong, T. McCorriston, T. G. Rhoades, M. Rohde, S. C. C. Ting, S. L. Wu, *Phys. Rev. Lett.* **33**, 1404 (1974).
- [21] J. J. Aubert, U. Becker, P. J. Biggs, J. Burger, M. Chen, G. Everhart, J. W. Glenn III, P. Goldhagen, Y. Y. Lee, J. Leong, P. Mantsch, T. McCorriston, T. G. Rhoades, M. Rohde, S. C. C. Ting, S. L. Wu, *Nuclear Phys.* **B89**, 1 (1975).
- [22] Patrz: S. C. C. Ting, Discovery Story w *Adventures in Experimental Physics* **5**, 115 (1976).
- [23] T. T. Wu, informacja prywatna; V. Blobel, H. Fesefeldt, H. Franz, B. Hellwig, W. Idschok, J. W. Lamsa, D. Mönkemeyer, H. F. Neumann, D. Roedel, W. Schrankel, B. Schwarz, F. Selonke, P. Söding, *Phys. Lett.* **48B**, 73 (1974).
- [24] L. B. Leipuner, R. C. Larsen, L. W. Smith, R. K. Adair, H. Kasha, C. M. Ankenbrandt, R. J. Stefanski, P. J. Wanderer, *Phys. Rev. Lett.* **34**, 103 (1975).
- [25] C. Bacci, R. Baldini Celio, M. Bernardini, G. Capon, R. Del Fabbro, M. Grilli, E. Iarocci, L. Jones, M. Locci, C. Menuccini, G. P. Murtas, G. Penso, G. Salvini, M. Spano, M. Spinetti, B. Stella, V. Valente, B. Bartoli, D. Bisello, B. Esposito, F. Felicetti, P. Monacelli, M. Nigro, L. Paoluzi, I. Peruzzi, G. Piano Mor-

- tari, M. Piccolo, F. Ronga, F. Sebastiani, L. Trasatti, F. Vanoli, G. Barbarino, G. Barbiellini, C. Bemporad, R. Biancastelli, M. Calvetti, M. Castellano, F. Cevenini, F. Costantini, P. Lariccia, S. Patricelli, P. Parascandalo, E. Sassi, C. Spencer, L. Tortora, U. Troya, S. Vitale, *Phys. Rev. Lett.* **33**, 1408 (1974).
- [26] C. Bemporad, Proc. Internat. Symposium on Lepton and Photon Interactions at High Energies, Stanford 1975, SLAC, Calif., USA 1975, s. 113.
- [27] B. Knapp, W. Lee, P. Leung, S. D. Smith, A. Wijangco, K. Knauer, D. Yount, D. Nease, J. Bronstein, R. Coleman, L. Cormell, G. Gladding, M. Gormley, R. Messner, T. O'Halloran, J. Sarracino, A. Wattenberg, D. Wheeler, M. Binkley, J. R. Orr, J. Peoples, L. Read, *Phys. Rev. Lett.* **34**, 1040, 1044 (1975). Stosunkowo niedawno grupa zakończyła serię eksperymentów na temat produkcji J w zderzeniach wiązki neutronów z tarczami jądrowymi i uzyskała bardzo wartościowe informacje na temat pochłaniania J . M. Binkley, I. Gaines, J. Peoples, B. Knapp, W. Lee, P. Leung, S. D. Smith, A. Wijangco, J. Knauer, J. Bronstein, R. Coleman, G. Gladding, M. Goodman, M. Gormley, R. Messner, T. O'Halloran, J. Sarracino, A. Wattenberg, *Phys. Rev. Lett.* **37**, 571, 574 (1976).
- [28] K. J. Anderson, G. G. Henry, K. T. McDonald, J. E. Pilcher, E. I. Rosenberg, J. G. Branson, G. H. Sanders, A. J. S. Smith, J. J. Thaler, *Phys. Rev. Lett.* **36**, 237 (1976); **37**, 799, 803 (1976).
- [29] Patrz na przykład publikacje przeglądowe: R. F. Schwitters, Proc. Internat. Symposium on Lepton and Photon Interactions at High Energies, Stanford 1975, SLAC, Calif., USA 1975, s. 5; G. S. Abrams, te same Proceedings, s. 25; G. J. Feldman, te same Proceedings, s. 29; A. D. Liberman, te same Proceedings, s. 55.
- [30] Przegląd prac w DESY: przeglądowa publikacja B. H. Wiika, Proc. Internat. Symposium on Lepton and Photon Interactions at High Energies, Stanford 1975, SLAC, Calif., USA 1975, s. 69.
- [31] J. Burmester, L. Criegee, H. C. Dehne, K. Derikum, R. Devenish, J. D. Fox, G. Franke, G. Flügge, Ch. Gerke, G. Horlitz, Th. Kahl, G. Knies, M. Rössler, G. Wolff, R. Schmitz, T. N. Rangaswamy, U. Timm, H. Wahl, P. Waloschek, G. G. Winter, W. Zimmermann, V. Blobel, H. Jensing, B. Koppitz, E. Lohrmann, A. Bäcker, J. Bürger, C. Grupin, M. Rost, H. Meyer, K. Wacker, DESY preprint 76/53 (1976). Również, E. Lohrmann, prywatna informacja.
- [32] W. Braunschweig, H.-U. Martyn, H. G. Sander, D. Schmitz, W. Sturm, W. Wallraff, K. Berkelman, D. Cords, R. Felst, E. Gadermann, G. Grindhammer, H. Hultschig, P. Joos, W. Koch, U. Kötz, H. Krehbiel, D. Kreinick, J. Ludwig, K.-H. Mess, K. C. Moffeit, A. Petersen, G. Poelz, J. Ringel, K. Sauerberg, P. Schmüser, G. Vogel, B. H. Wiik, G. Wolf, G. Buschhorn, R. Kotthaus, U. E. Kruse, H. Lierl, H. Oberlack, R. Pretzl, M. Schliwa, S. Orito, T. Suda, Y. Totsuka, S. Yamada, *Phys. Lett.* **57B**, 407 (1975).
- [33] B. J. Bjorken, S. L. Glashow, *Phys. Lett.* **11**, 255 1964. Zobacz również wcześniejszą publikację: S. L. Glashow, M. Gell-Mann, *Ann. Phys.* **15**, 437 (1961).
- [34] S. L. Glashow, J. Iliopoulos, L. Maiani, *Phys. Rev. D* **2**, 1285 (1970).
- [35] M. Deutsch, *Phys. Rev.* **82**, 455 (1951).
- [36] E. Cazzoli, A. M. Cnaps, P. L. Connolly, R. I. Louttit, M. J. Murtagh, R. B. Palmer, N. P. Samios, T. T. Tso, H. H. Williams, *Phys. Rev. Lett.* **34**, 1125 (1975).
- [37] W. Braunschweig, H.-U. Martyn, H. G. Sander, D. Schmitz, W. Sturm, W. Wallraff, D. Cords, R. Felst, R. Fries, E. Gardermann, B. Gittelmann, H. Hultschig, P. Joos, W. Koch, U. Kötz, H. Krehbiel, D. Kreinick, W. A. McNeely, K. C. Moffeit, P. Petersen, O. Römer, R. Rüscher, B. H. Wiik, G. Wolf, G. Grindhammer, J. Ludwig, K. H. Mess, G. Poelz, J. Ringel, K. Sauerberg, P. Schmüser, W. De Boer, G. Buschhorn, B. Gunderson, R. Kotthaus, H. Lierl, H. Oberlack,

- M. Schliwa, S. Orito, T. Suda, Y. Totsuka, S. Yamada, *Phys. Lett.* **63B**, 471 (1976).
- [38] J. Burmester, L. Criegee, H. C. Dehne, K. Derikum, R. Devenish, J. D. Fox, G. Franke, G. Flügge, Ch. Gerke, G. Horlitz, Th. Kahl, G. Knies, M. Rossler, G. Wolff, R. Schmitz, T. N. Rangaswamy, U. Timm, H. Wahl, P. Waloscheck, G. G. Winter, W. Zimmermann, V. Blobel, H. Jensing, B. Koppitz, E. Lohrmann, A. Bäcker, J. Bürger, C. Grupin, M. Rost, H. Meyer, K. Wacker, DES Y preprint 76/50 (1976) i prywatna informacja od B. Wiika.
- [39] B. Knapp, W. Lee, P. Leung, S. D. Smith, A. Wijangco, J. Knauer, D. Yount, J. Bronstein, R. Coleman, G. Gladding, M. Goodman, Gormley, R. Messner, T. O'Halloran, J. Sarracino, A. Wattenberg, M. Binkley, I. Gaines, J. Peoples, *Phys. Rev. Lett.* **37**, 882 (1976).
- [40] G. Goldhaber, F. M. Pierre, G. S. Abrams, M. S. Alam, A. M. Boyarski, M. Breidenbach, W. C. Carithers, W. Chinowsky, S. C. Cooper, R. G. DeVoe, J. M. Dorfan, G. J. Feldman, C. E. Friedberg, D. Fryberger, G. Hanson, J. Jaros, A. D. Johnson, J. A. Kadyk, R. R. Larsen, D. Lüke, V. Lüth, H. L. Lynch, R. J. Madaras, C. C. Morehouse, H. K. Nguyen, J. M. Paterson, M. L. Perl, I. Peruzzi, M. Piccolo, T. P. Pun, P. Rapidis, B. Richter, B. Sadoulet, R. H. Schindler, R. F. Schwitters, J. Siegrist, W. Tanenbaum, G. H. Trilling, F. Vannucci, J. S. Whitaker, J. E. Wiss, *Phys. Rev. Lett.* **37**, 255 (1976); I. Peruzzi, M. Piccolo, G. J. Feldman, H. K. Nguen, J. E. Wiss, G. S. Abrams, M. S. Alam, A. M. Boyarski, M. Breidenbach, W. C. Carithers, W. Chinowsky, R. G. DeVoe, J. M. Dorfan, G. E. Fischer, C. E. Friedberg, D. Fryberger, G. Goldhaber, G. Hanson, J. A. Jaros, A. D. Johnson, J. A. Kadyk, R. R. Larsen, D. Lüke, V. Lüth, H. L. Lynch, R. J. Madaras, C. C. Morehouse, J. M. Paterson, M. L. Perl, F. M. Pierre, T. P. Pun, P. Rapidis, B. Richter, R. H. Schindler, R. F. Schwitters, J. Siegrist, W. Tanenbaum, G. H. Trilling, F. Vannucci, J. S. Whitaker, *Phys. Rev. Lett.* **37**, 569 [1976].

Burton Richter

Uniwersytet Stanford
Stanford, Kalifornia

Od cząstki ψ do powabu — eksperymenty z lat 1975 i 1976 *

From the Psi to Charm — The Experiments of 1975 and 1976

Abstract: I wish to describe the experiments that I and my colleagues carried through in the two years after the discovery of the ψ . The rapid progress is a consequence of the power of the electron-positron colliding-beam technique, and I also want to describe this technique and tell something of my involvement in it.

1. Wstęp

Odkrycie cząstki ψ/J , uczynione dokładnie 25 miesięcy temu przez prof. Tinga i moją grupę [1, 2], wstrząsnęło społecznością fizyków. Przez szereg lat nic równie dziwnego i nieoczekiwanego nie wydarzyło się w fizyce cząstek elementarnych. Podniecenie w społeczności fizyków wzrosło, gdy w 10 dni później moja grupa odkryła mezon ψ' , drugi spośród ψ [3]. Długo oczekiwane odkrycie czegośkolwiek, co nadałoby dobry kierunek zrozumieniu cząstek elementarnych, wyzwoliło w czasie następnego roku potop prac teoretycznych.

Wierzę, że doświadczenia wykonane w czasie następnych dwu lat przez moich kolegów i mnie samego pozwolą wybrać spośród konkurujących wytłumaczeń to, które prawdopodobnie jest właściwe. Te właśnie doświadczenia chciałbym omówić. Szybki postęp, jaki został dokonany, był uwarunkowany możliwościami techniki zderzających się wiązek elektron-pozyton. Chciałbym również omówić tę technikę oraz mój udział w jej rozwoju.

* Wykład noblowski, wygłoszony 11 grudnia 1976 r. w Sztokholmie, został przetłumaczony za zgodą Autora i Fundacji Nobla [Translated with permission. Copyright © 1977 by the Nobel Foundation] (Przyp. Red.).

2. Wiązki przeciwbieżne

Ukończyłem studia w MIT w 1956 r. i w końcu tego roku zostałem zatrudniony w Laboratorium Fizyki Wysokich Energii (HEPL) w Uniwersytecie w Stanford. Interesowałem się wtedy głównie badaniami elektrodynamiki kwantowej przy dużych przekazach czteropędu czyli małych odległościach. Początkowo planowałem sprawdzenie QED (kwantowej elektrodynamiki) w rozproszeniach e^-e^- przy użyciu istniejącego w HEPL liniowego akceleratora elektronów o energii 700 MeV. Zorientowałem się bardzo prędko, że inne doświadczenie będzie zarówno łatwiejsze technicznie, jak również będzie, choć nieco inaczej, głębiej sprawdzać QED. Podczas pierwszego roku pobytu w HEPL wykonałem to doświadczenie. Było to badanie fotoprodukcji par elektron-pozyton w procesie, gdy jedna z cząstek pary jest emitowana pod dużym kątem. Doświadczenie zakończyło się sukcesem — otrzymane wyniki udowodniły, że ważność QED rozciąga się do odległości około 10^{-18} cm.

2.1. Wiązki przeciwbieżne elektron-elektron (Stanford-Princeton)

W 1957 roku odżył w bardzo zmienionej postaci projekt doświadczalnego badania rozpraszania elektronów na elektronach. Stało się to wtedy, gdy G. K. O'Neill z Uniwersytetu w Princeton zaproponował mi budowę w HEPL dwu pierścieni tworzących ósemkę pozwalających na magazynowanie wiązek przeciwbieżnych elektronów o maksymalnej energii 500 MeV na wiązkę. W projekcie tym akcelerator liniowy HEPL miał służyć do napełniania pierścieni. Wiązki przeciwbieżne miały się zderzać na prostym odcinku wspólnym dla obu pierścieni. Celem O'Neilla było nie tylko pokazanie, że można zbudować wiązki przeciwbieżne elektron-elektron, lecz również zbadanie rozpraszania elektronów przy energii, w której zakresie można by w znaczący sposób sprawdzić zakres stosowalności QED.

Możliwości doświadczenia wykonanego na wiązkach przeciwbieżnych e^-e^- z energią w środku masy wynoszącą 1000 MeV są znacznie większe, aniżeli w planowanym przeze mnie doświadczeniu, w którym sprawdzałoby się QED przy energii elektronów około 50 MeV. Tak więc, gdy O'Neill zaproponował mi współpracę, zgodziłem się entuzjastycznie stając się zarówno konstruktorem akceleratorów, jak i doświadczalnikiem. Wraz z dwoma współpracownikami W. C. Barberem i B. Gittelmanem rozpoczęliśmy w 1958 roku budować pierwsze duże pierścienie akumulujące, mając nadzieję, że w ciągu trzech lat otrzymamy wstępne wyniki. Wyniki te pojawiły się dopiero w 7 lat później, ponieważ w międzyczasie należało się wiele nauczyć o zachowaniu się wiązek w pierścieniach akumulujących. Jednak to, czego nauczyliśmy się podczas długiego i często frustrującego okresu, otworzyło nowe dziedziny w badaniach fizyki cząstek elementarnych [4].

2.2. Chwila dokonania

Chciałbym zrobić dygresję i opowiedzieć o pewnym doświadczeniu. W 1959 roku, podczas gdy w HEPL posuwała się praca nad wiązkami przeciwbieżnymi, pod kierunkiem J. D. Bjorkena — teoretyka ze SLAC-u — próbowałem nauczyć się obliczać przekroje czynne w QED. Jednym z problemów zadanych mi przez Bjorkena było obliczenie przekroju czynnego na produkcję pary punktowych cząstek o spinie zero (bozonów) w anihilacji elektron-pozyton. Przeprowadziłem obliczenia, niepokoił mnie jednak fakt, że punktowe bozony nie są znane. Jedynymi bozonami o spinie zero, o których istnieniu wiedziałem, były piony, lecz silne oddziaływania nadają im skończony wymiar. Zdałem sobie sprawę, że aby uwzględnić skończone wymiary cząstek, w przekroju czynnym muszą się pojawić ich funkcje struktury (formfaktory). Funkcja struktury mezonu π może być zmierzona w procesie anihilacji e^+e^- na parę pionów. Co więcej, funkcje struktury jakiegokolwiek z silnie oddziaływających cząstek (hadronów) mogłyby być wyznaczone poprzez pomiar przekrojów czynnych na ich produkcję w oddziaływaniach e^+e^- . Jest oczywiste, że wielu ludzi wiedziało o tym wcześniej, lecz dla mnie wówczas było to rewelacją, która skierowała mnie na drogę prowadzącą na to podium.

2.3. Procesy anihilacji elektron-pozyton

Godnym omówienia jest powiązanie między anihilacjami elektron-pozyton a hadronami stanowiące podstawę wyników doświadczalnych, o których będę mówił. Powstawanie nowych cząstek w oddziaływaniach e^+e^- jest szczególnie proste — zawsze wyobrażałem to sobie najwinnie w następujący sposób. Proces anihilacji następuje w wyniku zderzenia się cząstki i jej antycząstki. Zachodzi on w dwu fazach:

1. Cząstka i antycząstka łączą się i wszystkie cechy charakterystyczne dwu cząstek przed zderzeniem przestają istnieć. Na moment powstaje ogromny elektromagnetyczny „fireball” o wielkiej gęstości energii i dobrze zdefiniowanych liczbach kwantowych $J^{PC} = 1^{--}$, wszystkie pozostałe liczby kwantowe znoszą się do zera.

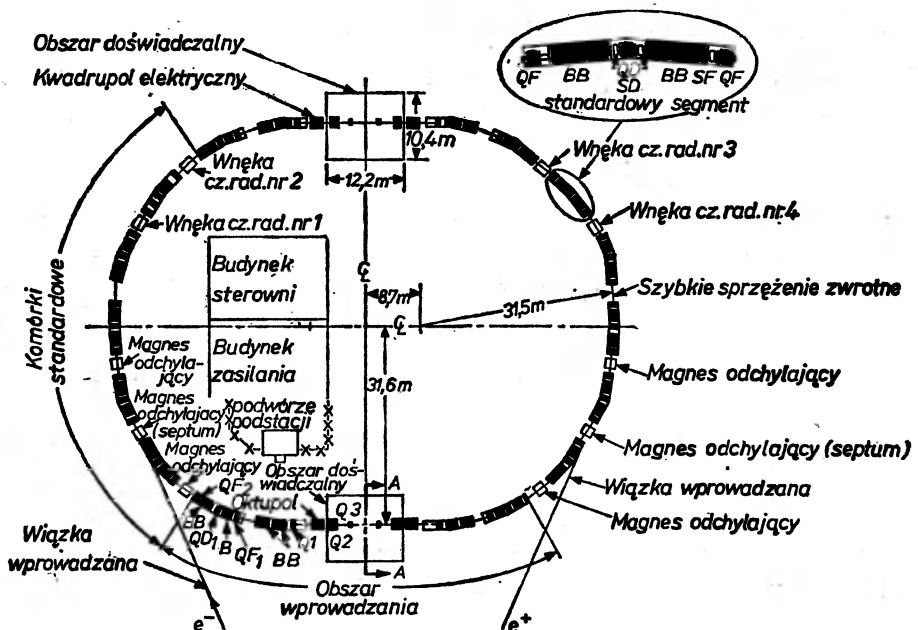
2. Energia fireballu przekształca się w dowolną kombinację nowo powstałych cząstek spełniającą dwa warunki: a) całkowita masa powstałych cząstek jest mniejsza lub równa całkowitej energii fireballu; b) liczby kwantowe układu wszystkich powstałych cząstek są takie same jak liczby kwantowe fireballu. Nie ma ograniczeń dotyczących pojedynczych cząstek, ograniczenie dotyczy tylko ich sumy.

Powstanie w anihilacjach e^+e^- fireballu lub wirtualnego fotonu jako pośredniego etapu jest opisane przez QED — teorię, której przewidywania były dotychczas potwierdzone przez wszystkie testy doświadczalne. Ponieważ rozumiemy pierwszą fazę procesu anihilacji e^+e^- — tworzenie fireballu, używamy więc znanego procesu anihilacji e^+e^- do badania hadronów produkowanych w drugiej fazie. Nasza niewiedza jest więc ograniczona do struktury hadronów

pojawiających się w stanie końcowym oraz do zachodzących w stanie końcowym oddziaływań pomiędzy cząstkami powstałymi blisko siebie. Mimo tak dużej niewiedzy jest ona znacznie mniejsza niż niewiedza o jakimkolwiek innym procesie tworzenia cząstek. Co więcej, możemy mieć nadzieję, że liczby kwantowe stanu końcowego w anihilacji e^+e^- są dostatecznie proste, by można je obliczyć w ramach modeli teoretycznych. W oddziaływaniach hadron-hadron przy wysokiej energii może występować wiele stanów o różnych momentach pędu i należy to uwzględniać w obliczeniach teoretycznych.

2.4. Wiązki przeciwbieżne elektron-pozyton (SPEAR)

W 1961 r., podczas gdy prowadzono w HEPL prace nad wiązkami przeciwbieżnymi e^-e^- , rozpocząłem z D. Ritsonem ze Stanford początkowy projekt wiązek e^+e^- o większej energii. W 1963 r. przeszedłem z HEPL do SLAC-u (Stanford Linear Accelerator Center) i wraz z niewielką grupą zajmowałem się przygotowaniem końcowego projektu pierścieni e^+e^- . Założona energia wynosiła 3 GeV dla każdej z wiązek. Wstępny projekt został zakończony w 1964 r. W 1965 r. pełny, spełniający wymogi formalne projekt został przesłany do Komisji Energii Atomowej Stanów Zjednoczonych (obecnie ERDA).



Rys. 1. Schemat pierścieni akumulujących SPEAR

Minał okres pięciu lat, zanim można było otrzymać jakiegokolwiek kredyty na ten projekt. Podczas tego okresu szereg innych grup przekonało się o możliwościach badawczych przeciwbieżnych wiązek e^+e^- i szereg projektów weszło w fazę realizacji. Z zazdrością patrzyliśmy na działalność innych. Pracowaliśmy

nad ulepszeniem naszego projektu i wprowadzaliśmy do niego dobre pomysły pochodzące od innych. W końcu, w 1970 r. dostaliśmy kredyty na konstrukcję zredukowanej wersji wiązek przeciwbieżnych (zwanej obecnie SPEAR). Udało się nam zbudować SPEAR w rekordowo krótkim czasie — 21 miesięcy od rozpoczęcia prac do pierwszego zderzenia wiązek [5].

Wiązki przeciwbieżne SPEAR znajdują się na części dużego obszaru przeznaczanego dla prac doświadczalnych a kończącego 5-kilometrowej długości liniowy akcelerator SLAC-u. Schemat urządzenia pokazuje rys. 1. Poprzez odgałęzienia kanału magnetycznego mającego kształt litery Y krótkie impulsy pozytonów a następnie elektronów są wprowadzane z akceleratora SLAC-u do pierścienia SPEAR-u. Przechowywane wiązki są w rzeczywistości pojedynczymi, krótkimi impulsami cząstek danego typu. Te grupy cząstek zderzają się wyłącznie w środkach dwu prostych obszarów oddziaływań znajdujących się po przeciwnych stronach pierścienia. Specjalne magnesy ogniskujące nadają wiązkom w obszarach oddziaływania małe przekroje. Czas potrzebny do napełnienia pierścieni elektronami i pozytonami wynosi 15 do 30 minut, użyteczny czas między kolejnymi napełnieniami wynosi około 2 godzin. Tak długi czas życia wiązek może być osiągnięty pod warunkiem, że ciśnienie w rurze próżniowej wynosi około $5 \cdot 10^{-9}$ tora. Energia w środku masy e^+e^- może być zmieniana w przedziale od 2,6 do 8 GeV. Moc wysokiej częstości potrzebna do skompensowania promieniowania synchrotronowego wzrasta do 300 kW dla najwyższej osiągalnej energii wiązek. Obszar, w którym zachodzą zderzenia, jest mały i dobrze zdefiniowany ($\sigma_x \times \sigma_y \times \sigma_z \simeq 0,01 \times 0,1 \times 5 \text{ cm}^3$), co jest dużym ułatwieniem dla detekcji.

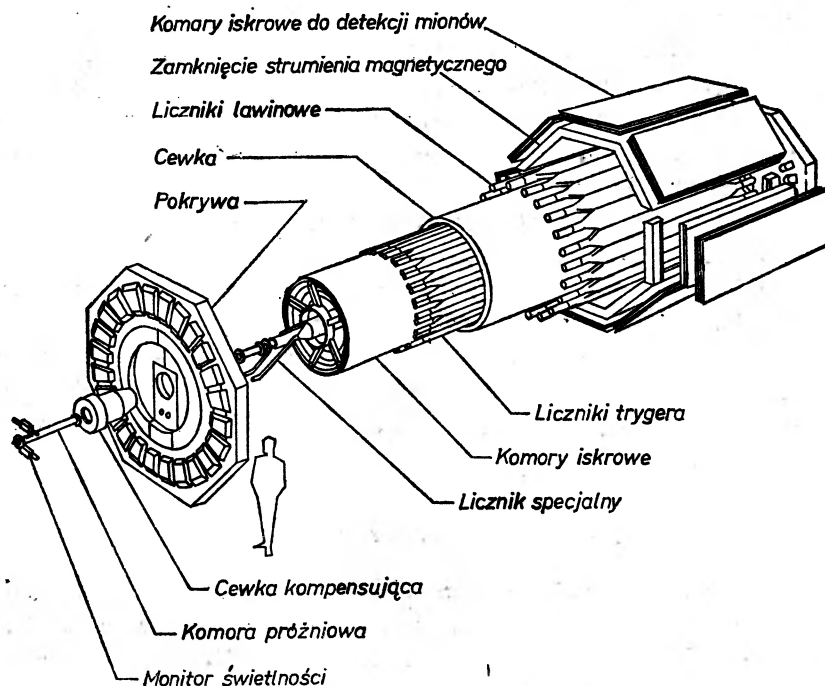
2. 5. Magnetyczny detektor — MARK I

Gdy powstawały plany SPEAR, myśleliśmy również o aparaturze doświadczalnej potrzebnej do prowadzenia badań fizycznych. W projekcie SPEAR-u z roku 1965 opisaliśmy dwa detektory. Pierwszy bez pola magnetycznego oraz z przybliżoną identyfikacją cząstek; za pomocą tego detektora można by było mierzyć rozkłady krotności i rozkłady kątowe. Drugim miał być detektor z polem magnetycznym, przy pomocy którego można by dodatkowo mierzyć pędy. Gdy w 1969 r. wczesne wyniki z wiązek przeciwbieżnych ADONE we Frascati (Włochy) wykazały, że produkcja hadronów jest obfitsza niż przypuszczano, zdecydowałem, że będzie bardzo ważne dowiedzieć się o stanach końcowych więcej, niż pozwalał detektor bez pola.

Stojąc w obliczu powiększonych zadań — zbudowania nie tylko SPEAR-u, lecz również dużego, skomplikowanego detektora, zdałem sobie sprawę, że moja grupa w SLAC-u wzięła na siebie zbyt wiele i zacząłem poszukiwać współpracowników. Wkrótce przyłączyły się do nas grupy M. Perla ze SLAC-u oraz W. Chinowsky'ego, G. Goldhabera i G. Trillinga z Lawrence Radiation Laboratory (LBL) z Uniwersytetu Kalifornijskiego. Te dodatkowe siły włączały fizyków, doktorantów, inżynierów, programistów i techników. Moja grupa

odpowiadała za konstrukcję SPEAR-u oraz wewnętrznego rdzenia magnesu detektora magnetycznego. Nasi współpracownicy wykonali dużą część aparatury identyfikującej cząstki oraz większość oprogramowania potrzebnego do znajdowania torów i rekonstrukcji przypadków.

Wspólny wysiłek zakończył się uruchomieniem detektora magnetycznego MARK I, którego schemat pokazany jest na rys. 2. Magnes MARK-a I wytwarza w objętości około 20 m³ pole solenoidalne o natężeniu rzędu 4 kilogausów, współosiowe z wiązkami. Cząstki poruszające się radialnie od punktu oddziaływania wiązek przechodzą kolejno poprzez: rurę próżniową wiązek, licznik



Rys. 2. Wygląd detektora magnetycznego SLAC-LBL, z uwzględnieniem wewnętrznej budowy

trygerujący, 16 współosiowych cylindrów zbudowanych z magnetostrykcyjnych iskrowych komór drutowych (informacja z komór służy do rekonstrukcji pędów), cylindryczną macierz 48 scyntylatorów będących zarówno licznikami trygerującymi jak i licznikami czasu przelotu, cewkę aluminiową o grubości jednej drogi radiacyjnej, cylindryczną macierz 24 liczników lawinowych zbudowanych z ołowiu i scyntylatora, identyfikujących elektrony, osłonę żelazną zamykającą strumień pola magnetycznego o grubości 20 cm oraz w końcu — przez dodatkową macierz płaskich komór iskrowych służących do oddzielania mionów od hadronów.

W lutym 1973 r. rozpoczęto prace badawcze na detektorze MARK I. W końcu 1977 r. MARK I ma ustąpić miejsca przy SPEAR-ze podobnemu

urządzeniu — MARK II, w konstrukcji którego wprowadzono szereg ulepszeń. W czasie swojej kariery MARK I dostarczył wielu spektakularnych wyników [6].

3. Początkowe wyniki doświadczalne

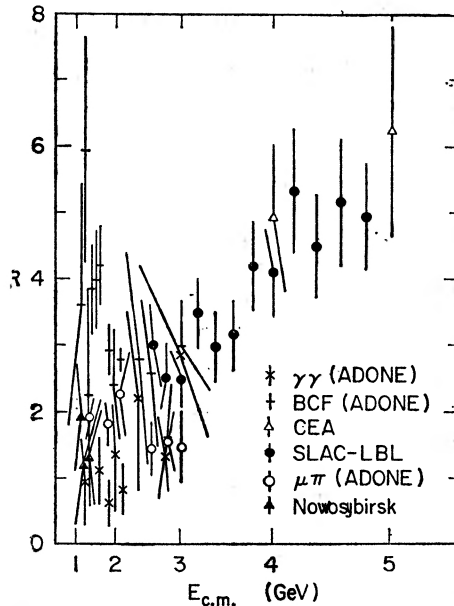
Chciałbym przygotować grunt do opisu drogi od cząstek ψ do powabu przez przedstawienie sytuacji istniejącej bezpośrednio przed odkryciem nowych cząstek. Najważniejsza międzynarodowa konferencja z dziedziny fizyki wysokich energii w 1974 r. odbyła się w Londynie w lipcu. Wygłosiłem na niej referat [7], w którym starałem się podsumować aktualną wiedzę o produkcji hadronów w oddziaływaniach e^+e^- . Informacja ta, zebrana na rys. 3, wymaga dodatkowych objaśnień.

3.1. Stosunek $\sigma(e^+e^- \rightarrow \text{hadrony})/\sigma(e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-)$.

Wyniki pomiarów procesu $e^+e^- \rightarrow \text{hadrony}$ mogą być przedstawione bezpośrednio na wykresie przekroju czynnego w funkcji energii w środku masy $E_{\text{c.m.}}$ zderzających się e^+e^- . Z powodów, które wyjaśnię później, zastępuje się przekrój czynny na produkcję hadronów stosunkiem

$$R = \frac{\text{przekrój czynny na } (e^+e^- \rightarrow \text{hadrony})}{\text{przekrój czynny na } (e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-)} \quad (1)$$

Rys. 3 pokazuje stosunek R w funkcji energii w środku masy e^+e^- . Najwcześniejsze pomiary R wykonane były na wiązkach ADONE we Frascati.



Rys. 3. Wartości stosunku R (obraz do lipca 1974 r.)

Dane te otrzymano w obszarze niskich energii, gdzie wartość R zmienia się od $R < 1$ do $R \simeq 6$. Następnie pojawiły się dwa ważne pomiary R wykonane na wiązkach przeciwbieżnych powstałych w wyniku przebudowy akceleratora elektronów w Cambridge (CEA) w Harvard. Pomiary CEA dały $R = 5$ dla energii w środku masy równej 4 GeV i $R \simeq 6$ dla energii 5 GeV. Wczesne wyniki pomiarów SLAC-LBL wypełniały przerwę pomiędzy danymi z ADONE przy niskich energiach i punktami z CEA. Punkty ze SPEAR-u okazały się zgodne z już istniejącymi i połączyły punkty z ADONE przy niskich energiach z punktami CEA. Z wyjątkiem punktów przy najniższych energiach dane przedstawione na rys. 3 pokazują, że wartość R rośnie w sposób ciągły od 2 do 6, gdy $E_{c.m.}$ zmienia się od 2 do 5 GeV.

3.2. Przewidywania teoretyczne

Na konferencji w Londynie J. Ellis (CERN) [8] wytłumaczył teoretyczne znaczenie procesów $e^+e^- \rightarrow$ hadrony. Przewidywania różnych modeli teoretycz-

Tabela 1

Tabela wartości R wzięta z referatu J. Ellisa podczas konferencji w Londynie w 1974 r. [8] (referencje w tabeli wzięte są z referatu Ellisa)

Wartość	Model	Autor
0,36	Związane kwarki Bethego-Salpetera	Bohm i in. [42]
2/3	Kwarki Gell-Manna-Zweiga	
0,69	Uogólniony model dominacji mezonów wektorowych (m. w.)	Renard [49]
ok. 1	Złożone kwarki	Raitio [43]
10/9	Kwarki Gell-Manna-Zweiga i powab	Glashow i in. [31]
2	Kwarki kolorowe	
2,5 do 3	Uogólniony model dominacji m. w.	Greco [30]
2 do 5	j. w.	Sakurai, Gounaris [47]
3 + 1/3	Kolorowe kwarki + powab	Glashow i in. [31]
4	Kwarki Hana-Nambu	Han i Nambu [32]
5,7 ± 0,9	Anomalia śladu i dominacja g	Terazawa [17]
5,8	j. w. lecz dominacja e	Orito i in. [25]
6	Kwarki Hana-Nambu i powab	Han i Nambu [32]
6,69—7,77	Złamana niezmienniczość skalowania	Choudhury [18]
8	Kwarki Tatiego	Han i Nambu [32]
8 ± 2	Anomalia śladu i dominacja e	Eliezer [26]
9	Obcięcie grawitacyjne, uniwersalność	Parisi [40]
9	Złamana niezmienniczość skalowania	Nachtmann [39]
16	$SU_{12} \times SU_{12}$	
35 + 1/3	$SU_{12} \times SU_{12}$ } teorie z cechowaniem	Fritzsch i Minkowski [34]
ok. 5000	$SU_{16} \times SU_{16}$ }	
70383	Kwarki o dużym ładunku }	Yock [73]
∞	Kwarki Schwingera }	
	∞ liczba partonów	Cabibbo i Karl [9] Matveev i Tolkachev [35], Rozenblit [36]

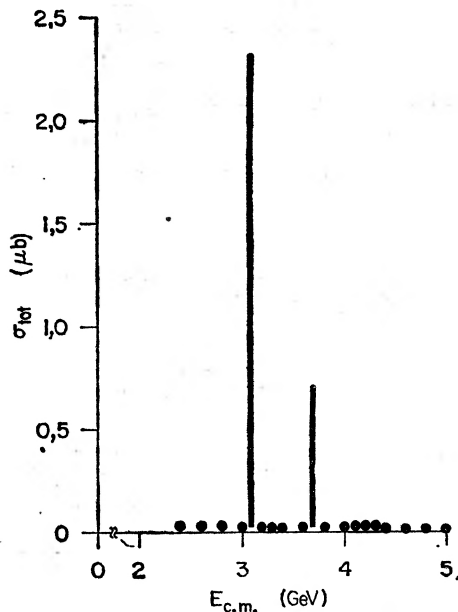
nych mogą być lepiej wyrażone przez stosunek R , aniżeli poprzez przekrój czynny na produkcję hadronów. Najbardziej rozpowszechnione teorie hadronów przewidywały wówczas $R = 2$, lecz było wiele innych teorii. Dla ilustracji przedstawiam, za referatem Ellisa z Londynu, w tabeli 1 kompilację teoretycznych przewidywań dla wartości R . Przewidywane wartości R zmieniają się od 0,36 do nieskończoności z wieloma przystankami po drodze.

Włączyłem tę tabelę, aby podkreślić ogólne zamieszanie panujące w lecie 1974 r. Przyczyną zamieszania była znikoma ilość danych z oddziaływań e^+e^- i brak doświadczalnych wskazówek z innych dziedzin fizyki cząstek elementarnych co do dalszego kierunku badań. Wskazówka ta znajdowała się tuż za rogiem, lecz sam róg okazał się nieoczekiwanym zakretem drogi.

4. Cząstki ψ

4.1. Szerokości cząstek ψ

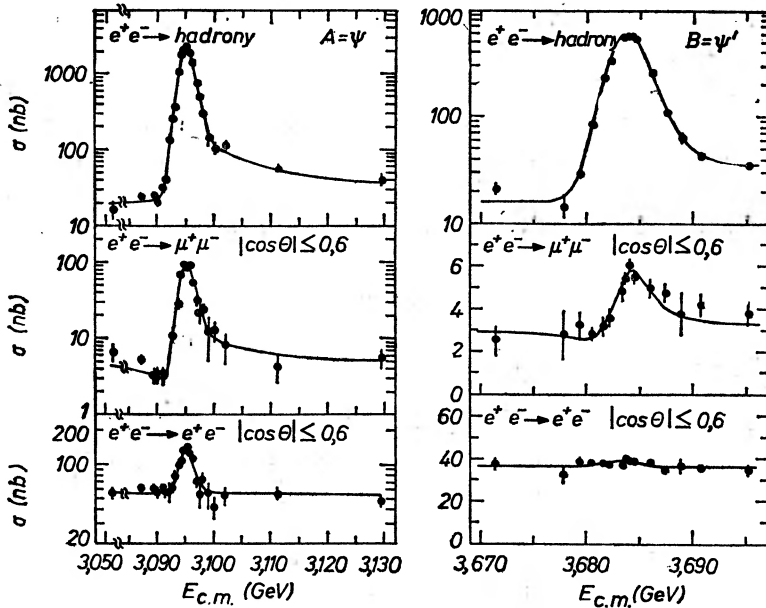
Rys. 4 pokazuje przekrój czynny na produkcję hadronów otrzymany w SPEAR. Skala dobrana jest tak, by wszystkie dane mogły być przedstawione na jednym wykresie. Na rysunku tym dominują maksima rezonansów ψ i ψ' .



Rys. 4. Całkowity przekrój czynny na produkcję hadronów w funkcji energii w układzie środka masy

Niezwykle mała szerokość tych rezonansów wskazuje na ich bardzo długi czas życia, co stanowi podstawową trudność dla odnoszących poprzednio sukcesy modeli struktury hadronów. Rys. 5 pokazuje maksima ψ i ψ' w silnie powiększonej

skali energii — pokazane wyniki dotyczą trzech kanałów rozpadu ψ i $\psi' \rightarrow$ hadrony, ψ i $\psi' \rightarrow \mu^+\mu^-$ oraz ψ i $\psi' \rightarrow e^+e^-$. Doświadczalne szerokości maksimów wynoszą 2 MeV dla ψ i 3 MeV dla ψ' . Takich szerokości można by oczekiwać wyłącznie



Rys. 5. Przekroje czynne na produkcję hadronów oraz par $\mu^+\mu^-$ i e^+e^- w obszarach ψ i ψ' . Krzywe są wynikiem dopasowania do danych uwzględniającego rozmycie energetyczne zderzających się wiązek

z rozrzutu energii wiązek e^+e^- , co oznacza, że prawdziwe szerokości tych stanów są znacznie mniejsze. Prawdziwe szerokości można wyznaczyć z powierzchni pod maksimami przy użyciu wzoru:

$$\int \sigma_i dE = \frac{6\pi^2}{M^2} B_e B_i \Gamma, \quad (2)$$

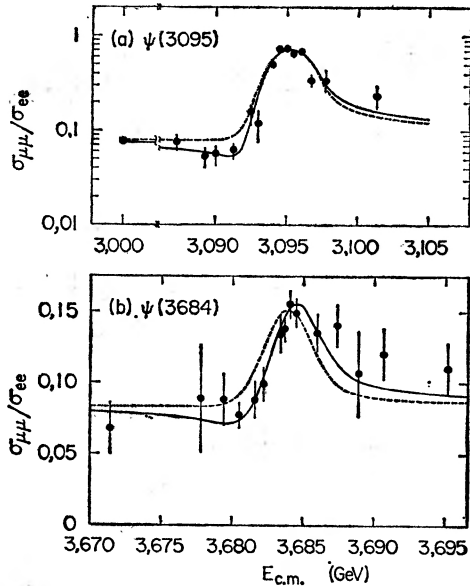
gdzie σ_i jest przekrojem czynnym na produkcję i -tego stanu końcowego, B_i jest prawdopodobieństwem rozpadu na ten stan, a B_e jest prawdopodobieństwem rozpadu na e^+e^- , M jest masą stanu, a Γ — całkowitą szerokością. Analizę komplikują poprawki radiacyjne, lecz można je uwzględnić. Przeprowadzona analiza dała [9]

$$\Gamma_\psi = 69 \pm 13 \text{ keV}, \quad \Gamma_{\psi'} = 225 \pm 56 \text{ keV}. \quad (3)$$

Jeśli cząstki ψ byłyby zwykłymi cząstkami, szerokości wynosiłyby $\sim 20\%$ ich masy. Tak więc nowe stany są parę tysięcy razy węższe niż wynikałoby to z konwencjonalnych modeli.

4.2. Liczby kwantowe cząstek ψ

Ponieważ cząstki ψ są produkowane bezpośrednio w anihilacjach e^+e^- oraz mają te same prawdopodobieństwa rozpadu na e^+e^- i $\mu^+\mu^-$, oczekiwano dla nich liczb kwantowych $J^{PC} = 1^{--}$. Ponieważ w nowych zjawiskach wszystko może się zdarzyć, należało sprawdzić założenia dotyczące liczb kwantowych. W szczególności, jedno z wytłumaczeń cząstek ψ łączyło je z hipotetycznym, poszukiwanym od dawna, bozonem pośrednim, który byłby nośnikiem oddziaływań słabych. Utożsamienie ψ z bozonem pośrednim pozwalałoby na mieszaninę $J^{PC} = 1^{--}$ oraz $J^{PC} = 1^{+-}$. Liczby kwantowe ψ mogą być wyznaczone przez badanie par $\mu^+\mu^-$ w obszarze rezonansu i poza nim. Pary $\mu^+\mu^-$ poza rezonansem są w czystym stanie $J^{PC} = 1^{--}$. Jeżeli nowe cząstki są czystym stanem 1^{--} , powinna pojawiać się interferencja obserwowana poprzez niewielkie minima w przekroju czynnym poniżej rezonansu oraz przesunięcie maksimum w stosunku do obserwowanego w kanałach hadronowych. Jakakolwiek domieszka stanu 1^{+-} powinna objawić się w asymetrii przód/tył w rozkładach kątowych.



Rys. 6. Stosunki przekrojów czynnych na produkcję $\mu^+\mu^-$ do e^+e^- w obszarach ψ i ψ' . Krzywe ciągłe przedstawiają wyniki otrzymane przy założeniu, że obie cząstki produkowane są w stanach $J^{PC} = 1^{--}$ i wobec tego interferują z nierezonansowym tłem par $\mu^+\mu^-$. Krzywe przerywane policzone były przy założeniu o braku interferencji

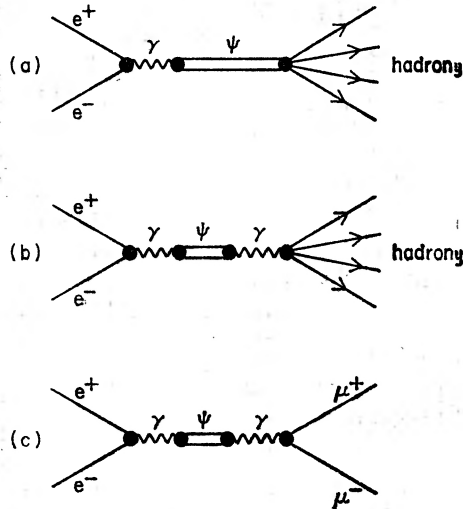
Gdy pojawiły się dostateczne dane, przeprowadzono analizę liczb kwantowych i zaobserwowano przewidywany efekt interferencyjny (pokazuje to rys. 6), natomiast nie znaleziono asymetrii w rozkładach kątowych [8,9]. Te obserwacje ustaliły ostatecznie, że dla stanów ψ i ψ' J^{PC} wynosi 1^{--} .

4.3. Kanały rozpadu cząstek ψ

Przebadaliśmy szereg kanałów rozpadu ψ i ψ' . Ważnym było rozróżnienie pomiędzy bezpośrednimi procesami rozpadu i procesami drugiego rzędu, co ilustruje rys. 7. Pokazuje on następujące procesy:

- a) $e^+e^- \rightarrow \gamma \rightarrow \psi \rightarrow \text{hadrony}$ (rozpad bezpośredni),
 b) $e^+e^- \rightarrow \gamma \rightarrow \psi \rightarrow \gamma \rightarrow \text{hadrony}$ } (rozpady elektromagnetyczne drugiego (4)
 c) $e^+e^- \rightarrow \gamma \rightarrow \psi \rightarrow \gamma \rightarrow \mu^+\mu^-$ } rzędu).

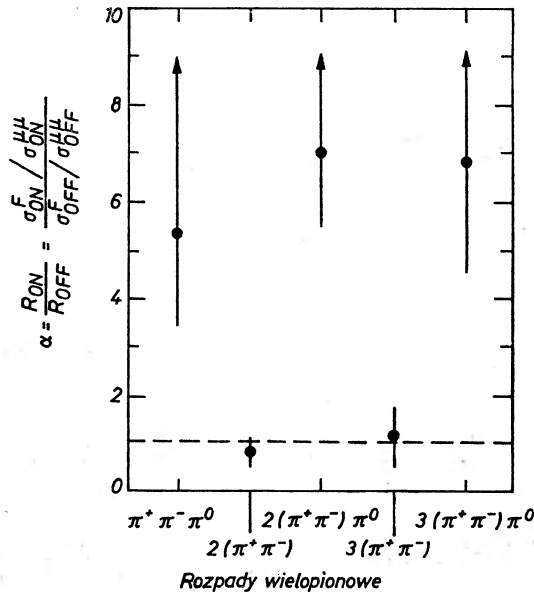
Proces (b) i (c) zachodzi poprzez wirtualny foton dokładnie tak, jak dla energii poza obszarem rezonansu. Jeżeli hadrony byłyby produkowane wyłącznie poprzez rozpady elektromagnetyczne drugiego rzędu, wartość stosunku R byłaby taka sama zarówno poza, jak i w obszarze rezonansów. Ponieważ stosunek R jest znacznie większy w obszarach rezonansów, zarówno ψ jak i ψ' posiadają bezpośrednie rozpady hadronowe.



Rys. 7. Diagramy Feynmana opisujące produkcję ψ oraz: a) rozpad wprost na hadrony, b) rozpad na hadrony z uwzględnieniem poprawek elektromagnetycznych drugiego rzędu, c) rozpad na parę $\mu^+\mu^-$ w drugim rzędzie oddziaływań elektromagnetycznych

W rozpadach hadronowych ψ i ψ' zmierzono więcej prawdopodobieństw rozpadów na poszczególne kanały niż dla jakichkolwiek innych cząstek. Większość z tych danych jest interesująca tylko dla specjalistów. Niektóre z nich wiele jednak mówią o cząstkach ψ . Ponieważ tę analizę również utrudniają procesy radiacyjne drugiego rzędu, musimy znów zrobić porównanie produkcji danego stanu hadronowego i par mionów w obszarze i poza obszarem rezonansów.

Rys. 8 pokazuje takie porównanie w funkcji liczby obserwowanych w stanie końcowym mezonów π [10]. Dla parzystych liczb mezonów π obserwuje się zgodność z przewidywaniami wynikającymi z rozpadów elektromagnetycznych drugiego rzędu, natomiast znacznie silniej produkowane są kanały z nieparzystą liczbą pionów. Na podstawie tych danych można sądzić, że rozpad ψ jest rządony przez pewne reguły wyboru (zachowanie parzystości G) dotyczące wyłącznie hadronów. Jest to więc wskazówka na to, że ψ jest również hadronem.



Rys. 8. Rysunek przedstawia stosunek przekroju czynnego na produkcję hadronów do przekroju czynnego na produkcję $\mu^+ \mu^-$ w obszarze energii ψ (ON) podzielony przez analogiczny stosunek wyznaczony poza obszarem ψ (OFF) w funkcji krotności mezonów π

Obserwacje pewnych kanałów rozpadu jednoznacznie wyznaczają izospin ψ . Są to kanały:

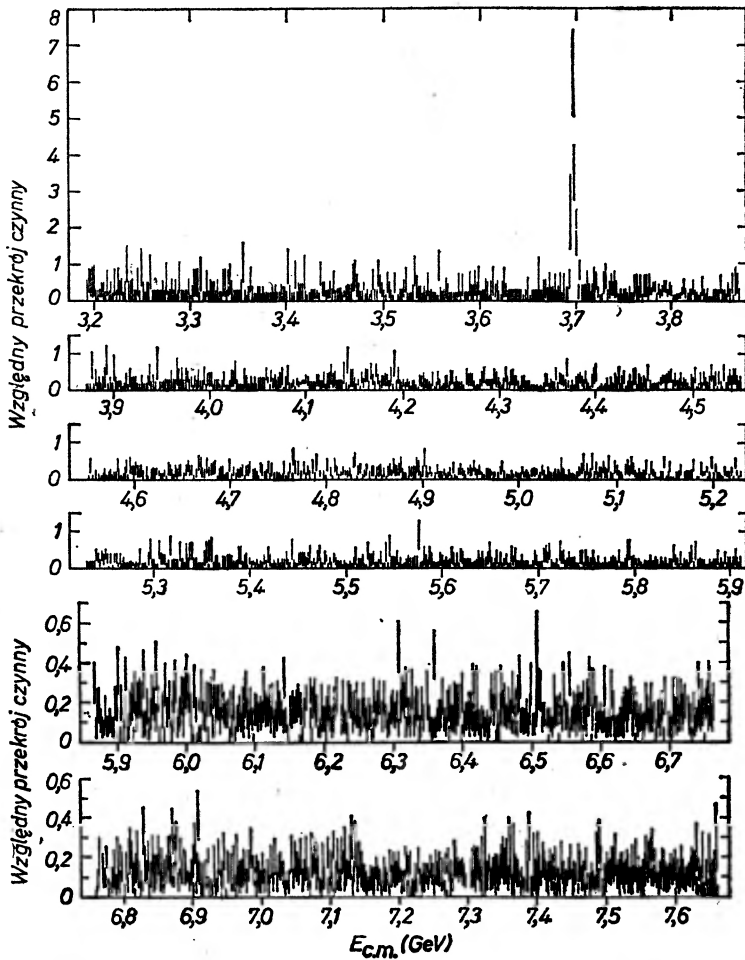
$$\psi \text{ lub } \psi' \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0, \Lambda \bar{\Lambda}, p \bar{p}. \quad (5)$$

Wszystkie z nich były obserwowane, skąd wynika że $I^G J^{PC} = 0-1^{--}$ dla obu cząstek.

4.4. Poszukiwanie innych wąskich rezonansów

Zmieniając energię SPEAR-u poszukiwaliśmy innych bardzo wąskich odpowiedników ψ . Zmianę energii przeprowadzano w następujący sposób: pierścień był napełniany, ustalano energię początkową i przez minutę do dwu rejestrowano dane, następnie podnoszono energię wiązek o 1 MeV, rejestrowano

dane etc. Rys. 9 pokazuje wyniki w obszarze energii środka masy od 3,2 do 8 GeV [11, 12]. Nie zaobserwowano, (z wyjątkiem znanego uprzednio ψ') statystycznie znaczących maksimum. Należy tu dodać, że po pierwsze, czułość tych pomiarów była taka, że można było zaobserwować maksima dla których



Rys. 9. Wyniki dokładnych poszukiwań innych stanów, podobnie wąskich jak ψ . Sygnał w okolicy 3,7 GeV odpowiada cząstce ψ'

iloczyn przekroju czynnego i szerokości wynosiłby 5 do 10% odpowiedniej wielkości dla ψ , a po drugie ta szczególna metoda poszukiwania maksimum jest przydatna wyłącznie dla bardzo wąskich rezonansów jak ψ lub ψ' . W doświadczeniach prowadzonych w SPEAR znaleziono również inne, znacznie szersze rezonanse i wkrótce zobaczymy, jak te, na pierwszy rzut oka zupełnie różne, obiekty pasują do całości obrazu.

5. Stany pośrednie

5.1. Przejścia radiacyjne

Istnieją również inne nowe stany mające związek z ψ i ψ' . Stany te nie są bezpośrednio produkowane w anihilacjach e^+e^- , lecz pojawiają się w wyniku rozpadów ψ i ψ' z emisją kwantu γ :

$$\psi \text{ lub } \psi' \rightarrow \gamma + \text{stan pośredni} \quad (6)$$

Zaobserwowano doświadczalnie 4 (niewykluczone, że 5) stanów pośrednich produkowanych w ten sposób.

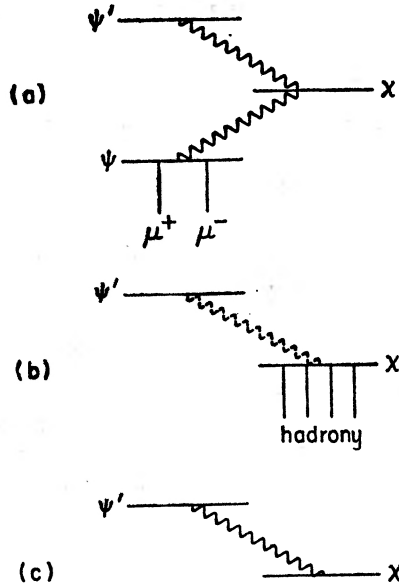
Pierwszą obserwację tego typu uczynił międzynarodowy zespół pracujący przy wiązkach przeciwbieżnych e^+e^- DORIS w DESY w Hamburgu [13]. Znaleziony stan nazwano P_c , a jego masa wynosiła około $3500 \text{ MeV}/c^2$. Następnie ten sam zespół [14] wraz z inną grupą z DESY znalazł wskazówkę na możliwość istnienia innego stanu nazwanego X o masie $2800 \text{ MeV}/c^2$ [15]. Grupa SLAC-LBL pracując na SPEAR zidentyfikowała stany z masami około 3415, 3450 i $3550 \text{ MeV}/c^2$ oraz potwierdziła stan 3500 znaleziony w DESY. Użyliśmy nazwy χ dla odróżnienia stanów z masą pośrednią między ψ i ψ' . Lista nowych stanów wygląda następująco:

$$\begin{aligned} \psi'(3684) &\rightarrow \gamma + \chi(3550), \\ \psi'(3684) &\rightarrow \gamma + \chi(3500) \text{ czyli } P_c, \\ \psi'(3684) &\rightarrow \gamma + \chi(3455), \\ \psi'(3684) &\rightarrow \gamma + \chi(3415), \\ \psi(3095) &\rightarrow \gamma + X(2800) \text{ (istnienie tego stanu nie jest w pełni udowodnione)}. \end{aligned} \quad (7)$$

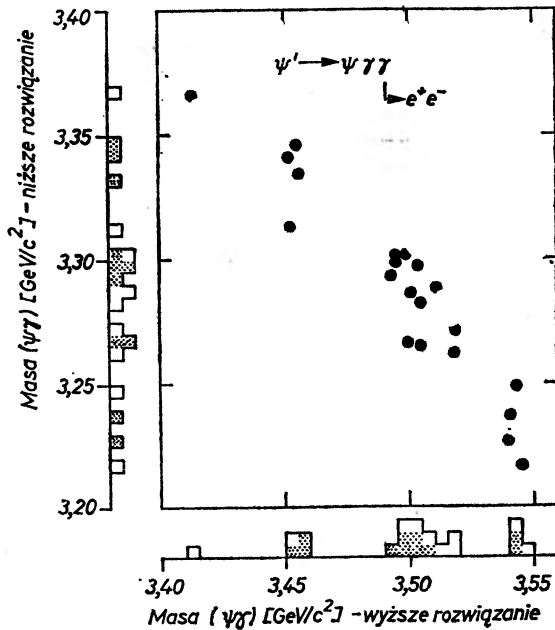
5.2. Trzy metody poszukiwania

Rys. 10 ilustruje trzy metody użyte w SPEAR do poszukiwania stanów pośrednich. Energia wiązek przeciwbieżnych jest ustalona na 3684 MeV , co odpowiada produkcji ψ' . Pierwsza metoda (rys. 10a) polega na badaniu rozpadu ψ' na stan pośredni, który następnie rozpada się na ψ z emisją kwantu γ , a dalej ψ rozpada się na pary $\mu^+\mu^-$. Rejestrowana jest para mionów i jeden lub dwa kwanty gamma. Drugą metodę stosowała grupa z DESY, która odkryła stan 3500 MeV , jak i nasza grupa w SLAC-u dla potwierdzenia jego istnienia [16]. W naszej aparaturze co pewien czas jeden lub dwa kwanty gamma konwertują na pary e^+e^- przed wejściem do obszaru detektora służącego do rekonstrukcji torów. Zezwala to na bardzo dokładny pomiar energii konwertujących kwantów. Z tej informacji oraz z pomiarów pędów końcowych par $\mu^+\mu^-$ można wyznaczyć dwie wartości masy stanu pośredniego. Niejednoznaczność wynika z faktu, że nie wiemy czy pierwszy, czy drugi kwant γ z rozpadu kaskadowego został zarejestrowany. Przy dostatecznie dużej statystyce można tę niejednoznaczność

rozwiązać, sprawdzając przy którym założeniu dostaje się węższe maksimum w masie (maksimum stowarzyszone z drugim kwantem gamma będzie poszerzone na skutek efektu Dopplera, ponieważ źródło, z którego kwant ten został wyemitowany



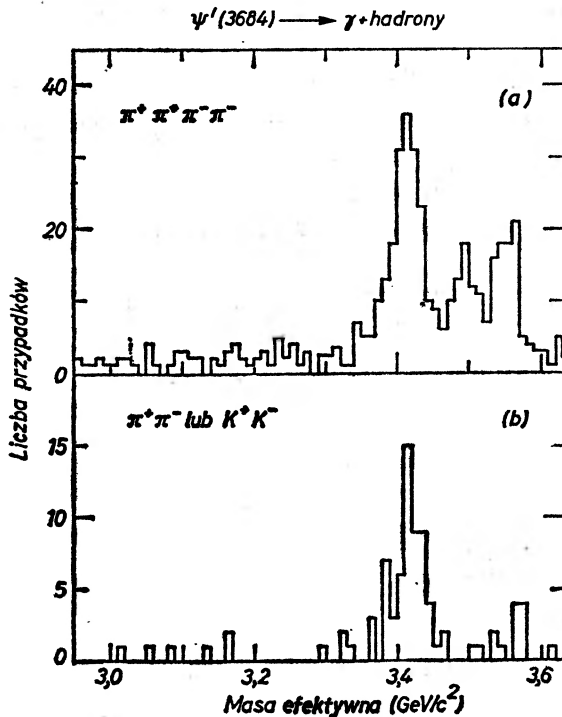
Rys. 10. Schematyczny obraz trzech metod poszukiwania wąskich stanów pośrednich



Rys. 11. Dokładne dane dotyczące mas układów $\psi-\gamma$. Zgrupowania punktów wskazują na występowanie co najmniej trzech stanów pośrednich

wany, jest w ruchu). Możliwe rozwiązania dla małych i dużych mas pokazuje rys. 11, otrzymany na podstawie naszych danych [17]. Widać silny dowód na istnienie stanów około 3,45, 3,5 i 3,55 GeV.

W drugiej użytej przez nas metodzie pędy końcowych hadronów były mierzone, co pozwalało na obliczenie masy stanu pośredniego [18]. Rys. 12 pokazuje wyniki dla 2 typów przypadków, w których masa brakująca obliczona z pędów końcowych hadronów jest równa zero (jest to więc kwant gamma). W przypadkach z produkcją 4 pionów widoczne są maksima przy masie 3,4, 3,5



Rys. 12. Rozkład masy niezmienniczej danego stanu hadronowego występującego razem z fotonem w rozpadzie ψ' . Dane wskazują na istnienie trzech różnych stanów pośrednich. Jeden z nich nie był obserwowany na poprzednim rysunku

i 3,55 GeV, podczas gdy w przypadkach z produkcją 2 pionów lub pary mezonów K widoczne jest wyraźnie tylko maksimum przy 3,4 GeV, a niewykłuczone jest istnienie drugiego przy 3,55 GeV. Istnienie rozpadów na dwa piony lub dwa kaony wskazuje na to, że liczby kwantowe rozpadającego się stanu powinny być równe 0^{++} lub 2^{++} .

W trzeciej metodzie rejestruje się wyłącznie pojedyncze kwanty gamma. Obecność monoenergetycznej linii γ sygnalizuje bezpośrednie przejście radiacyjne do określonego stanu pośredniego. Ta metoda jest trudna do zastosowania w naszej aparaturze. Przyczyną jest duże tło, jednak mimo tła potrafiliśmy zidentyfikować bezpośrednio przejście γ do stanu 3,4 GeV [17]. Inna grupa pracująca

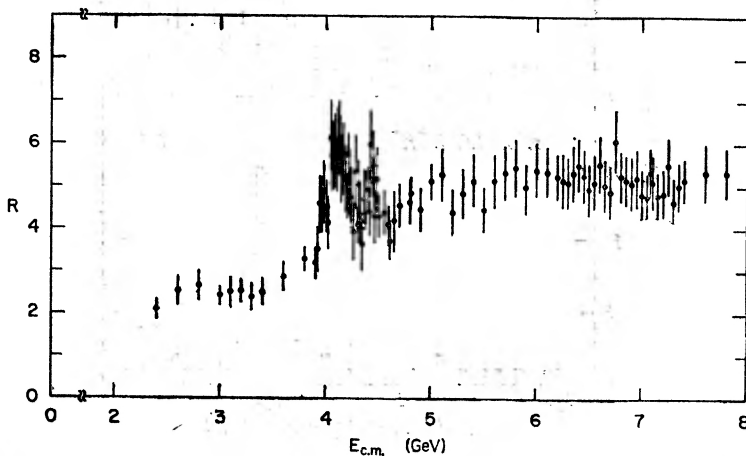
w SLAC (współpraca uniwersytetów Maryland, Princeton, Pavia, Stanford i UC — San Diego) użyła bardziej wyrafinowanej aparatury i potrafiła zidentyfikować szereg przejść radiacyjnych oraz zmierzyć prawdopodobieństwa rozpadów ψ' na te stany [19].

Podsumowując — poza znanymi już rezonansami ψ i ψ' badania te doprowadziły do odkrycia co najmniej 4 stanów pośrednich o parzystości ładunkowej $C = +1$ (istnienie stanu 2800 MeV nie jest jeszcze w pełni potwierdzone).

6. Całkowity przekrój czynny i szersze stany

6.1. Całkowity przekrój czynny

Ograniczyliśmy się na razie do omówienia, powstających bezpośrednio w procesach anihilacji e^+e^- , cząstek ψ i ψ' oraz stanów pośrednich powstających w wyniku rozpadów tych cząstek. Jest więc czas, by zająć się szerszej produkcją hadronów i sprawdzić, czego jeszcze można się z niej nauczyć.



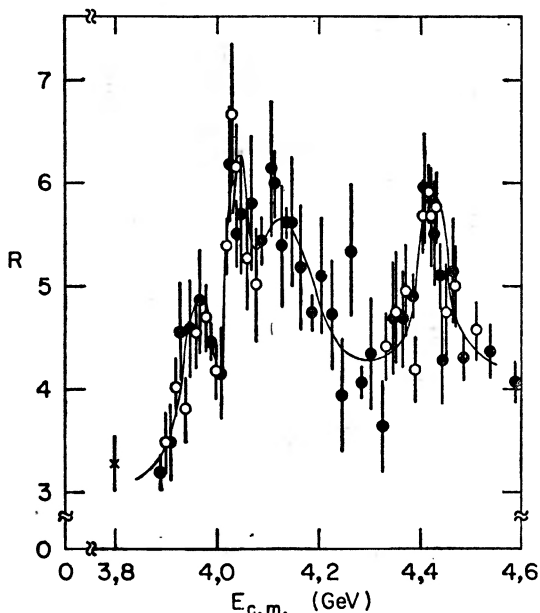
Rys. 13. Stosunek R po usunięciu ψ i ψ' (razem z wkładami od poprawek radiacyjnych)

Rys. 4 pokazuje zależność od energii przekroju czynnego na proces $e^+e^- \rightarrow$ hadrony, w przedziale energii dostępnym w SPEAR. Zależność ta jest dominowana przez rezonanse ψ i ψ' i niewiele można powiedzieć o strukturze przekroju czynnego. Przejdźmy teraz do rys. 13. Pokazuje on stosunek $R = \frac{\sigma(e^+e^- \rightarrow \text{hadrony})}{\sigma(e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-)}$.

Wkłady od ψ i ψ' zostały odjęte, pozostały jedynie wkłady od ich ogonów radiacyjnych. Dane można scharakteryzować następująco: poniżej 3,8 GeV R jest prawie płaskie, wartość plateau wynosi około 2,5. Bardziej skomplikowany jest obraz w obszarze energii od 3,8 do około 5 GeV, gdzie występuje skokowa zmiana, powyżej 5,5 GeV R ustala się ponownie z wartością plateau około 5,2.

6.2. Szersze stany (nowe cząstki ψ ?)

Rys. 14 pokazuje obszar przejściowy w bardzo powiększonej skali. Dane te wyraźnie wskazują na możliwość istnienia szeregu stanów rezonansowych nałożonych na rosnącą krzywą tła łączącą dwa plateau R [20]. Jeden stan pojawia się bardzo wyraźnie przy masie $3,95 \text{ GeV}/c^2$, inny przy $4,4 \text{ GeV}/c^2$. Obszar $4,1 \text{ GeV}$ jest szczególnie skomplikowany, prawdopodobnie występują w nim co najmniej 2 przekrywające się stany. Dla rozwiązania tego problemu potrzeba jednak więcej danych.



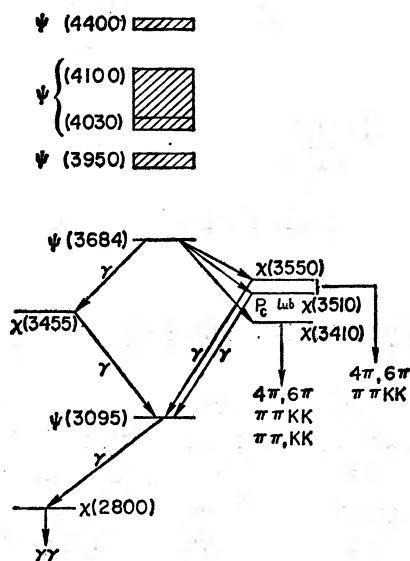
Rys. 14. Dokładny przebieg R w obszarze przejściowym w okolicy 4 GeV

Bardzo trudne jest precyzyjne przebadanie własności stanów produkowanych w obszarze przejściowym. Oczywistym problemem jest kształt szybko wzrastającego tła, który nie jest znany ani doświadczalnie, ani z obliczeń teoretycznych. Te stany, podobnie jak ψ , są produkowane bezpośrednio w anihilacjach e^+e^- , mają więc $J^{PC} = 1^{--}$ i w związku z tym mogą ze sobą interferować. Interferencja zmienia klasyczny kształt rezonansowy, oczekiwany dla nowych stanów. Można również oczekiwać zmian kształtów rezonansowych, ponieważ prawie na pewno w obszarze przejściowym pojawiają się progi na produkcję nowych cząstek. Mimo że nie można precyzyjnie określić własności nowych stanów, dane pozwalają na przybliżoną ich ocenę. Stan $3,95 \text{ GeV}$ (ψ'') ma szerokość $40\text{--}50 \text{ MeV}$, stanowi $4,4 \text{ GeV}$, (ψ''''), wydaje się odpowiadać szerokość 30 MeV . Obszar $4,1 \text{ GeV}$ (tymczasowo zwany ψ''') wydaje się zawierać co najmniej 2 maksima, jedno z masą $4,03 \text{ GeV}/c^2$ i szerokością $10\text{--}20 \text{ MeV}$, i drugie, szerokie, przy $4,1 \text{ GeV}/c^2$ z szerokością około 100 MeV .

Szerokości tych stanów są znacznie większe, niżby wynikało z rozmycia energii wiązek e^+e^- oraz większe od szerokości ψ i ψ' . Wydaje się jednak, że zaklasyfikowano je poprawnie jako należące do rodziny ψ , a duża różnica szerokości w porównaniu z ψ i ψ' jest związana z faktem, że ciężkie stany mogą podlegać szybkim rozpadom hadronowym poprzez nowe kanały, które otworzyły się tuż ponad masą ψ' (3684 MeV). Tak jak dla większości pytań dotyczących obszaru przejściowego rozwiązanie tego problemu będzie wymagało znacznie więcej danych doświadczalnych. W międzyczasie możemy dodać na próbę te trzy lub cztery nowe, podobne do ψ' cząstki, do wydłużającej się listy rodziny „psionów”.

7. Wycieczka w dziedzinę teorii

Dotąd katalogowaliśmy nowe cząstki bez głębszego zrozumienia, co to wszystko znaczy. Jeżeli uwierzyć również w istnienie wątpliwych stanów, nowych cząstek jest w sumie 11. Są one przedstawione na rys. 15, który pokazuje rodzaj wykresu poziomów energetycznych. Na rys. 15 pokazane są również najważniejsze schematy rozpadów nowych cząstek.



Rys. 15. Obraz poziomów energetycznych nowo odkrytych cząstek. Opuszczono wiele obserwowanych kanałów rozpadu cząstek z rodziny ψ

Układ pokazany na rys. 15, wraz z charakterystycznymi przejściami radiacyjnymi, wygląda podobnie do wykresu stanów energetycznych zwykłego atomu. W rzeczywistości przypomina najprostszy z „atomów” — pozytonium, stan związany elektronu i pozytonu. Mimo że skala masy tego nowego pozytonium jest znacznie większa, zaobserwowane stany nowego systemu można przypisać jednoznacznie oczekiwanym poziomom związanego układu fermion-

-antyfermion, jakim jest e^+e^- . Tabela 2 podaje przewidywane poziomy wraz z najbardziej prawdopodobnym przypisaniem nowych cząstek właściwym poziomom. Dla lepszego zrozumienia natury nowego pozytonium zajmijmy się niektórymi szczegółowymi modelami teoretycznymi.

Tabela 2

Niektóre z nisko leżących stanów związanych układu fermion-antyfermion razem z przyporządkowaniem nowych cząstek do stanów o odpowiednich liczbach kwantowych

Stan	L	S	J	Cząstka
1^3S_1	0	1	1--	ψ
2^3S_1	0	1	1--	ψ'
3^3S_1	0	1	1--	ψ''
1^3D_1	2	1	1--	ψ'''
2^3D_1	2	1	1--	ψ''''
1^1S_0	0	0	0-+	X
2^1S_0	0	0	0-+	$\chi(3,45)$
1^3P_0	1	1	0++	$\chi(3,40)$
1^3P_1	1	1	1++	$\chi(3,5)$
1^3P_2	1	1	2++	$\chi(3,55)$

7.1. Model trójkwarkowy

25 lat temu, gdy tylko 3 rodzaje hadronów (proton, neutron i mezon π) były znane, traktowano je jako proste, elementarne i niepodzielne obiekty. W owym czasie podstawowym zadaniem fizyki hadronów było zrozumienie silnych oddziaływań jądrowych między neutronem a protonem, tłumaczonych przez wymianę mezonu π . Jednak w miarę stałego powiększania się rodziny hadronów (które obecnie liczy się na setki) stawało się coraz trudniejszym traktować wszystkie z nich jako elementarne. W 1963 r. M. Gell-Mann i G. Zweig niezależnie zaproponowali rozwiązanie tego problemu — żaden z hadronów nie byłby elementarny, lecz wszystkie byłyby złożonymi strukturami powstałymi z różnych kombinacji trzech podstawowych obiektów, zwanych kwarkami. Kwarki miałyby być fermionami o spinie $1/2$, lecz również miałyby posiadać niespotykane własności, a mianowicie ułamkowy ładunek i liczbę barionową. W tabeli 3 zebrano własności trzech kwarków i trzech antykwarków.

Tabela 3

Własności trzech kwarków i trzech antykwarków

Kwarki				Antykwarki			
symbol	ładunek	liczba barion.	dziwność	symbol	ładunek	liczba barion.	dziwność
u	+2/3	1/3	0	\bar{u}	-2/3	-1/3	0
d	-1/3	1/3	0	\bar{d}	+1/3	-1/3	0
s	-1/3	1/3	-1	\bar{s}	+1/3	-1/3	+1

Zgodnie z modelem kwarków wszystkie mezony zbudowane są z par kwark-antykwar; wszystkie bariony z trzech kwarków a antybariony z trzech antykwarków. Struktury kwarkowe dla lepiej znanych hadronów wyglądają następująco:

$$\pi^+ = u\bar{d}, K^+ = u\bar{s}, p = uud, \bar{n} = \bar{d}\bar{d}\bar{u}. \quad (8)$$

Wszystkie, znane do 1974 r., hadrony mieściły się w tym podstawowym schemacie. Trzy z kombinacji mezonowych ($u\bar{u}$, $d\bar{d}$ i $s\bar{s}$) mają liczby kwantowe fotonu i dlatego też mogą być obficie produkowane w anihilacjach e^+e^- . Te trzy stany zostały znalezione — są to znane mezony wektorowe ρ (760 MeV), ω (780) i ϕ (1005).

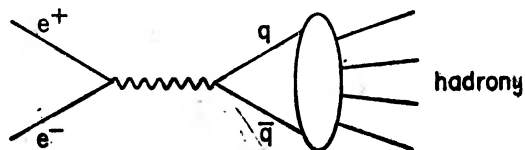
7.2. R w modelu kwarków

Model kwarków postuluje nieco odmienny od opisanego poprzednio mechanizm zachodzenia procesów $e^+e^- \rightarrow$ hadrony. Dla porównania:

Zwyczajowy punkt widzenia Hipoteza modelu kwarków

$$e^+e^- \rightarrow \gamma \rightarrow \text{hadrony}, \quad e^+e^- \rightarrow \gamma \rightarrow q\bar{q} \rightarrow \text{hadrony}, \quad (9)$$

gdzie $q\bar{q}$ oznacza jakąkolwiek parę kwark-antykwar. Rys. 16 ilustruje schematycznie hipotezę modelu kwarków. Pośredni stan wirtualnego fotonu przechodzi w parę $q\bar{q}$, które z kolei „ubierają się” w dodatkowe pary $q\bar{q}$, tworząc obserwowane w stanie końcowym hadrony.



Rys. 16. Produkcja hadronów w oddziaływaniach e^+e^- w modelu kwarków

Ponieważ z założenia kwarki są elementarnymi i punktowymi fermionami, a więc o podobnych do elektronów i mionów własnościach elektromagnetycznych, można było przewidzieć stosunek przekrojów czynnych na produkcję par kwarków i mionów:

$$\frac{\sigma_{q\bar{q}}}{\sigma_{\mu^+\mu^-}} = q_i^2, \quad (10)$$

gdzie q_i jest po prostu ładunkiem elektrycznym kwarku. Oczywiście dla kwarków w stanie końcowym założono połówkowy spin i ułamkowy ładunek, podczas gdy wszystkie hadrony mają całkowity ładunek, a niektóre również całkowity spin. Uczyniono śmiałe założenie, że oddziaływanie końcowe pomiędzy kwarkami prowadzące do wyeliminowania ułamkowego ładunku i połówkowego spinu

nie będzie wpływać na podstawowy przekrój czynny. Przy tym założeniu stosunek przekroju czynnego na produkcję hadronów do przekroju czynnego na produkcję par mionów wyraża się jako:

$$R = \sum_{u, \bar{d}, s} q_i^2. \quad (11)$$

Rozwijany do 1974 r. model kwarków zawierał w zasadzie trzy triplety kwarków a nie trzy kwarki. W tym modelu stosunek R wyraża się poprzez:

$$R = (3[(2/3)^2 + (-1/3)^2 + (-1/3)^2]) = 2. \quad (12)$$

Ten model cechuje duża prostota i duża siła przewidywania, jednak nie ma w nim miejsca dla cząstek ψ i ψ' . Nie może on również zdać sprawy z istnienia dwu plateau w doświadczalnej zależności R od energii. Model zezwala na istnienie wzbudzonych stanów $u\bar{u}$, $d\bar{d}$ oraz $s\bar{s}$, lecz na ogół przewidywane szerokości mają wartość rzędu 20% masy stanów wzbudzonych — ponad 1000 razy większe niż obserwowane szerokości ψ i ψ' . Proponowano szereg zmian i uzupełnień podstawowego schematu 3 kwarków. Nie będę ich omawiał z wyjątkiem jednego modelu, który wydaje się w chwili obecnej najlepiej opisywać fakty doświadczalne.

7.3. Czwarty kwark

Pierwsze publikacje dotyczące teorii opartej nie na trzech, lecz na czterech podstawowych kwarkach, pojawiły się w 1964 r. [21]. Pojawiły się więc w rok po trójkwarkowym modelu Gell-Manna-Zweiga. Uzasadnienie modelu czterech kwarków było w tym okresie raczej natury estetycznej, a nie praktycznej. Stopniowo modele te upadły z braku faktów doświadczalnych, dla wytłumaczenia których potrzeba byłoby więcej niż trzy kwarki. W 1970 r. Glashow, Iliopoulos i Maiani [22] w eleganckiej pracy, dotyczącej raczej oddziaływań słabych niż oddziaływań silnych, ponownie natchnęli życiem model czterokwarkowy. W tej pracy czwarty kwark c , wcześniej nazwany przez Glashowa kwarkiem powabnym (ang. *charm*-powab), był potrzebny do wytłumaczenia w sposób prosty i bezpośredni niezachodzenia pewnych słabych rozpadów cząstek dziwnych. Nowy kwark c miał mieć ładunek $+2/3$, podobnie jak kwark u , oraz nieść jedną jednostkę poprzednio nieznaną liczbę kwantowej — powabu, zachowywanej zarówno w oddziaływaniach silnych, jak i elektromagnetycznych, lecz niezachowywanej w oddziaływaniach słabych. Kwarki c i \bar{c} miałyby mieć masę większą aniżeli trzy wcześniej postulowane kwarki. Było jasne, że powinny one tworzyć ze „starymi” kwarkami wiele nowych powabnych hadronów [23].

7.4. „Charmonium”

Po odkryciu cząstek ψ znacznie wzrosło znaczenie modelu z czterema kwarkami. Model ten postuluje, że ψ jest najlżejszym stanem $c\bar{c}$ o liczbach kwantowych fotonu. Długi czas życia cząstki ψ byłby związany z faktem, że w jej

rozpadzie na zwykłe hadrony oba kwarki c i \bar{c} muszą się zmienić na inny kwark i antykwark. Układ $c\bar{c}$ pozwala również zdać sprawę z omówionych wcześniej poziomów energetycznych psionów, podobnych do poziomów energetycznych pozytonium. I rzeczywiście, Appelquist i inni [24] oraz Eichten i inni [25] przewidzieli istnienie pięciu stanów pośrednich nim zaobserwowano je doświadczalnie. Ze względu na silną analogię z pozytonium Appelquist i Politzer nadali nowemu systemowi $c\bar{c}$ popularną obecnie nazwę „charmonium”.

Model czterech kwarków przewiduje również dwa plateau w R . Powyżej progu na produkcję powabnych hadronów obliczenia, analogiczne do tych, które doprowadziły do $R = 2$, po uwzględnieniu ładunku czwartego kwarku dają $R = 10/3$. Nie jest to jeszcze wystarczające, lecz zmiana idzie w dobrym kierunku. Zakładając, że masa najbliższej cząstki powabnej wynosi mniej niż połowa masy ψ'' (3950), lecz więcej niż połowa masy ψ' (3684), można wytłumaczyć szerokie, podobne do ψ stany z masami 3,95, 4,1 i 4,4 GeV/c². Tak więc ψ'' może rozpadać się silnie na pary cząstek powabnych, lecz dla ψ' taki rozpad jest zabroniony.

Podsumowując, wydaje się, że model hadronów zbudowanych z czterech rodzajów kwarków tłumaczy przynajmniej jakościowo najważniejsze dane doświadczalne dotyczące psionów — i w początku 1976 r. dowody na istnienie powabu stały się silne. Charmonium — system $c\bar{c}$ — dostarczył silnego, lecz pośredniego dowodu na istnienie czwartego kwarku. Bez odpowiedzi pozostało jednak oczywiste i niezwykle ważne pytanie. W cząstkach utworzonych z par $c\bar{c}$ całkowity powab wynosi zero, ponieważ znosi się powab kwarku i antykwarku. Dla teorii konieczne jest istnienie cząstek o różnym od zera powabie ($c\bar{u}$, $c\bar{d}$ itd). Co było więc potrzebne to bezpośrednia doświadczalna obserwacja cząstek powabnych. Stawiane pytanie brzmiało — gdzie one są [26]?

8. Odkrycie powabu

8.1. Czego szukamy?

W początku 1976 r. nauczono się wiele o własnościach, które powinny posiadać przewidywane cząstki powabne. Na przykład było jasne, że masa najlżejszej cząstki powabnej — mezonu D — musi leżeć w przedziale

$$1843 < M_D < 1900 \text{ MeV}/c^2. \quad (13)$$

Dolna granica masy D jest ustalona przez fakt, że rezonans ψ' jest bardzo wąski i nie może się rozpadać na cząstki powabne. Górna granica musi być zgodna z obszarem wzrostu R od niższego do wyższego plateau. Ponieważ trzeba było przyjąć, że głównym produktem rozpadu kwarku c jest kwark s , produktami rozpadów cząstek powabnych będą chętnie cząstki dziwne, np. mezony K . Dla mezonu D można, na przykład, z dużą pewnością przewidzieć następujące, możliwe do zidentyfikowania kanały rozpadu:

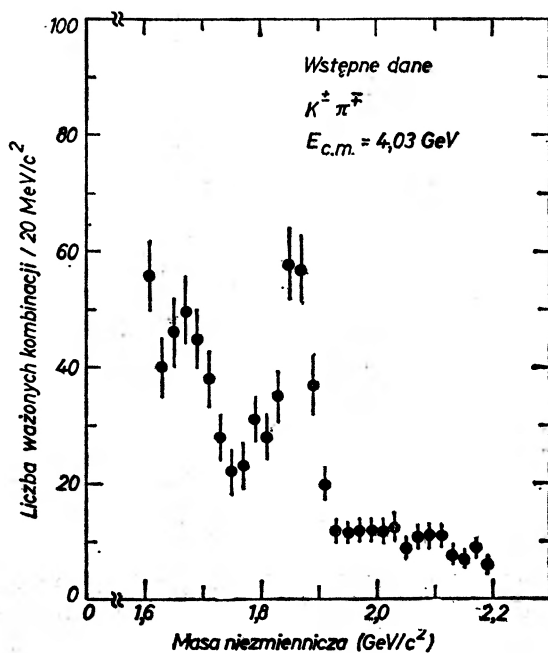
$$D^0 \rightarrow K^- \pi^+, D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^- \pi^+, D^+ \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+. \quad (14)$$

Ponieważ kwark c rozpada się poprzez oddziaływania słabe, można oczekiwać niezachowania parzystości w rozpadach D .

Bezskutecznie poszukiwaliśmy w danych otrzymanych w SPEAR przed odkryciem ψ takiego właśnie sygnału powabu. W czasie gromadzenia danych w 1975 r., a więc w okresie po odkryciu ψ , było oczywiste, że powinniśmy ponowić próby wyjaśnienia tego zagadnienia, kładąc szczególny nacisk na wyniki otrzymane przy energiach bliskich oczekiwanego progu na powab, gdzie najprostsze mezony powabne będą produkowane bez poważnych efektów maskujących pochodzących od tła. Rok akademicki 1975/76 spędziłem w CERN-ie. Rozdział o cząstkach powabnych jest więc dziełem moich kolegów.

8.2. Mezon powabny

W początku 1976 r. rozpoczęto powtórnie poszukiwanie mezonu powabnego, lecz tym razem na większej statystyce i z ulepszonym układem identyfikującym mezony π i K w detektorze MARK I. Szybko pojawiły się pozytywne wyniki. Pierwszy rezonans pojawił się w analizie reakcji wielociałowych w widmie

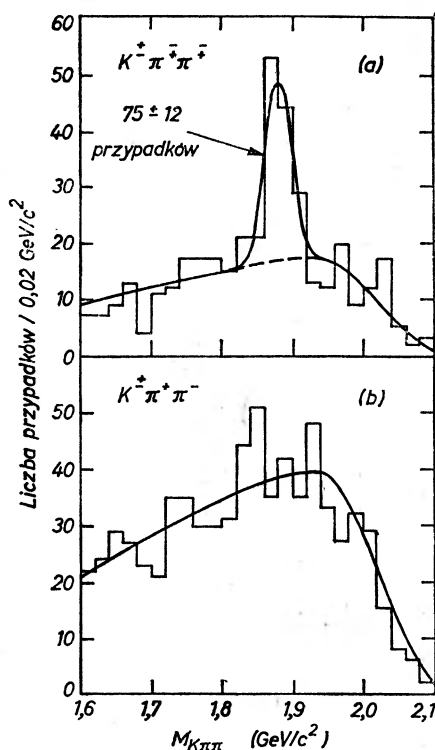


Rys. 17. Rozkład masy niezmienniczej układu $K^\pm\pi^\mp$ w wielocząstkowych stanach końcowych. Maksimum przy masie 1865 MeV odpowiada mezonowi D^0

mas $K^\pm\pi^\pm$ [27]. Pokazuje to rys. 17. Była to pierwsza wskazówka na istnienie mezonu D^0 , obserwowana masa 1865 MeV/c² była dokładnie w przewidywanym obszarze. Jeśli byłby to mezon D^0 , to jest on produkowany w reakcji

$$e^+e^- \rightarrow D^0 \bar{D}^0 + X, \quad (15)$$

gdzie X oznacza wszystkie pozostałe cząstki. \bar{D}^0 i D^0 rozpadałyby się następnie na $K^+\pi^-$ i $K^-\pi^+$. Dane wskazują na dwuprocentowe prawdopodobieństwo rozpadu w tym kanale. To prawdopodobieństwo rozpadu jest nieco za małe w porównaniu z przewidywaniami modelu powabnego, lecz różnica nie jest alarmująca. Zmierzona szerokość rezonansu była zgodna ze zdolnością rozdzielczą naszej aparatury, ograniczonej, w tym przypadku, nie przez rozmycie energii wiązek przeciwbieżnych, lecz przez dokładność pomiaru pędów. Zmierzone górna granicę pełnej szerokości — wynosi ona 40 MeV. Rzeczywista szerokość, tak jak wymagają tego oddziaływania słabe odpowiedzialne za rozpad D^0 , może być znacznie mniejsza.



Rys. 18. Rozkład masy niezmienniczej układu $K\pi\pi$. Sygnał D^\pm : a) obserwowany jest w przypadku pionów jednakowego znaku, b) nie jest obserwowany w przypadku pionów różnych znaków

Dalszy ciąg analizy dostarczył dwu bardziej przekonujących faktów. Pierwszym z nich jest rezonans w układzie $K^\pm\pi^\mp\pi^\pm\pi^\mp$, który ze względu na masę $1865\text{ MeV}/c^2$ okazał się również cząstką D^0 , obserwowaną w innym kanale rozpadu. Drugim było odkrycie naładowanego partnera mezonu D^0 , który zaobserwowano z niewiele większą masą $1875\text{ MeV}/c^2$ w kanałach

$$D^+ \rightarrow K^-\pi^+\pi^+, \quad D^- \rightarrow K^+\pi^-\pi^- \quad (16)$$

Rys. 18 pokazuje dane dotyczące naładowanych mezonów D . Ważnym jest to, że stany te nie są obserwowane w rozpadach trzyciałowych:

$$\begin{aligned} D^+ &\rightarrow K^+ \pi^- \pi^+, \\ D^- &\rightarrow K^- \pi^+ \pi^-, \text{ gdy mezony } \pi \text{ mają przeciwne ładunki.} \end{aligned} \quad (17)$$

Jest to dokładnie to, czego oczekujemy z powabnego modelu kwarków. Poza jednoznacznie zidentyfikowaniem neutralnych i naładowanych mezonów D pojawił się również jego stan wzbudzony [29]: D^* . Rozpad D^* do stanu podstawowego obserwowano zarówno przez oddziaływania silne, jak i elektromagnetyczne, tzn.:

$$D^* \rightarrow D + \pi, \quad D^* \rightarrow D + \gamma. \quad (18)$$

Wspominaliśmy szereg razy, że stany podobne do ψ' mające masy większe niż ψ' (3684), mogą być znacznie szersze niż ψ i ψ' ze względu na możliwe silne rozpady na cząstki powabne. Ta hipoteza została potwierdzona dla ψ''' (4030). Wydaje się obecnie, że jej główne kanały rozpadu to:

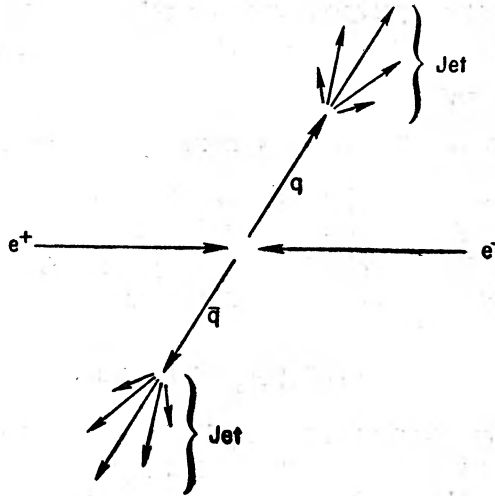
$$\begin{aligned} \psi''' (4030) &\rightarrow D^0 \bar{D}^*, \\ &\rightarrow D^* \bar{D}^0, \\ &\rightarrow D^* \bar{D}^*. \end{aligned} \quad (19)$$

Ostatecznym dowodem na interpretację danych poprzez powab jest przewidywane, a obecnie znane doświadczalnie, niezachowanie parzystości w rozpadzie D . W rozpadzie D^0 zarówno K^+ , jak i π^- mają spin równy zeru i ujemną parzystość. Znaczy to, że jakikolwiek spin D^0 musi być związany z orbitalnym momentem pędu układu $K \pi$, a więc parzystość D^0 jest dana przez $P = (-1)^J$, gdzie J jest spinem D^0 . Analiza rozpadów trójciałowych $D^\pm \rightarrow K^\mp \pi^\pm \pi^\pm$ wykazała, że parzystość nie może być taka sama jak w rozpadach dwuciałowych, a więc parzystość w rozpadach mezonów D nie jest zachowana.

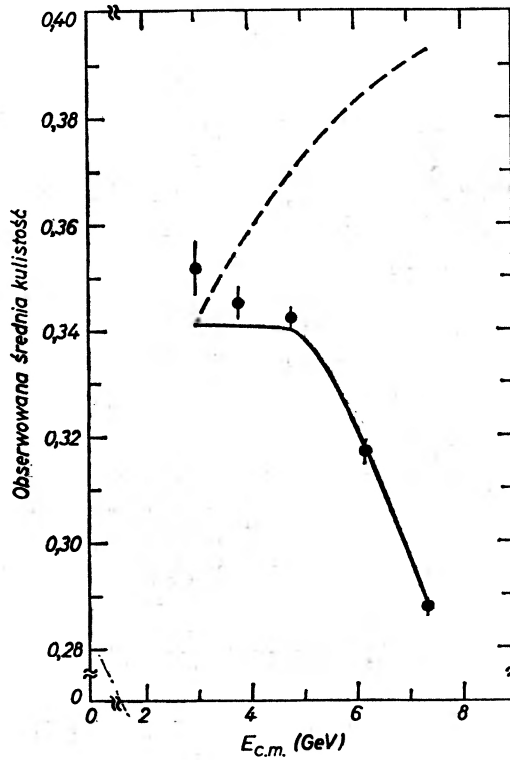
Opisane dane doświadczalne są uderzająco zgodne z przewidywaniami czterokwarkowej lub powabnej teorii hadronów i pozostaje niewiele wątpliwości, że rzeczywiście znaleziono powabne cząstki. Poza mezonami powabnymi odkrytymi w SPEAR pojawiła się ostatnio informacja, że pracująca w Fermilab grupa W. Lee odkryła pierwszy z powabnych barionów [31] — jest to w rzeczywistości antybarion nazwany $\bar{\Lambda}_c$ jako powabny odpowiednik $\bar{\Lambda}$.

9. Obserwacja „jetów”

Zagadnienie to nie jest bezpośrednio powiązane z nowymi cząstkami, ma ono jednak duże znaczenie dla stosowalności modelu kwarków. Jak tłumaczyłem wcześniej, obraz anihilacji e^+e^- wynikający z modelu kwarków, wskazuje na to, że hadrony w stanie końcowym nie pochodzą wprost z pośredniego stanu — wirtualnego fotonu, lecz z par kwark-antykwarok powstałych z elektromagnetycz-



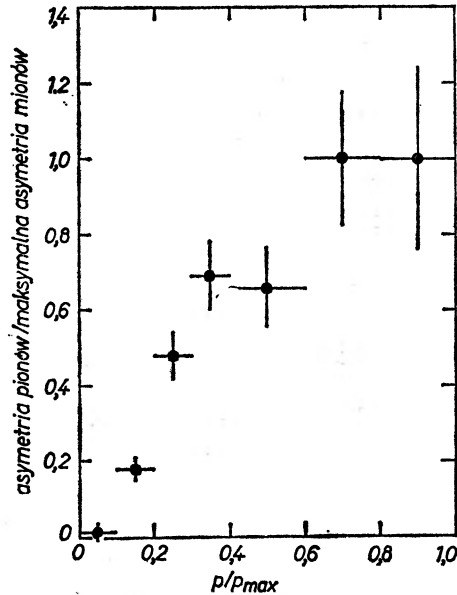
Rys. 19. Produkcja jetów w modelu kwarków



Rys. 20. Parametr kulistości dla przypadków wielohadronowych w funkcji energii w środku masy. Krzywa ciągła opisuje przewidywania modelu jetów, podczas gdy krzywa przerywana powinna występować, jeżeli słuszny jest izotropowy model przestrzeni fazowej

nego fireballu, które to kwarki tworzą następnie końcowe hadrony. Hadrony są produkowane z małymi pędami poprzecznymi w odniesieniu do kierunku pary $q\bar{q}$ i, jak to pokazuje rys. 19, tworzą dwa skolimowane „jety” cząstek, których osie leżą wzdłuż początkowego kierunku $q\bar{q}$.

Przeanalizowaliśmy w SPEAR dane otrzymane przy najwyższej energii [32] wyznaczając dla każdego przypadku takie osie, które minimalizują dla wszystkich obserwowanych cząstek pęd poprzeczny w odniesieniu do tych osi. Ta metoda prowadzi do zdefiniowania wielkości nazwanej przez nas kulistością (ang. *sphericity*). Kulistość związana jest z momentem kwadrupolowym rozkładu cząstek w przestrzeni pędów. Kulistość jest tym mniejsza, im bardziej przypadek podobny jest do jetu. Rys. 20 pokazuje porównanie danych z modelem jetów oraz z modelem izotropowym. Zgodnie z oczekiwaniami, w miarę wzrostu energii przypadki stają się podobne do jetów. Zgodność jest doskonała, również rozkłady kątowe osi jetów są zgodne z kształtem $1 + \cos^2\theta$ przewidywanym dla produkcji jetów przez cząstki o spinie $1/2$.



Rys. 21. Parametr asymetrii w kącie azymutalnym dla mezonów π znormalizowany do asymetrii obserwowanej w produkcji par $\mu^+\mu^-$ w funkcji stosunku pędu pionu do pędu maksymalnego

W pewnych warunkach pracy SPEAR można otrzymać wiązki spolaryzowane — spin elektronu jest równoległy, a spin pozytonu antyrównoległy do kierunku pola magnetycznego odchylającego wiązki. W oddziaływaniach wiązek spolaryzowanych produkcja cząstek może wykazać asymetrię azymutalną w odniesieniu do kierunku wiązek. Jety produkowane w tych warunkach również wykazały asymetrię azymutalną oczekiwaną dla cząstek o spinie $1/2$.

Poszczególne hadrony w jetach również wykazują tę asymetrię. Jest oczywiste, że im większy jest pęd hadronu, tym hadron musi się znajdować bliżej kierunku początkowego kwarku. Badając szczegółowo produkcję mezonów π stwierdziliśmy, że przy zbliżaniu się pędu mezonu π do maksymalnego możliwego przy danej energii wiązek pędu, asymetria azymutalna przybliżała się do maksymalnej wartości oczekiwanej dla cząstek o spinie $1/2$. Pokazuje to rys. 21.

Uderzający jest dla mnie fakt, że hadrony o całkowitym spinie wykazują własności wszystkich rozkładów kątowych oczekiwane dla produkcji pary cząstek o spinie $1/2$. Tego typu zachowanie jest możliwe bez założenia istnienia kwarków (skretność stanu końcowego musi być równa 1 wzdłuż kierunku cząstki lub jetu), lecz każde inne wytłumaczenie wydaje się trudne lub niepotrzebnie skomplikowane. W moim przekonaniu obserwacja w anihilacjach e^+e^- jetów jest jednym z najsilniejszych argumentów za istnieniem złożonej struktury hadronów.

10. Wnioski i pytania

Wykonane w czasie ostatnich dwu lat doświadczenia na wiązkach przeciwbieżnych e^+e^- wyjaśniły znaczenie cząstek ψ . Istnienie charmonium, dwa plateau w R , szerokie rezonanse powyżej progu na powab, same cząstki powabne i dowody na ich słabe rozpady, oraz istnienie jetów — wszystkie te fakty mocno podtrzymują model struktury hadronów, a w szczególności wersję tego modelu z czterema kwarkami. Dla mnie najbardziej zdumiewającą cechą tego modelu jest poprawne tłumaczenie dużej części danych dotyczących cząstek silnie oddziałujących przy pomocy najprostszych obliczeń. Widmo charmonium, dla przykładu, policzone jest z nierelatywistycznego równania Schrödingera z prostym potencjałem. Wytłumaczenie dwu plateau i struktury jetów wymaga założenia o zaniedbaniu oddziaływań hadronów w stanie końcowym. Dlaczego wszystko jest tak proste, podczas gdy kwarki pojawiają się wyłącznie jako uwięzione w hadronach i nigdy nie są obserwowane jako swobodne, jest jednym z podstawowych pytań fizyki oddziaływań silnych.

Wiemy już jednak, że model czterokwarkowy nie może być ostatecznym. Doświadczenia na wiązkach przeciwbieżnych nie są z nim w pełnej zgodzie. Plateau R obserwowane przy dużej energii ma wartość około 5,1, podczas gdy model powabny przewiduje $R = 3,3$. Mimo, że taka wartość R pojawia się w obliczeniach teoretycznych przy bardzo dużych energiach, różnica pomiędzy 3,3 a 5,1 jest zbyt duża, by można ją łatwo wytłumaczyć. W naszych danych istnieją klasy przypadków (przypadki $\mu - e$), których istnienia nie można łatwo wytłumaczyć poprzez model czterech kwarków i czterech leptonów (e^- , ν_e , μ^- , ν_μ) i które mogą wymagać rozszerzenia rodziny leptonów oraz/lub kwarków. Te nieścisłości prowadzą natychmiast do pytania, ile jest kwarków i ile leptonów.

Są dwie szkoły myślenia. Jedna z nich mówi, że układ kwarków jest kompletny lub prawie kompletny, liczba ich jest niewielka, a cztery spośród nich są już znane, zaś wszystkie silnie oddziałujące cząstki są zbudowane

wane właśnie z tych podstawowych, niepodzielnych składników. Druga szkoła głosi, że same kwarki zbudowane są z elementów jeszcze mniejszych i że zawsze będziemy znajdować coraz mniejsze elementy wewnątrz większych struktur.

Te i inne pytania dotyczące struktury cząstek mogą znaleźć rozwiązanie, gdy rozpocznie pracę nowe pokolenie wiązek przeciwbieżnych e^+e^- . Budowane obecnie w DESY i SLAC-u maszyny mają osiągnąć energię w środku masy 35 do 40 GeV. Doświadczenia przy tych urządzeniach rozpoczną się za 4 do 5 lat i powinny one wyjaśnić problem nowych plateau w R , nowego „onium” czy nowych leptonów.

Odpowiedzi na pytania, które według mnie są bardziej interesujące niż liczba kwarków, prawdopodobnie nie zostaną znalezione przy żadnym z budowanych obecnie akceleratorów. Są to pytania związane z możliwością jednolitego opisu sił natury — grawitacji, oddziaływań słabych, elektromagnetycznych i silnych. Weinberg[34] i Salam [35] opracowali pierwszy model zunifikowanych teorii oddziaływań słabych i elektromagnetycznych. Czyniono próby znalezienia zunifikowanego obrazu oddziaływań silnych, elektromagnetycznych i słabych — bardziej prymitywnego niż model Weinberga-Salama — ponieważ problem jest trudniejszy, lecz są to tylko początki. Dane doświadczalne potrzebne do uzasadnienia zunifikowanych teorii będą prawie na pewno pochodziły z doświadczeń wykonanych przy jeszcze wyższych energiach — wiele setek GeV w środku masy. Osobiście wierzę, że będą to dane uzyskane w badaniu zderzeń e^+e^- . Jeżeli jakikolwiek zunifikowany obraz oddziaływań jest prawdziwy przy bardzo wysokich energiach, to nasza jedyna poprawna teoria pola — elektrodynamika kwantowa musi się załamać i zrobię pełny krąg z powrotem do pierwszego doświadczenia, które chciałem robić jako młody badacz.

Chciałbym tutaj podziękować tym, którym wiele zawdzięczam w mojej drodze w dziedzinę fizyki cząstek elementarnych, a których poprzednio nie wspominałem. Są to S. L. Osborne, promotor mojej pracy doktorskiej; E. Courant i A. Sessler, którzy pomogli mi zrozumieć tajemnice zachowania się wiązek w pierścieniach akumulujących; S. Drell i J. D. Bjorken, którzy byli moimi przewodnikami w fizyce teoretycznej; M. Sands, który wspomagał mnie w trakcie projektowania pierścieni akumulujących i podtrzymywał mnie na duchu w trudnym okresie oczekiwania na fundusze potrzebne do ich zbudowania; W. K. H. Panofsky, były dyrektor HEPL i obecny dyrektor SLAC, bez którego poparcia i chęci zobaczenia „dobrych wyników fizycznych” nie byłoby SPEAR-u; a na końcu Laurose Richter — żonie, przyjaciółce i doradczyni.

Tłumaczyła *Maria Szeptycka*

Literatura

- [1] J. J. Aubert i in., *Phys. Rev. Lett.* **33**, 1404 (1974).
- [2] J. E. Augustin i in., *Phys. Rev. Lett.* **33**, 1406 (1974).
- [3] G. S. Abrams i in., *Phys. Rev. Lett.* **33**, 1453 (1974).

- [4] Wczesny rozwój techniki wiązek przeciwbieżnych był przedsięwzięciem międzynarodowym. Razem z nami, w tym wczesnym okresie odkrywały i pokonywały problemy związane z niestabilnościami wiązek oraz inne trudności techniczne grupy F. Ammana z Frascati i G. I. Budkera z Nowosybirsk.
- [5] Swój sukces projekt SPEAR zawdzięcza w dużej części J. Ressori, który był wtedy moim zastępcą oraz takim osobom jak: M. Allen, A. M. Boyarski, W. Davies-White, N. Dean, G. E. Fischer, J. Harris, J. Jurow, L. Karvonen, M. J. Lee, R. McConnell, R. Melen, P. Morton, A. Sabersky, M. Sands, R. Scholl oraz J. Voss.
- [6] Za budowę detektora oraz przeprowadzenie eksperymentów, które będą tu omawiać, odpowiedzialni byli następujący fizycy: S. M. Alam, J.-E. Augustin, A. M. Boyarski, M. Breidenbach, F. Bulos, J. M. Dorfan, G. J. Feldman, G. E. Fischer, D. Fryberger, G. Hansen, J. A. Jaros, B. Jean-Marie, R. R. Larsen, D. Lüke, V. Lüth, H. L. Lynch, C. C. Morehouse, J. M. Paterson, M. L. Perl, I. Peruzzi, M. Piccolo, T. P. Pun, P. Rapidis, B. Richter, R. H. Schindler, R. F. Schwitters, J. Siegrist, W. Tanenbaum i F. Vanucci ze SLAC oraz G. S. Abrams, D. Briggs, W. C. Carithers, W. Chinowsky, R. G. DeVoe, C. E. Friedberg, G. Goldhaber, R. J. Hollebeek, A. D. Johnson, J. A. Kadyk, E. Litke, B. Lulu, R. J. Madaras, H. K. Nguyen, F. Pierre, B. Sadoulet, G. H. Trilling, J. S. Whitaker, J. Wiss oraz J. E. Zipse z LBL.
- [7] B. Richter, Materiały XVII Międzynarodowej Konferencji Fizyki Wysokich Energii, Londyn 1974.
- [8] J. Ellis, tamże.
- [9] A. M. Boyarski i in., *Phys. Rev. Lett.* **34**, 1357 (1975); V. Lüth i in., *Phys. Rev. Lett.* **35**, 1124 (1975).
- [10] B. Jean-Marie i in., *Phys. Rev. Lett.* **36**, (1976).
- [11] A. M. Boyarski i in., *Phys. Rev. Lett.* **34** (1975).
- [12] Artykuł przeglądowy R. Schwittersa, Materiały Międzynarodowego Sympozjum Oddziaływań Fotonu i Leptonów, Uniwersytet Stanford 1975.
- [13] W. Braunschweig i in., *Phys. Lett.* **57B**, 407 (1975).
- [14] B. H. Wiik, Materiały Międzynarodowego Sympozjum Oddziaływań Fotonów i Leptonów, Uniwersytet Stanford 1975.
- [15] J. Heintze, tamże.
- [16] W. Tanenbaum i in., *Phys. Rev. Lett.* **35**, 1323 (1975).
- [17] S. Whittaker i in., przesłanie do publikacji w *Phys. Rev. Lett.*
- [18] G. H. Trilling, Raport LBL 5535 oraz Materiały Letniego Sympozjum SLAC z Fizyki Cząstek Elementarnych, Stanford 1976.
- [19] D. H. Badtke i in., praca zgłoszona na XVIII Międzynarodową Konferencję Fizyki Wysokich Energii, Tbilisi, 1976 ZSRR.
- [20] J. Siegrist i in., *Phys. Rev. Lett.* **36**, 700 (1976).
- [21] D. Amati i in., *Phys. Lett.* **11**, 190 (1964); J. D. Bjorken i S. L. Glashow, *Phys. Lett.* **11**, 255 (1964); Z. Maki i Y. Chnuki, *Progr. Theor. Phys.* **32**, 144 (1964); Y. Hara, *Phys. Rev.* **134**, 701 (1964).
- [22] S. L. Glashow, J. Iliopoulos i L. Maiani, *Phys. Rev.* **D2**, 1285 (1970).
- [23] Doskonały przegląd statusu modelu powabu na koniec roku 1974 podają M. K. Gaillard, B. Lee i J. L. Rosner, *Rev. Mod. Phys.* **47**, 277 (1975).
- [24] T. Appelquist i in., *Phys. Rev. Lett.* **34**, 365 (1975).
- [25] E. Eichten i in., *Phys. Rev. Lett.* **34**, 369 (1975).
- [26] Jeden z możliwych przykładów produkcji barionu powabnego podaje E. G. Cazzoli i in., *Phys. Rev. Lett.* **34** 1125 (1975).
- [27] G. Goldhaber i in., *Phys. Rev. Lett.* **37**, 225 (1976).
- [28] I. Peruzzi i in., *Phys. Rev. Lett.* **37**, 569 (1976).
- [29] Prace dotyczące rozpadów D^* oraz ψ'' przygotowywane są przez grupę SLAC/LBL.
- [30] Dokładnie mówiąc, argument ten nie jest wystarczający. Jeżeli D^+ nie należy do tego sa-

mego dubletu izospinowego co D^0 , to porównanie ich rozpadów nie mówi nic o niezachowaniu parzystości. Jednak bliskie wartości ich mas sugerują, że mogą one tworzyć taki dublet.

- [31] B. Knapp i in., *Phys. Rev. Lett.* **37**, 822 (1976).
- [32] G. Hanson i in., *Phys. Rev. Lett.* **35**, 1609 (1975).
- [33] R. F. Schwitters i in., *Phys. Rev. Lett.* **35**, 1320 (1975).
- [34] S. Weinberg, *Phys. Rev. Lett.* **19**, 1264 (1967).
- [35] A. Salam, Materiały Ósmego Sympozjum Noblowskiego, Almquist Wiksells, Sztokholm 1968.

Zygmunt Kleszczewski

Instytut Fizyki
Politechnika Śląska
Gliwice

Wykorzystanie dyfrakcji światła laserowego na falach ultra- i hiperdźwiękowych do badania akustycznych i akustooptycznych własności kryształów

Application of Laser Light Diffraction on Ultra- and Hypersonic Waves to Studies of Acoustic and Acoustooptic Properties of Crystals

Abstract: The laser light diffraction on acoustical waves in the range of light frequency (i. e. the Bragg diffraction) is discussed. The possibility of applications of this method to measurements of propagation velocity and attenuation of acoustic waves, and photoelastic constants of crystals is presented. The application of light diffraction to studies of nonlinear effects caused by acoustic waves propagation in crystals is also discussed.

1. Wstęp

Oddziaływanie światła z falami akustycznymi było przewidziane teoretycznie przez Brillouina [1]. Doświadczalnie zostało zaobserwowane przez Debye'a i Searsa [2] i niezależnie od nich przez Lucasa i Biquarda [3] dla częstości niższych, oraz przez Bhagavantama i Rao [4] dla częstości wyższych. Zjawisko to znalazło w następnych latach dość szerokie zastosowanie do pomiarów prędkości i współczynnika tłumienia fal akustycznych w cieczach i ciałach stałych [5].

Zupełnie nowe możliwości wykorzystania zjawisk akustooptycznych pojawiły się z chwilą zastosowania do tych celów światła laserowego. Ostatnie dziesięciolecie przyniosło bardzo gwałtowny rozwój akustooptyki, zarówno jeśli chodzi o badania podstawowe, jak również praktyczne wykorzystanie tych zjawisk [6—16]. Celem niniejszego artykułu jest omówienie możliwości zastosowania dyfrakcji światła na falach ultra- i hiperdźwiękowych do badań własności akustycznych i akustooptycznych kryształów.

2. Oddziaływanie światła z falami akustycznymi

Oddziaływanie światła z falą akustyczną rozpatruje się zazwyczaj w dwóch przypadkach:

1. dyfrakcję typu Ramana-Natha, zachodzącą dla częstości niskich, przy których spełniona jest zależność $\Lambda^2/\lambda > 1$ (gdzie Λ , λ oznaczają odpowiednio długości fali akustycznej i świetlnej, l — długość drogi oddziaływania wiązki akustycznej i świetlnej);

2. dyfrakcję typu Bragga, zachodzącą dla częstości wyższych, przy których spełniona jest zależność $\Lambda^2/\lambda < l$.

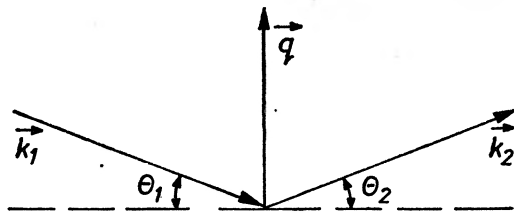
W tym artykule szczegółowiej zajmiemy się tym przypadkiem, jako że bywa on częściej wykorzystywany.

W oparciu o zasadę zachowania energii i pędu przy zderzeniu foton-fonon można napisać

$$\mathbf{k}_2 = \mathbf{k}_1 \pm \mathbf{q}, \quad (1a)$$

$$\omega_2 = \omega_1 \pm \Omega, \quad (1b)$$

gdzie: \mathbf{k}_1 , ω_1 , \mathbf{k}_2 , ω_2 , \mathbf{q} , Ω — wektory falowe i częstości, odpowiednio dla fali świetlnej padającej i rozproszonej oraz fali akustycznej. Ponieważ $\omega_2 \cong \omega_1 \gg \Omega$ to można przyjąć, że długości wektorów falowych k_1 i k_2 zmieniają się tylko na skutek różnych wartości współczynnika załamania światła w kierunku fali padającej i rozproszonej, tzn. $k_1 = k_0 n_1$, $k_2 = k_0 n_2$, gdzie k_0 — wektor falowy fali świetlnej w próżni; n_1 , n_2 — współczynniki załamania światła w kierunku



Rys. 1. Układ wektorów falowych przy rozpraszaniu foton-fonon

fali padającej i rozproszonej. Po przyjęciu tego założenia, w oparciu o wzory (1a), (1b) i rys. 1 można otrzymać wyrażenie na kąt padania Θ_1 i kąt ugięcia światła Θ_2

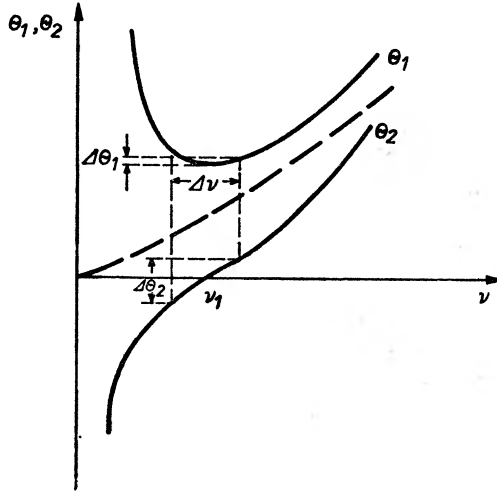
$$\sin \Theta_1 = \frac{\lambda_0 v}{2n_1 v} \left[1 + \left(\frac{v}{\lambda_0 v} \right)^2 (n_1^2 - n_2^2) \right], \quad (2a)$$

$$\sin \Theta_2 = \frac{\lambda_0 v}{2n_2 v} \left[1 - \left(\frac{v}{\lambda_0 v} \right)^2 (n_1^2 - n_2^2) \right], \quad (2b)$$

gdzie λ_0 — długość fali świetlnej w próżni, v — prędkość propagacji fali akustycznej, $v = \Omega/2\pi$. Kąty te zależą w różny sposób od częstości fali akustycznej. Jeśli np. $n_1 > n_2$, to dla częstości fali akustycznej

$$v = v_1 = \frac{v}{\lambda_0} \sqrt{n_1^2 - n_2^2} \quad (3)$$

kąt padania Θ_1 jest najmniejszy, a kąt dyfrakcji Θ_2 równy zero. Zależności Θ_1 i Θ_2 od częstości przedstawiono schematycznie na rys. 2. Z wykresów widać, że w paśmie $\Delta\nu$, w pobliżu częstości ν_1 kąt Θ_2 zmienia się w szerokich granicach,



Rys. 2. Zależność kąta padania Θ_1 i kąta dyfrakcji Θ_2 od częstości fal akustycznych. Krzywe ciągle — dla ośrodka anizotropowego, przerywana — dla ośrodka izotropowego

a kąt padania Θ_1 jest prawie stały. Daje to możliwość odchylenia wiązki światła wraz ze zmianą częstości fali akustycznej bez zmiany kąta padania. Ma to bardzo istotne znaczenie w deflektorach światła laserowego [17]. Z równań (2a) i (2b) można określić również maksymalną i minimalną częstość dyfrakcji anizotropowej odpowiadającej $\Theta_1 = 90^\circ$. Przykładowo w tabelicy 1 podano wartości ν_{\max} , ν_{\min} i ν_1 dla kilku kryształów. Obliczenia przeprowadzono dla długości fali światła lasera He-Ne $\lambda_0 = 6328 \text{ \AA}$.

Tabelica 1

Wartości ν_1 , ν_{\min} i ν_{\max} dla niektórych kryształów

Kryształ	q	Polaryzacja fali	ν_{\min} MHz	ν_1 MHz	ν_{\max} MHz
SiO ₂	[100]	podłużna	82	1517	28114
		poprzeczna szybka	72	1346	24936
		poprzeczna wolna	48	887	16427
Al ₂ O ₃	[001]	podłużna	0	16672	30812
		poprzeczna szybka	139	2916	61388
		poprzeczna wolna	86	1792	37720
LiNbO ₃	[100]	poprzeczna wolna	72	1512	31835
		podłużna	0	3000	63293
		poprzeczna szybka	890	6428	46430
LiNbO ₃	[100]	poprzeczna wolna	647	4670	33744
		poprzeczna szybka	548	3955	28567

Jeśli ośrodek jest optycznie izotropowy, tzn. $n_1 = n_2 = n$, to wtedy

$$\sin \Theta_1 = \sin \Theta_2 = \frac{\lambda_0 \nu}{2nv}. \quad (4)$$

Ze wzorów (2a), (2b) i (4) wynika, że pomiar kąta dyfrakcji pozwala wyznaczyć prędkość propagacji fali akustycznej w kryształach.

Przy oddziaływaniu z falą akustyczną bardzo istotna jest znajomość natężenia ugiętego światła, które można wyliczyć z następujących rozważań. Niech w ośrodku rozchodzi się fala akustyczna

$$u = A\gamma e^{i(\omega t - \kappa r)}, \quad (5)$$

gdzie: u — wektor przemieszczenia, A — amplituda fali, γ — wektor jednostkowy charakteryzujący polaryzację fali, $q = q\kappa$, κ — wektor jednostkowy w kierunku propagacji fali.

Przejście tej fali powoduje zmianę przenikalności dielektrycznej ośrodka ϵ

$$\Delta \left(\frac{1}{\epsilon_{ij}} \right) = p_{ijkl} S_{kl}, \quad (6)$$

gdzie: p_{ijkl} — stałe fotosprężyste, $S_{kl} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_k}{\partial x_l} + \frac{\partial u_l}{\partial x_k} \right)$ — tensor deformacji.

Jeśli na ten ośrodek pod kątem Θ pada fala świetlna

$$E_1 = E_{01} \beta e^{i(\omega t - k_1 r)}, \quad (7)$$

(β — wektor jednostkowy charakteryzujący polaryzację fali), to korzystając z równań Maxwella można obliczyć natężenie światła ugiętego

$$I = I_0 \frac{\pi^2 n^6 p^2 P_a l}{2 \lambda_0^2 c v^3 h \cos^2 \Theta}, \quad (8)$$

gdzie:

$$p = p_{ijkl} \gamma_i \alpha_j \alpha_k \beta_l,$$

α_k — składowa wektora jednostkowego, charakteryzującego polaryzację światła ugiętego, I_0 — natężenie światła padającego, I — natężenie światła ugiętego, P_a — moc wiązki akustycznej, ρ — gęstość ośrodka, l , h — długość i szerokość wiązki akustycznej. Z wyrażenia (8) wynika, że jeśli dokonać pomiaru stosunku I/I_0 , to można wyznaczyć stałe fotosprężyste rozpatrywanego ośrodka.

Zależności (2a), (2b) i (8) opisujące geometrię dyfrakcji i natężenia ugiętego światła są podstawowymi przy omawianiu oddziaływania fal akustycznych z wiązką laserową i będą podstawą do dalszych rozważań.

3. Wyznaczanie stałych sprężystych i fotosprężystych kryształów

Jak wykazano wyżej, pomiar kąta ugięcia pozwala wyznaczyć prędkość propagacji fali akustycznej w kryształach, a więc również jego stałe sprężyste. Jeśli skorzystać z równania ruchu [18]

$$\rho \ddot{u}_i = c_{ijkl} \frac{\partial^2 u_l}{\partial x_j \partial x_k} \quad (9)$$

i z równania (5), to otrzymujemy związek między własnościami sprężystymi kryształu, a jego odkształceniem w danym kierunku

$$\left(c_{ijkl} \kappa_j \kappa_k - \frac{\rho \Omega^2}{q^2} \delta_{il} \right) u_l = 0, \quad (10)$$

c_{ijkl} — stałe sprężyste, δ_{il} — delta Kroneckera.

Równanie (10) ma nietrywialne rozwiązanie tylko wtedy, gdy znika wyznacznik

$$\left| c_{ijkl} \kappa_j \kappa_k - \frac{\rho \Omega^2}{q^2} \delta_{il} \right| = 0. \quad (11)$$

Właśnie powyższa zależność pozwala znaleźć związek między stałymi sprężystymi a prędkością propagacji fal akustycznych w danym kierunku. Oczywiście, wyznaczenie wszystkich stałych sprężystych dla danego kryształu

Tablica 2

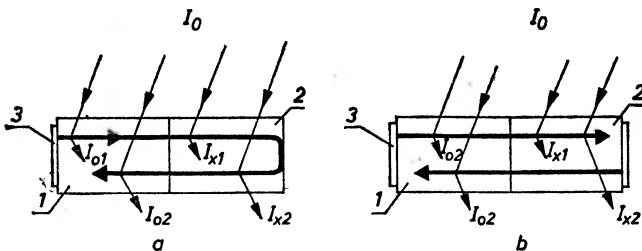
Zależność prędkości propagacji fali akustycznej od stałych sprężystych w kryształach układu tetragonalnego (klasy 4 mm, 42 m, 422, 4/mmm)

Kierunek propagacji fali	Polaryzacja fali	Prędkość
[110]	[110]	$v = \sqrt{\frac{c_{11} + 2c_{66} + c_{12}}{2\rho}}$
[110]	[1 $\bar{1}$ 0]	$v = \sqrt{\frac{c_{11} + c_{12}}{2\rho}}$
[110]	[001]	$v = \sqrt{\frac{c_{44}}{\rho}}$
[011]	[011]	$v = \sqrt{\frac{c_{11} + c_{33} + 2c_{44} + \sqrt{4(c_{13} + c_{44})^2 + (c_{11} - c_{33})^2}}{4\rho}}$
[011]	[0 $\bar{1}$ 1]	$v = \sqrt{\frac{c_{11} + c_{33} + 2c_{44} - \sqrt{4(c_{13} + c_{44})^2 + (c_{11} - c_{33})^2}}{4\rho}}$
[011]	[100]	$v = \sqrt{\frac{c_{44} + c_{66}}{2\rho}}$

wymaga pomiaru prędkości propagacji fal podłużnych i poprzecznych w kilku kierunkach. W tabeli 2 podano dla przykładu wymagane pomiary prędkości fal, tak aby można było wyznaczyć wszystkie stałe sprężyste dla kryształów o strukturze tetragonalnej.

Omawiana metoda jest dokładna (błąd pomiaru prędkości nie większy niż 0,1%), nie niszcząca i może być stosowana przy bardzo małych natężeniach fal akustycznych, ze względu na bardzo duże czułości stosowanych w tych przypadkach układów rejestrujących światło ugięte. Ponadto, w kryształach piezoelektrycznych, jeśli wzbudzić falę akustyczną wnąką rezonansową, to można jednocześnie dokonać pomiaru prędkości propagacji fali podłużnej i poprzecznej. Wadą metody jest natomiast ograniczenie do kryształów przezroczystych.

Stałe fotosprężyste badanego kryształu wyznacza się poprzez pomiar natężenia ugiętego światła (8). Aby uniknąć kłopotliwego często pomiaru natężenia fali akustycznej, pomiary stałych fotosprężystych wykonuje się zazwyczaj względem substancji wzorcowej [19]. Idea metody pomiarowej jest przedstawiona na rys. 3a, b.



Rys. 3. Metoda pomiaru stałych fotosprężystych: a) z jednym przetwornikiem, b) z dwoma przetwornikami, 1 — wzorec, 2 — badany kryształ, 3 — przetwornik

Substancję wzorcową (najczęściej topiony kwarc) skleja się z substancją badaną. Falę akustyczną wzbudza się od strony wzorca (rys. 3a) lub od strony wzorca i przetwornika (rys. 3b). W pierwszym przypadku dokonuje się pomiaru natężenia ugiętego światła na fali padającej i odbitej I_{o1} , I_{o2} we wzorcu oraz I_{x1} i I_{x2} w badanej substancji. W drugim natomiast przypadku, mierzymy natężenie ugiętego światła na fali akustycznej wzbudzonej kolejno przez obydwa przetworniki. Stałe fotosprężyste wyznacza się wtedy z zależności

$$p_x = p_o \left(\frac{n_o}{n_x} \right)^3 \left(\frac{\rho_x V_x^3}{\rho_o V_o^3} \right)^{1/2} \left(\frac{I_{1x} I_{2x}}{I_{1o} I_{2o}} \right)^{1/4} \frac{1 - \left(\frac{n_o - 1}{n_o + 1} \right)^2}{1 - \left(\frac{n_x - 1}{n_x + 1} \right)^2}. \quad (12)$$

Symbol x dotyczy badanej substancji, symbol o — wzorca.

Podobnie jak w przypadku stałych sprężystych, aby wyznaczyć wszystkie stałe fotosprężyste dla danego kryształu należy dokonać pomiaru natężenia

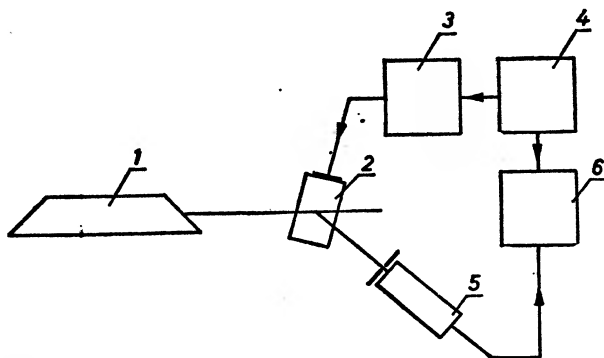
ugiętego światła w różnych kierunkach krystalograficznych i dla różnych kierunków polaryzacji. W tabelicy 3 podano wymagane geometrie dyfrakcji światła, które pozwalają wyznaczyć wszystkie stałe fotosprężyste dla kryształów układu tetragonalnego.

Tabela 3

Wymagane geometrie dyfrakcji Bragge do wyznaczenia stałych fotosprężystych w kryształach układu tetragonalnego (klasy 4 mm, $\bar{4}2m$, 422, 4/mmm)

κ	γ	α	β	Mierzona wartość p_{ij}
[100]	[100]	[010]	[010]	P_{13}
[010]	[010]	[001]	[001]	P_{13}
[010]	[010]	[010]	[010]	P_{11}
[010]	[001]	[010]	[001]	P_{44}
[001]	[001]	[010]	[010]	P_{31}
[001]	[001]	[001]	[001]	P_{33}
[110]	[110]	[110]	[110]	P_{66}

Stale fotosprężyste w sposób bardzo istotny decydują o przydatności kryształów w urządzeniach akustooptycznych. Trzeba podkreślić, że jest to najdokładniejsza metoda wyznaczania tych stałych. Stosowana nieraz metoda rozpraszania Brillouina [20—22], ze względu na bardzo małe natężenie rozproszonego światła wymaga użycia znacznie czulszej aparatury.



Rys. 4. Schemat układu pomiarowego do wyznaczania stałych sprężystych i fotosprężystych kryształów: 1 — laser He-Ne, 2 — badany kryształ, 3 — generator w. cz., 4 — generator modulujący, 5 — fotopowielacz, 6 — oscyloskop

Typowy układ pomiarowy służący do wyznaczania stałych sprężystych i fotosprężystych omawianą metodą przedstawiono na rys. 4. Źródłem światła jest najczęściej laser He-Ne, a źródłem fal akustycznych — przetworniki z jodanu i nobianu litu do 500 MHz, lub cienkowarstwowe z CdS dla częstotliwości wyższych. W tabelicy 4 podano wartości kątów ugięcia, prędkości pro-

Wartość kątów Bragga, prędkości propagacji podłużnych fal akustycznych i stałych fotosprężystych dla niektórych kryształów

Kryształ	Kierunek	Θ_B	v [$\frac{m}{s}$]	p_{ij} *
LiNbO ₃	[100]	16'50''	6530±15	$P_{11} = 0,04$
	[001]	14'00''	7330±12	$P_{12} = 0,08$ $P_{21} = 0,18$
Bi ₁₂ GeO ₂₀	[001]	26'00''	3210±10	$P_{11} = 0,12$
	[101]	25'50''	3300±10	
CaF ₂	[100]	22'00''	7070±20	$P_{11} = 0,06$ $P_{12} = 0,23$
TiO ₂	[100]	11'20''	7860±20	$P_{12} = 0,18$ $P_{13} = 0,17$

* Dokładność wyznaczenia p_{ij} — około 10%

pagacji fali akustycznej i stałych fotosprężystych dla niektórych kryształów [23].

Trzeba podkreślić, że znajomość stałych sprężystych i fotosprężystych kryształów jest bardzo ważna również z punktu widzenia badań podstawowych. Wymieńmy tu przykładowo badanie przejść fazowych w kryształach. Otóż zarówno stałe sprężyste jak i fotosprężyste wykazują charakterystyczne anomalie w pobliżu temperatury przejścia fazowego. Analizując te anomalie można określić rodzaj przejścia fazowego, uzyskać informacje o grubości ścian domenowych, a także o czasie relaksacji polaryzacji spontanicznej. Badania akustyczne w tym przypadku znakomicie uzupełniają takie metody jak radio-spektroskopii czy dyfrakcji neutronów.

4. Pomiar współczynnika tłumienia fali akustycznej

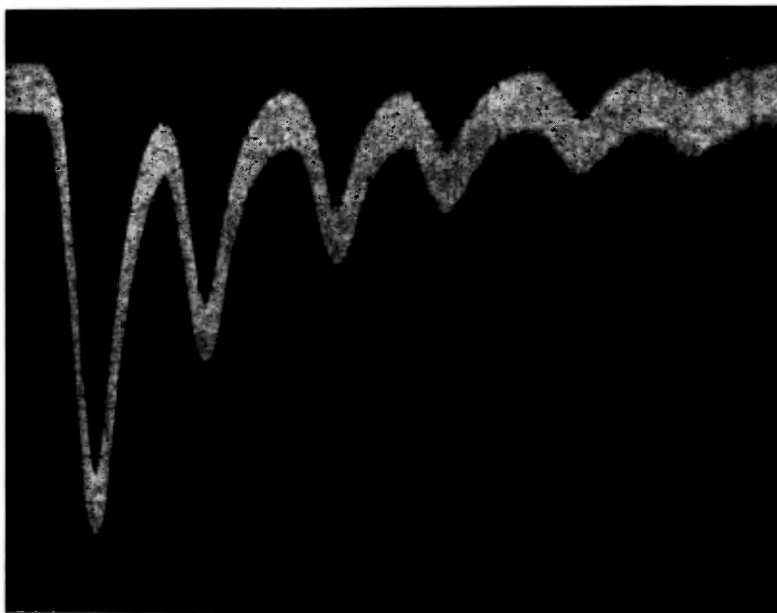
Bardzo ważną stałą materiałową charakteryzującą ośrodek pod względem akustycznym i akustooptycznym jest tłumienie fali akustycznej. Wartość współczynnika tłumienia, jego zależność od temperatury i częstości, daje nie tylko informacje o procesach zachodzących w kryształach, ale ma także ważne znaczenie praktyczne. Warunkuje bowiem zastosowanie kryształów w wielu urządzeniach akustooptycznych i akustoelektrycznych [24]. Dyfrakcja światła na fali akustycznej pozwala wyznaczyć współczynnik tłumienia ze stosunkowo dużą dokładnością. Wykorzystany jest tu fakt, że natężenie światła ugiętego jest proporcjonalne do natężenia fali akustycznej.

Najprostszy sposób wyznaczania współczynnika tłumienia α polega na pomiarze natężenia ugiętego światła na ciągłej fali akustycznej w różnych

odległościach od przetwornika. Jeśli przyjąć, że natężenie fali akustycznej zmienia się proporcjonalnie do e^{-2ax} , to wtedy

$$a = \frac{1}{2(x_2 - x_1)} \ln \frac{I(x_1)}{I(x_2)}, \quad (13)$$

gdzie: $I(x_1)$ i $I(x_2)$ jest natężeniem światła ugiętego w odległości x_1 i x_2 od przetwornika. Metoda może być stosowana w przypadkach, gdy tłumienie fali akustycznej nie jest zbyt małe, aby na odcinku $x_2 - x_1$ (zazwyczaj kilka mm) nastąpiło istotne zmniejszenie natężenia płaskiej fali akustycznej. Nie jest natomiast wymagana równoległość płaszczyzn czołowych kryształu, co często znacznie ułatwia przygotowanie próbek do pomiaru. Pomiar tłumienia metodą optyczną może być też dokonany dla fali impulsowej. W tym przypadku kryształ pozostaje nieruchomy, a dokonujemy pomiaru natężenia ugiętego światła na fali odbitej wielokrotnie od czołowych płaszczyzn kryształu, które w tym przypadku muszą być bardzo równoległe. Rys. 5 przedstawia przykładowo oscylogram natężenia ugiętego światła na impulsowej fali akustycznej w tlenku bizmutowo-germanowym [23]. Współczynnik tłumienia wyznacza się, podobnie jak poprzednio z zależności (13).



Rys. 5. Oscylogram natężenia ugiętego światła na impulsowej fali akustycznej w $\text{Bi}_{11}\text{GeO}_{20}$

Często w badaniach akustycznych i akustooptycznych dysponujemy kryształami o niewielkich wymiarach. W tym przypadku stosowanie obu wyżej wymienionych metod jest znacznie utrudnione. Może być natomiast z powodzeniem stosowana metoda wykorzystująca powstanie w kryształach fali stojącej [25]. Otóż jeśli wytworzyć w kryształach ciągłą falę akustyczną, która

będzie ulegała odbiciu od przeciwległej ściany kryształu, to światło będzie ulegało ugięciu na ciągu fal padających i odbitych. Natężenie tego światła wyrazi się wzorem

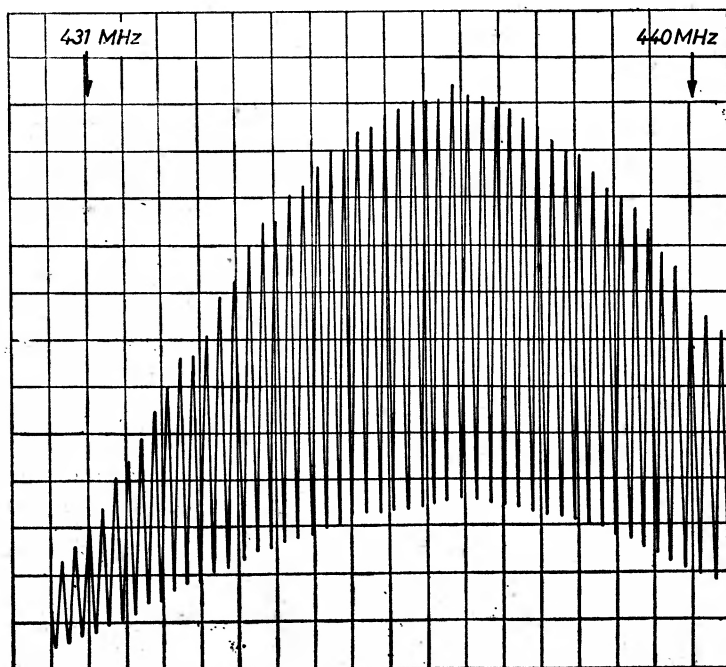
$$I = A \frac{e^{-2ax} + e^{-2a(2L-x)}}{1 + e^{-4aL} - 2e^{-2aL} \cos 2qL}, \quad (14)$$

gdzie: A — stała dla danego kryształu, L — długość kryształu, a — współczynnik tłumienia.

Przy niewielkiej zmianie częstości fali akustycznej natężenie światła ugiętego będzie przechodziło przez kolejno maksima i minima, przy czym

$$\frac{I(\min)}{I(\max)} = \tanh^2 aL \quad (15)$$

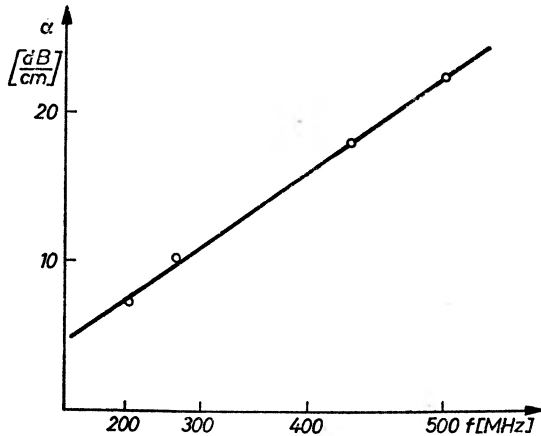
Pomiar $\frac{I(\min)}{I(\max)}$ pozwala wyznaczyć współczynnik tłumienia.



Rys. 6. Zależność natężenia ugiętego światła od częstości dla topionego kwarcu, długość kryształu $L = 14$ mm

Na rys. 6 przedstawiono natężenie ugiętego światła w funkcji częstości dla topionego kwarcu. Metoda, podobnie jak poprzednia, wymaga użycia kryształów o dobrze równoległych ścianach czołowych i nie może być stosowana w przypadku dużych wartości współczynnika tłumienia. Na rys. 7 przedstawiono przykładowo tłumienie fali akustycznej w szkle flintowym SF-14 (z prac własnych).

Znajomość współczynnika tłumienia pozwala uzyskiwać informację o oddziaływaniach fonon-fonon, fonon-elektron, a także o koncentracji domieszek i pasmowej strukturze półprzewodników. Wartość współczynnika załamania warunkuje także, o czym była mowa wcześniej, zastosowanie kryształów w wielu urządzeniach.



Rys. 7. Tłumienie fali akustycznej w szkle flintowym SF-14

5. Badanie sprężystej nieliniowości kryształów

Bardzo ważnym zastosowaniem dyfrakcji światła na falach akustycznych jest możliwość wykorzystania tego zjawiska do badania efektów nieliniowych przy propagacji fal sprężystych w kryształach.

Efekty związane ze sprężystą nieliniowością kryształów mogą być opisane przy pomocy modułów sprężystości wyższych rzędów. Przy uwzględnieniu efektów anharmonicznych trzeciego rzędu energia sprężysta w może być zapisana w postaci:

$$w = \frac{1}{2} c_{ijkl} S_{ij} S_{kl} + \frac{1}{6} c_{ijklmn} S_{ij} S_{kl} S_{mn}, \quad (16)$$

gdzie: c_{ijkl} , c_{ijklmn} — tensory stałych sprężystych drugiego i trzeciego rzędu.

W tensorze deformacji uwzględniamy natomiast człony kwadratowe względem przemieszczenia

$$S_{ik} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_k} + \frac{\partial u_k}{\partial x_i} + \frac{\partial u_l}{\partial x_k} \frac{\partial u_l}{\partial x_i} \right). \quad (17)$$

Po skorzystaniu z równań (16) i (17), równanie ruchu ma postać

$$\rho \ddot{u}_i = c_{iklm} \frac{\partial^2 u_l}{\partial x_k \partial x_m} + c_{iklm} \frac{\partial^2 u_p}{\partial x_k \partial x_l} \frac{\partial u_p}{\partial x_i} + c_{kmpa} \frac{\partial^2 u_i}{\partial x_k \partial x_m} \frac{\partial u_p}{\partial x_a} + c_{kmpa} \frac{\partial^2 u_p}{\partial x_k \partial x_a} \frac{\partial u_i}{\partial x_m} + c_{ikmnpa} \frac{\partial^2 u_m}{\partial x_k \partial x_n} \frac{\partial u_p}{\partial x_a}. \quad (18)$$

Równanie powyższe opisuje nieliniowe efekty sprężyste przy propagacji fal akustycznych w kryształach. Np. w konkretnym przypadku propagacji fali podłużnej w kierunku [100] otrzymujemy

$$\rho \ddot{u}_x = c_{11} \frac{\partial^2 u_x}{\partial x^2} + \Gamma c_{11} \frac{\partial^2 u_x}{\partial x^2} \frac{\partial u_x}{\partial x} \quad (19a)$$

lub przechodząc do deformacji $S = \frac{\partial u_x}{\partial x}$:

$$\rho \dot{S} = c_{11} \frac{\partial^2 S}{\partial x^2} + \frac{1}{2} c_{11} \Gamma \frac{\partial^2}{\partial x^2} (S^2), \quad (19b)$$

gdzie:

$$\Gamma = 3 + \frac{c_{111}}{c_{11}}.$$

Występowanie w równaniu (19b) S^2 pokazuje, że podczas propagacji w kryształach fali akustycznej o częstotliwości ω występuje również druga harmoniczna o częstotliwości 2ω . Stała Γ nosi nazwę stałej sprzężenia fonon-fonon.

Z równania (19a) lub (19b) można znaleźć natężenie drugiej harmonicznej w zależności od odległości od przetwornika

$$P_2(x) = \frac{\Gamma^2 q_1^2}{8 \rho v^3} P_1^2(o) L^2, \quad (20)$$

gdzie: q_1 — wektor falowy fali akustycznej o częstotliwości ω , $P_1(o)$ — natężenie fali akustycznej o częstotliwości ω przy przetworniku,

$$L = \frac{e^{-2\alpha_1 x} - e^{-\alpha_2 x}}{\alpha_2 - 2\alpha_1},$$

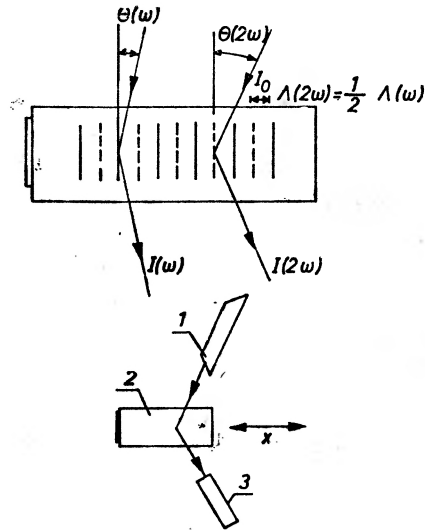
α_1 , α_2 — współczynniki tłumienia fali akustycznej o częstotliwości ω i 2ω .

Z równania (20) wynika, że natężenie drugiej harmonicznej początkowo wzrasta, osiąga maksimum i następnie maleje. Jeśli przyjąć, że $\alpha_2 = 4\alpha_1$, co najczęściej ma miejsce, to maksimum natężenia drugiej harmonicznej występuje dla $x = L_0 = \frac{\ln 2}{2\alpha_1}$.

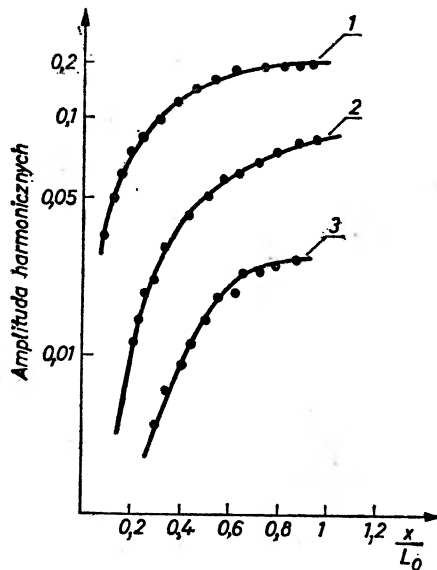
Pomiar natężenia drugiej harmonicznej pozwala określić stałą sprzężenia fonon-fonon, a więc stałe sprężyste trzeciego rzędu.

Z powyższego wynika, że dyfrakcja światła na falach akustycznych może być z powodzeniem wykorzystana do badania efektów nieliniowych. Rys. 8 przedstawia schematycznie geometrię eksperymentu. Nieruchoma wiązka światła laserowego pada na badany kryształ, który może przesuwać się w kierunku propagacji fali akustycznej. Pomiar natężenia ugiętego światła na fali o częstotliwości ω , 2ω , 3ω , itd. jest dokonywany niezależnie, jeśli tylko ustawić kryształ pod kątem spełniającym warunek (4) dla danej częstotliwości. Znajomość natężenia ugiętego światła pozwala znaleźć $\frac{P_2(x)}{P_1^2(o)}$, a więc również stałą Γ .

Rys. 9 przedstawia amplitudę harmonicznych w stosunku do amplitudy fali podstawowej w kwarcu krystalicznym dla podłużnej fali akustycznej o częstotliwości 562 MHz [26]. Omawianą metodą wyznaczono stałe sprężyste trzeciego rzędu m. in. w SiO_2 , MgO [26] i LiNbO_3 [27].



Rys. 8. Geometria eksperymentu przy badaniu sprężystych efektów nieliniowych w kryształach metodą dyfrakcji światła: 1 — laser He-Ne, 2 — badany kryształ, 3 — fotopowielacz



Rys. 9. Stosunek amplitudy fal harmonicznych do amplitudy fali podstawowej: 1 — druga harmoniczna, 2 — trzecia harmoniczna, 3 — czwarta harmoniczna

Znajomość stałych sprzężenia fonon-fonon jest bardzo istotna z punktu widzenia akustycznych własności kryształów. Wiadomo bowiem, że tłumienie fali akustycznej poza obszarem niskich temperatur jest uwarunkowane głównie rozpraszaniem fononów koherentnych na fononach cieplnych. Stała I' pozwala więc wnioskować o mechanizmie tłumienia fali akustycznej w kryształach.

6. Podsumowanie

W artykule omówiono krótko możliwość wykorzystania dyfrakcji światła na falach akustycznych do badania własności akustycznych i akustooptycznych kryształów. Znajomość stałych sprężystych i fotosprężystych kryształów jest ważna zarówno w badaniach podstawowych, jak również w zastosowaniach praktycznych omawianych tu zjawisk. I tak np. dyfrakcja światła na falach akustycznych może być wykorzystana do badania przejść fazowych i wpływu domieszek na własności akustyczne kryształów. Z drugiej strony wartości prędkości propagacji fali i stałych fotosprężystych warunkują zastosowanie kryształów w urządzeniach akustooptycznych. Nadmienmy, że kryształy mogące mieć zastosowanie w akustooptyce winny charakteryzować się małymi wartościami prędkości i współczynnika tłumienia fali akustycznej, a dużymi wartościami stałych fotosprężystych.

Zastosowanie praktyczne zjawisk akustooptycznych jest zagadnieniem zupełnie odrębnym i bardzo szerokim.

Takie urządzenia jak modulatory i deflektory znajdują coraz szersze zastosowanie i stały się nieodłączną częścią wielu systemów laserowych.

Dyfrakcja światła na falach akustycznych jest również wykorzystywana do badania rozkładu pól akustycznych i wyznaczania współczynnika sprzężenia elektromechanicznego przetworników piezoelektrycznych [10, 28].

Wymienione tu zastosowania wskazują, że badania z dziedziny akustooptyki nabierają bardzo istotnego znaczenia.

Literatura

- [1] L. Brillouin, *La diffraction de la lumiere par des ultrasons*, Paris 1933.
- [2] P. Debye, F. W. Sears, *Proc. Nat. Acad. Sci. USA* **18**, 409 (1932).
- [3] R. Lucas, P. Biquard, *J. Phys. Rad.* **3**, 464 (1932).
- [4] S. Baghavantan, B. R. Rao, *Nature* **161**, 927 (1948).
- [5] L. Bergmann, *Der Ultraschall*, Stuttgart 1954.
- [6] W. Mason, *Physical Acoustic*, t. 7, Academic Press, New York 1968, s. 311.
- [7] C. F. Quate, C. D. Wilkinson, D. K. Winslow, *Proc. IEEE* **54**, 1429 (1966).
- [8] A. Korpel, *Acousto-Optics in Applied Solid State Science*, t. III, Academic Press 1970, s. 71.
- [9] E. Sitting, *Elasto-Optic Light Modulation and Deflection*, in *Progress in Optics*, t. X, North — Holland Publishing Company, Amsterdam 1972, s. 230.

- [10] M. G. Cohen, E. I. Gordon, *Bell System Tech. J.* **44**, 693 (1965).
- [11] D. Maydan, *IEEE J. Quantum Electronics* QE-6, 15 (1970).
- [12] M. G. Cohen, *J. Appl. Phys.* **38**, 3821 (1967).
- [13] W. Lemanov, O. Shakin, *Fiz. Tver. Tela* **14**, 1003 (1973).
- [14] E. Gordon, *Proc. IEEE* **54**, 1391 (1966).
- [15] N. Uchida, *Jap. J. Appl. Phys.* **8**, 329 (1969).
- [16] W. Martynow, *Fiz. Tver. Tela* **15**, 2922 (1973).
- [17] N. Uchida, N. Niizeki, *Proc. IEEE* **61**, 1073 (1973).
- [18] L. Landau, *Mechanika ośrodków ciągłych*, PWN, Warszawa 1958, s. 767.
- [19] R. W. Dixon, M. G. Cohen, *Appl. Phys. Lett.* **8**, 205 (1966).
- [20] I. L. Fabelinskii, *Molecular Scattering of Light*, Plenum Press, New York 1968, s. 132.
- [21] L. Benckert, G. Bäckström, *Phys. Rev.* **B8**, 3888 (1973).
- [22] A. Opilski, J. Berdowski, *Archiwum Akustyki* **10**, 297 (1975).
- [23] Z. Kleszczewski, M. Wojewoda, *Archiwum Akustyki* **11**, 207 (1976).
- [24] D. Pinnow, *IEEE J. Quantum Electronics* QE-6, 223 (1970).
- [25] D. McMachon, *IEEE Trans. Sonics Ultrasonic* SU-14, 103 (1967).
- [26] B. Richardson, R. B. Thompson, C. D. Wilkinson, *J. Acoust. Soc. Am.* **44**, 1608 (1968).
- [27] D. H. McMahan, *J. Acoust. Soc. Am.* **45**, 1007 (1968).
- [28] J. Finak, Z. Kleszczewski, M. Wojewoda, *Acustica* **36**, 340 (1976/77).

Aleksander Jabłoński

Instytut Chemii Fizycznej
Polskiej Akademii Nauk
Warszawa

Analiza ilościowa z zastosowaniem spektroskopii elektronów Augera

Quantitative Analysis by Auger Electron Spectroscopy

Abstract: The general formula describing the density of Auger current is introduced and all factors constituting this formula are discussed. The paper presents the experimental techniques of quantitative analysis, i. e. the internal and external calibration methods. Calculations of surface composition of binary metal alloys from experimentally determined intensities of Auger electron signal are shown.

1. Wstęp

Spektroskopia elektronów Augera okazała się cennym narzędziem do badania powierzchni ciał stałych. Metoda ta daje możliwość wykrywania pierwiastków w obszarze powierzchniowym o grubości ok. 1—10 warstw atomowych. Rozwój tej metody został zapoczątkowany artykułami Landera [1], Harrowera [2], Webera i Perii [3] oraz Harrisa [4]. Najbardziej burzliwy jej rozwój przypada na koniec lat sześćdziesiątych. Do chwili obecnej poświęcono zastosowaniu tej metody ogromną liczbę prac. Omówiono ją w wielu artykułach przeglądowych [5—8]; w artykule Changa [8] podana jest również bibliografia prac na temat spektroskopii elektronów Augera do 1972 roku. Ostatnio ukazały się także dwa artykuły przeglądowe w języku polskim omawiające istotę metody oraz jej zastosowania [9,10].

Również pod koniec lat sześćdziesiątych pojawiły się pierwsze prace sygnalizujące możliwość zastosowania spektroskopii elektronów Augera do analizy ilościowej [11—16]. Ostatnio ukazuje się coraz więcej prac dotyczących tego tematu [17—22]. Analiza ilościowa znalazła główne zastosowanie do oznaczania

składu powierzchniowej warstwy stopów binarnych. W badaniach tych stwierdzono, że skład powierzchni stopów różni się w ogólności od składu ich wnętrza (na przykład [23]). Rozwinięto szereg modeli teoretycznych, aby usprawiedliwić to zjawisko [23]. Wyraźny aspekt ilościowy mają także inne zastosowania spektroskopii elektronów Augera, np. określanie profilu składu chemicznego w pobliżu powierzchni ciała stałego, badanie kinetyki segregacji jednego ze składników do powierzchni oraz oszacowanie stopnia pokrycia powierzchni warstwą zaadsorbowaną.

Niniejszy artykuł dotyczy teoretycznych podstaw analizy ilościowej metodą spektroskopii elektronów Augera. Przedyskutowano w nim szczegółowo modele najczęściej stosowane w tej analizie oraz sposoby jej przeprowadzenia.

2. Natężenie prądu elektronów Augera

Rozważmy płaszczyznę w głębi ciała stałego, równoległą do powierzchni, znajdującą się od niej w odległości z_i (rys. 1). Niech powierzchnia ciała stałego będzie bombardowana monochromatyczną wiązką elektronową. Wprowadźmy następujące założenia:

- (i) Elektrony Augera są emitowane izotropowo z atomu macierzystego.
- (ii) Skład ciała stałego jest jednorodny w płaszczyźnie równoległej do powierzchni.
- (iii) Powierzchnia ciała stałego jest płaska.

Przy tych założeniach prąd elektronów Augera powstały w warstwie na głębokości z_i i dochodzący do analizatora energii elektronów dany jest wyrażeniem [17, 18]

$$\Delta I_i = \sigma_{nl}(E_p)(1 - \omega_{nl}) \operatorname{cosec}(\varphi_p) \Delta \Omega T I_i(\varphi_p) N_i r_i q_i \quad (1)$$

gdzie: $\sigma_{nl}(E_p)$ — przekrój czynny jonizacji wewnętrznego poziomu przy energii padającego elektronu równej E_p ; n, l — główna i poboczna liczba kwantowa zjonizowanego poziomu elektronowego; $1 - \omega_{nl}$ — prawdopodobieństwo, że proces Augera następuje po jonizacji poziomu n, l ; φ_p — kąt padania wiązki pierwotnej elektronów mierzony w stosunku do powierzchni; $\Delta \Omega$ — część pełnego kąta bryłowego, w którym elektrony Augera są analizowane (część powierzchni kulistej objęta przez analizator); T — przepuszczalność systemu siatek analizatora w stosunku do elektronów; $I_i(\varphi_p)$ — prąd elektronów pierwotnych na głębokości z_i ; N_i — ilość analizowanych atomów na jednostce powierzchni; r_i — czynnik uwzględniający jonizację elektronami rozproszonymi; q_i — czynnik ekranowania.

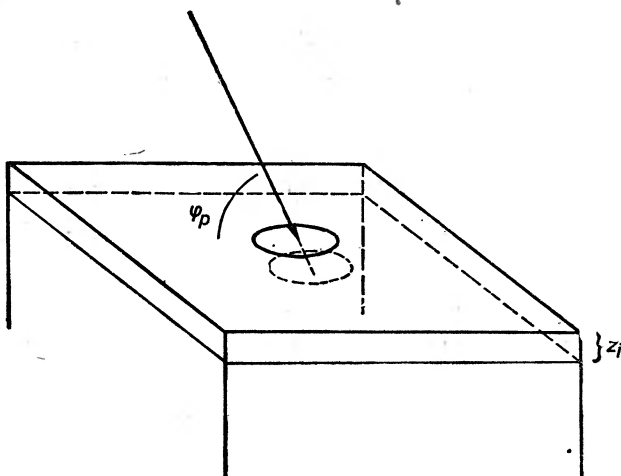
Średnia droga swobodna elektronów Augera jest rzędu kilku lub co najwyżej kilkunastu angstromów, a więc jest porównywalna z rozmiarami atomów. Aby uzyskać całkowity prąd elektronów Augera, zamiast całkować wyrażenie (1) stosuje się sumowanie względem kolejnych warstw o grubości atomowej, zakła-

dając jednorodność składu każdej warstwy. Wówczas całkowity prąd elektronów Augera będzie się równał sumie [17, 18].

$$I = \sum_{i=1}^{\infty} \Delta I_i = \sigma_{nl}(E_p)(1 - \omega_{nl}) \operatorname{cosec}(\varphi_p) \Delta \Omega T \sum_{i=1}^{\infty} I_i(\varphi_p) N_i r_i q_i. \quad (2)$$

Dokonałiśmy tutaj również założenia, że przekrój czynny jonizacji oraz prawdopodobieństwo przejścia Augera są niezależne od składu ciała stałego.

Omówimy obecnie krótko wszystkie elementy wzoru (2).



Rys. 1. Schemat obszaru powierzchniowego

2.1. Przekrój czynny jonizacji wewnętrznego poziomu elektronowego nl , σ_{nl}

Początkowym etapem przejścia Augera jest jonizacja wewnętrznej powłoki elektronowej, dlatego ta wielkość pojawia się we wzorze (2). Termin „przekrój czynny jonizacji” odnosi się w tym przypadku wyłącznie do jonizacji szczególnej powłoki elektronowej o określonych liczbach kwantowych n i l . Ostatnio ukazał się obszerny artykuł przeglądowy, w którym zostały przedyskutowane istniejące wyrażenia opisujące energetyczną zależność przekroju czynnego oraz dane doświadczalne [24]. Zebrany tam materiał daje podstawę do przewidywania wartości przekrojów czynnych w przedziale energii interesującym dla spektroskopii elektronów Augera.

Najwcześniej wyprowadzonym wyrażeniem opisującym zależność przekroju czynnego jonizacji od energii padającego elektronu jest wzór Bethe'go [25].

$$\sigma_{nl} E_{nl}^2 = \pi e^4 Z_{nl} b_{nl} \ln(c_{nl} U_{nl}) / U_{nl}, \quad (3)$$

gdzie E_{nl} jest energią jonizacji elektronów w powłoce $n l$, Z_{nl} jest liczbą elektronów w tej powłoce, b_{nl} oraz c_{nl} są stałymi parametrami, $U_{nl} = E_p / E_{nl}$. Z wzoru (3)

wynika, że punkty doświadczalne powinny się układać na prostej w układzie współrzędnych $\sigma_{nl} E_{nl}^2 U_{nl} / \pi e^4 Z_{nl}$ jako funkcja $\ln U_{nl}$. Metodą najmniejszych kwadratów można wówczas wyznaczać wartości parametrów b_{nl} oraz c_{nl} . Mott i Massey [26] w oparciu o rezultaty obliczeń Burhopa [27] zaproponowali następujące wartości stałych w równaniu (3):

$b_{nl} = 0,35$ w przypadku jonizacji powłoki K ,

$b_{nl} = 0,25$ w przypadku jonizacji powłoki L ,

$c_{nl} = 2,42$ dla powłoki K i L . Równanie (3) nie jest słuszne dla niskich energii, szczególnie w pobliżu progu $U_{nl} = 1$. Worthington i Tomlin [28] zmodyfikowali logarytmiczny człon w równaniu Bethe'go, aby otrzymać kształt krzywej w pobliżu progu zgodny z obserwacjami doświadczalnymi. Przyjęli oni, że

$$c_{nl} = 4/[1,65 + 2,35 \exp(1 - U_{nl})]. \quad (4)$$

Istnieją również inne wyrażenia na przekroje czynne jonizacji powłok K i L , wyprowadzone na drodze rozważań kwantowo-mechanicznych, np. przekrój czynny Rudge i Schwartza [29], przekrój czynny Kolbenstvedta [30]. Obliczono również przekroje czynne jonizacji powłok K i L dla konkretnych pierwiastków [27, 29—34].

Przekroje czynne jonizacji były wyprowadzane również na drodze rozważań klasycznych. Spośród nich najczęściej jest stosowany przekrój czynny Gryzińskiego [35]

$$\sigma_{nl} E_{nl}^2 = \pi e^4 Z_{nl} g(U_{nl}) \quad (5)$$

gdzie

$$g(U_{nl}) = \frac{1}{U} \left(\frac{U-1}{U+1} \right)^{3/2} \left\{ 1 + \frac{3}{2} \left(1 - \frac{1}{2U} \right) \ln [2,7 + (U-1)^{1/2}] \right\}. \quad (5)$$

Drawin [36,37] oraz Lotz [38—41] zaproponowali półempiryczne wyrażenia opisujące przekrój czynny jonizacji. Pierwsze z nich ma postać

$$\sigma_{nl} E_{nl}^2 = CZ_{nl} f_1(U_{nl}-1) \ln(1,25 f_2 U_{nl}) / U_{nl}^2, \quad (6)$$

gdzie $C = 4,33 \cdot 10^{-14} \text{ eV}^2 \text{ cm}^2$. Parametry f_1 i f_2 przybierają wartości z przedziałów, odpowiednio, 0,7—1,3 oraz 0,8—3,0. Często przyjmuje się jednak, że parametry te są równe jedności. Wyrażenie Lotza jest następujące:

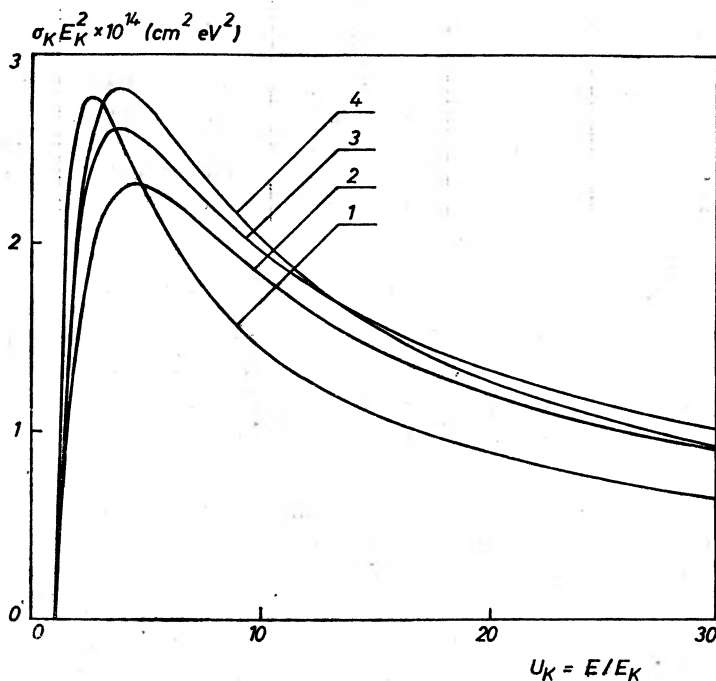
$$\sigma_{nl} E_{nl}^2 = a_{nl} Z_{nl} \ln U_{nl} \{ 1 - b_{nl} \exp[-c_{nl}(U_{nl}-1)] \} / U_{nl}, \quad (7)$$

gdzie a_{nl} , b_{nl} , c_{nl} są parametrami oszacowanymi przez Lotza [41]. Nie należy ich mylić z parametrami Bethe'go.

Na rysunku 2 porównano przekroje czynne Worthingtona-Tomlina (3), (4), Gryzińskiego (5), Drawina (6) i Lotza (7) dla jonizacji powłoki K . Widać dość dobrą zgodność, w granicach 10%. Odpowiednie krzywe dla jonizacji poziomu L wykazują nieco gorszą zgodność.

Dotychczas doświadczalnie wyznaczono stosunkowo niewielką liczbę przekrojów czynnych. Powell [24] podaje wartości stałych b_{nl} i c_{nl} w równaniu

Bethe'go po dopasowaniu jego do istniejących danych doświadczalnych. Są one zestawione w tabelach 1 i 2. Z tabeli 1 wynika, że stałe b_K i c_K są bardzo zbliżone. Oznacza to, że w przypadku powłoki K eksperymentalne wartości $\sigma_K E_K^2$ po wykreśleniu ich w zależności od U_K układają się na wspólnej krzywej. Wartości doświadczalne $\sigma_K E_K^2$ dość dobrze zgadzają się z krzywymi teoretycznymi; są one ok. 10—15% większe od wartości teoretycznych. Większy jest rozrzut



Rys. 2. Przekrój czynny jonizacji dla powłoki K jako funkcja parametru $U_K = E_0/E_K$: 1 — przekrój czynny Worthingtona — Tomlina, (3) oraz (4); 2 — przekrój czynny Lotza, (7). W obliczeniach przyjęto $\alpha_K = 4 \cdot 10^{-14} \text{cm}^2 \text{eV}^2$, $b_K = 0,75$, oraz $c_K = 0,5$; 3 — przekrój czynny Drawina, (6). Przyjęto, że $f_1 = f_2 = 1$; 4 — przekrój czynny Gryzińskiego, (5)

Tabela 1

Wartości parametrów w równaniu Bethe'go (3), b_K i c_K , obliczone w oparciu o dane doświadczalne dla powłoki K [24]

Autorzy	Pierwiastek	Zakres wartości U_K	b_K	c_K
Pockman i in. [42]	Ni	5,5—22	$1,05 \pm 0,03$	$0,51 \pm 0,05$
Hink i Ziegler [43]	Al	4,4—19,2	$0,900 \pm 0,01$	$0,79 \pm 0,02$
Glupe i Mehlhorn [44, 45]	C	4,2—16,4	$0,887 \pm 0,004$	$0,62 \pm 0,01$
oraz Glupe [46]	N	4,4—25,5	$0,970 \pm 0,004$	$0,63 \pm 0,01$
	O	4,3—23,9	$0,908 \pm 0,003$	$0,63 \pm 0,01$
	Ne	4 —12	$0,932 \pm 0,003$	$0,67 \pm 0,01$

eksperymentalnie wyznaczonych wartości $\sigma_{nl} E_{nl}^2$ w przypadku jonizacji powłoki L_{23} . Wynika to z większego zróżnicowania stałych b_L oraz c_L w tabeli 2.

Tabela 2

Wartości parametrów w równaniu Bethe'go (3), b_L i c_L , obliczone w oparciu o dane doświadczalne dla powłoki L [24]

Autorzy	Pierwiastek	Zakres wartości U_L	b_L	c_L
Vracking i Meyer [47]	P	5,5—18,5	0,38 \pm 0,02	0,85 \pm 0,10
	S	4,6—15	0,53 \pm 0,01	0,55 \pm 0,04
	Cl	4,3—12,5	0,65 \pm 0,01	0,56 \pm 0,02
Ogurtsov [48]	Ar	4,1—16,3	0,46 \pm 0,01	0,63 \pm 0,04
Christofzik [49]	Ar	4 —20	0,906 \pm 0,003	0,57 \pm 0,01

2.2. Prawdopodobieństwo przejścia Augera, $1 - \omega_{nl}$

Po zjonizowaniu wewnętrznej powłoki elektronowej następuje przebudowanie struktury elektronowej, czasami poprzez dość skomplikowane procesy. Będziemy zakładali, że w wyniku tych procesów emitowany jest kwant promieniowania rentgenowskiego lub elektron Augera. Prawdopodobieństwo emisji kwantu promieniowania rentgenowskiego po jonizacji powłoki elektronowej n, l jest oznaczane zazwyczaj przez ω_{nl} ; wielkość ta jest nazywana także wydajnością fluorescencyjną. Na mocy założenia, prawdopodobieństwo przejścia Augera jest równe $1 - \omega_{nl}$. Wydajności fluorescencyjne dla różnych pierwiastków były wyznaczane zarówno w wyniku obliczeń teoretycznych, jak i na drodze doświadczalnej dla powłok K, L i M . Zagadnienie to jest szczegółowo omówione w artykule przeglądowym Finka i in. [50]. Burhop [51] stwierdził, że doświadczalnie wyznaczone wartości wydajności fluorescencyjnej mogą być przybliżone wzorem

$$\omega_{nl} = (1 + aZ^4)^{-1}, \quad (8)$$

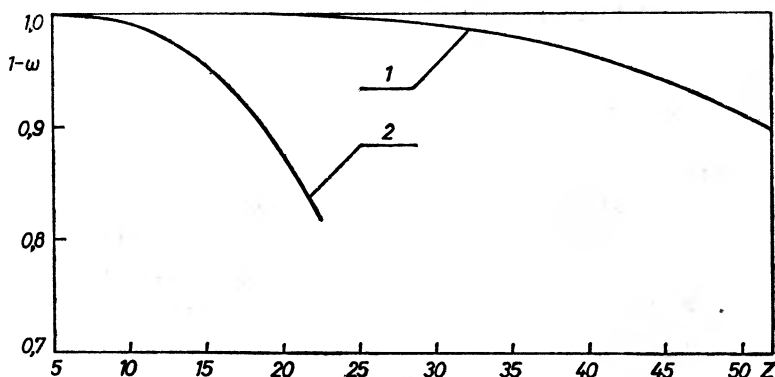
gdzie Z jest liczbą porządkową oraz a jest stałą zależącą od powłoki elektronowej. Burhop [51] zaproponował wartość $a = 1,12 \cdot 10^6$ w przypadku powłoki K oraz $a = 6,4 \cdot 10^7$ w przypadku powłoki L . Dla opisu wydajności fluorescencyjnej poziomu K proponowano również wyrażenie postaci [50, 52]

$$[\omega_K / (1 - \omega_K)]^{-4} = -A + BZ + CZ^4,$$

gdzie A, B i C są stałymi wyznaczonymi w oparciu o dane doświadczalne [50, 52].

Na rys. 3 przedstawiona jest zależność prawdopodobieństwa przejścia Augera, $1 - \omega_{nl}$, od liczby porządkowej, Z . Prawdopodobieństwo to obliczono w oparciu o wzór (8) dla powłok K i L . Energia elektronów pierwotnych stosowana w spektroskopii elektronów Augera wynosi zazwyczaj do 2 keV. Takie elektrony są w stanie zjonizować powłokę K pierwiastków o liczbie porządkowej

poniżej 14 (krzem), powłokę L dla $Z \leq 38$ (stront), oraz powłokę M dla $Z \leq 76$ (osm). W takim przypadku, jak wynika z wykresu 3, prawdopodobieństwo przejścia Augera po jonizacji powłoki K jest większe od 0,967, a prawdopodobieństwo przejścia Augera po jonizacji powłoki L jest większe od 0,968. Stosunkowo nieliczne dane eksperymentalne dotyczące wydajności fluorescencyjnej po jonizacji powłoki M są zestawione w artykule Finka i in. [50]. Wydajność ta zmienia się od 0,016 dla osmu do 0,06 dla uranu. Można przypuszczać, że dla pierwiastków o liczbie porządkowej mniejszej od 76 będzie ona jeszcze mniejsza.



Rys. 3. Zależność prawdopodobieństwa przejścia Augera, $1-\omega_{nl}$, od liczby atomowej obliczona w oparciu o wzór (8); 1 — po zjonizowaniu poziomu L ; 2 — po zjonizowaniu poziomu K

Z rozważań tych wynika, że po jonizacji powłok K , L i M wiązką elektronów o energii mniejszej od 2 keV praktycznie zawsze będzie następowało przejście Augera, dlatego możemy przyjąć, że $\omega_{nl} \cong 0$.

W ogólności, po jonizacji danego poziomu elektronowego nl może nastąpić kilka różnych przejść Augera, np. w przypadku niklu po jonizacji poziomu L_3 mogą nastąpić trzy przejścia Augera: $L_3 M_{2,3} M_{2,3}$ o energii 714 eV, $L_3 M_{2,3} M_{4,5}$ o energii 778 eV oraz $L_3 M_{4,5} M_{4,5}$ o energii 848 eV. Każde z tych przejść ma wtedy określone prawdopodobieństwo. W takich przypadkach będziemy zakładali, że prawdopodobieństwo to nie jest funkcją składu chemicznego układu.

2.3. Przepuszczalność, T

Przepuszczalność określono doświadczalnie dla trójsiatkowego analizatora sferycznego [17, 53], stosowanego także w badaniach dyfrakcji elektronów powolnych. Przepuszczalność tego analizatora wynosiła ok. 50% (ok. 80% w przypadku każdej siatki).

2.4. Prąd wiązki elektronów pierwotnych, I_i

Stwierdzono, że wydajność elektronów Augera zależy liniowo od natężenia wiązki elektronów pierwotnych w zakresie prądów 0,5—50 μA [17].

2.5. Liczba atomów analizowanego pierwiastka przypadająca na jednostkę powierzchni danej warstwy, N_i

Stwierdzono doświadczalnie, że natężenie prądu elektronów Augera jest proporcjonalne do powierzchniowego stężenia atomów wysyłających te elektrony, N_i [17]. Niech N oznacza całkowitą liczbę atomów przypadających na jednostkę powierzchni danej warstwy. Wówczas

$$N_i = \frac{N_i}{N} N = Nx_i \quad (9)$$

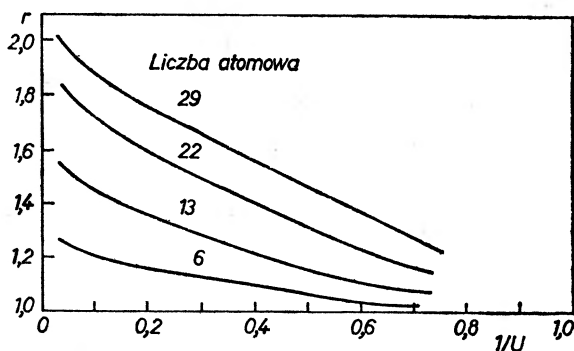
gdzie x_i jest ułamkiem molowym.

2.6. Czynniki jonizacji elektronami wstecznie rozproszonymi, r_i (backscattering factor)

Czynnik rozproszenia wstecznego uwzględnia jonizacje spowodowane elektronami rozproszonymi. Jest to stosunek ogólnej liczby jonizacji w danej warstwie do liczby jonizacji spowodowanych elektronami pierwotnymi. Oznaczmy przez $I_i(E, \varphi)$ rozkład energetyczny i kątowy elektronów rozproszonych w i -tej warstwie. Wówczas, zgodnie z definicją, współczynnik wstecznego rozproszenia wyraża się wzorem [12, 17, 18]

$$r_i = 1 + \frac{1}{I_i(E_p) \sigma(E_p) \operatorname{cosec}(\varphi_p)} \int_{E_{ni}}^{E_p} \int_{\varphi=0}^{\varphi=\pi/2} I_i(E, \varphi) \sigma(E) \operatorname{cosec} \varphi d\varphi dE \quad (10)$$

Wartość r mogłaby w zasadzie być obliczona przez scałkowanie wyrażenia (10), lecz z drugiej strony brak jest danych doświadczalnych dotyczących rozkładu energii i kątów elektronów rozproszonych oraz przekrojów czynnych.



Rys. 4. Czynniki wstecznego rozproszenia, r , jako funkcja parametru $U = E_p/E_{ni}$ dla węgla, glinu, tytanu i miedzi [12]

Jednakże czynnik r może być oszacowany, modelując metodą Monte Carlo rozpraszanie elektronów o dużej energii [12, 54]. Rys. 4 pokazuje wartości r obliczone przez Bishopa i Riviera [12]. Widać, że r wzrasta ze wzrostem liczby atomowej oraz ze wzrostem energii elektronów pierwotnych. Rezultaty obliczeń

otrzymane metodą Monte Carlo wykazują również niewielką zależność r od kąta padania elektronów pierwotnych [12].

Badania doświadczalne potwierdziły powyższe przewidywania teoretyczne. Gallon [55] oraz Smith i Gallon [53] stwierdzili doświadczalnie, że współczynnik r istotnie rośnie ze wzrostem liczby porządkowej oraz ze wzrostem stosunku $U = E_p/E_{ni}$. Wyznaczyli oni zależność współczynnika r od U_{ni} dla węgla, krzemu, selenu, srebra, gadolinu i złota. Wartości r zmieniały się w granicach od 1 do 1,8 i były w dość dobrej zgodności z przewidywaniami teoretycznymi. Czynniki jonizacji elektronami wstecznie rozproszonymi został również oszacowany eksperymentalnie przez Meyera i Vrakkinga [17]. Otrzymali oni nieco gorszą zgodność z przewidywaniami teoretycznymi; wartości r zachowywały jednak wspomnianą wyżej zależność od liczby porządkowej i energii wiązki pierwotnej.

2.7. Czynniki ekranowania dla elektronów Augera, q_i

Czynnik ekranowania jest prawdopodobieństwem, że elektron Augera, emitowany w kierunku analizatora, osiągnie go bez straty energii. Prawdopodobieństwo to zależy od położenia atomów emitujących elektrony Augera w stosunku do powierzchni oraz od kierunku emisji. Czynniki q_i dany jest wzorem

$$q_i = \frac{1}{\Omega} \int_{\Omega} P(\theta) d\Omega \quad (11)$$

gdzie Ω jest kątem bryłowym objętym przez analizator; $P(\theta)$ jest prawdopodobieństwem, że elektron opuści ciało stałe bez straty energii. Prawdopodobieństwo to jest funkcją kąta θ między torem elektronicznym a normalną do powierzchni.

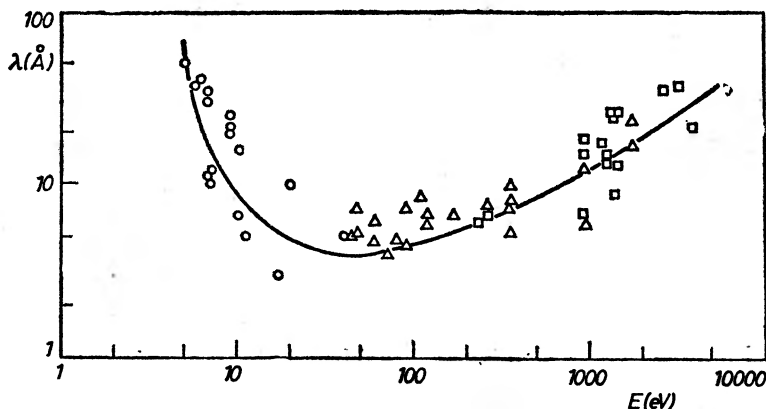
Oznaczmy przez l drogę, którą przebył elektron od momentu powstania w wyniku przejścia Augera do momentu zderzenia nieelastycznego. Zakłada się zazwyczaj, że wartości l mają rozkład wykładniczy [8, 56—60], tj. mają funkcję gęstości rozkładu daną wzorem

$$f(l) = \frac{1}{\lambda} \exp(-l/\lambda),$$

gdzie λ jest średnią drogą swobodną elektronów Augera w ciele stałym. Wartości λ zostały wyznaczone eksperymentalnie dla szeregu pierwiastków [61—63]. Stwierdzono, że wartość λ zależy głównie od energii elektronu, natomiast zależy w niewielkim stopniu od liczby porządkowej pierwiastka. Fakt ten pozwolił skonstruować tzw. krzywą uniwersalną, tj. zależność średniej drogi swobodnej elektronu w ciele stałym od jego energii [7] str. 7, [8, 61—63]. Z krzywej tej zazwyczaj odczytuje się wartości niezbędne do obliczeń. Przykład takiej krzywej jest pokazany na rys. 5, na którym naniesiono dane doświadczalne zestawione przez Brundle'a [61].

Rozważmy elektron Augera powstający na głębokości z_i . Obliczmy prawdopodobieństwo, że opuści on ciało stałe pod kątem θ bez straty energii. Mamy

$$P(\theta) = \int_{l_0}^{\infty} f(l) dl = \exp(-z_i/\lambda \cos \theta) \quad (12)$$



Rys. 5. Zależność średniej drogi swobodnej elektronu w ciele stałym od energii (krzywa uniwersalna). Na wykres ten naniesiono wartości doświadczalne zestawione przez Brundle'a [61]. Wartości te otrzymano za pomocą spektroskopii elektronów Augera (Δ), oraz spektroskopii fotoelektronów: UPS (\circ), XPS (\square)

gdzie $l_0 = z_i/\cos \theta$ jest drogą jaką elektron musi przebyć w ciele stałym. Niech analizator przyjmuje wszystkie elektrony wychodzące z ciała stałego pod kątem θ zawartym w przedziale $\theta_1 < \theta < \theta_2$. Wówczas

$$\Omega = 2\pi(\cos \theta_1 - \cos \theta_2) \quad (13)$$

$$d\Omega = 2\pi \sin \theta d\theta. \quad (14)$$

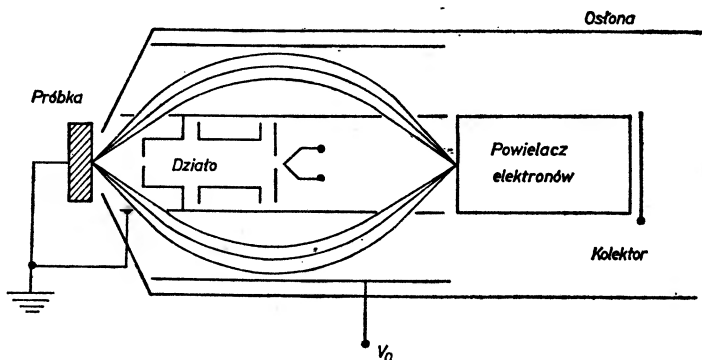
Po podstawieniu (12), (13) i (14) do równania (11) otrzymamy dla rozważanego przypadku następującą zależność

$$g_i = \frac{1}{\cos \theta_1 - \cos \theta_2} \int_{\theta_1}^{\theta_2} \sin \theta \exp\left(-\frac{z_i}{\lambda \cos \theta}\right) d\theta \quad (15)$$

W ostatnich latach do ilościowej analizy stosuje się najczęściej analizator cylindryczny. Analizator ten opracowano pod koniec lat sześćdziesiątych [64—67]; został on wprowadzony do spektroskopii elektronów Augera przez Palmberga i in. [67]. Schemat takiego analizatora jest pokazany na rys. 6. Składa się on z dwóch współosiowych cylindrów, z których wewnętrzny, posiadający dwie szczeliny na obwodzie, jest uziemiony a do zewnętrznego przykładają się ujemny potencjał v_0 . Energia elektronów docierających do powielacza elektronowego jest funkcją potencjału v_0 . Wiązka elektronów pierwotnych oraz oś analizatora

są zazwyczaj prostopadłe do powierzchni próbki. Elektronny Augera opuszczające powierzchnię wchodzi do analizatora pod kątem $\theta_0 \cong 42^\circ$. Kąt ten jest utrzymany z kilkustopniową dokładnością $\pm \Delta\theta_0/2 (\pm 6^\circ)$. W przypadku tego analizatora otrzymujemy

$$\theta_1 = \theta_0 - \Delta\theta_0/2, \text{ oraz } \theta_2 = \theta_0 + \Delta\theta_0/2.$$



Rys. 6. Schemat analizatora cylindrycznego

Jeśli wartość $\Delta\theta_0/2$ jest niezbyt duża, całkę we wzorze (15) można zastąpić wyrażeniem $P(\theta_0)\sin\theta_0\Delta\theta_0$. W rezultacie czynnik ekranowania dla analizatora cylindrycznego przybiera postać

$$q_i = \alpha \exp(-z_i/\lambda \cos\theta_0) \quad (16)$$

gdzie

$$\alpha = \frac{\sin\theta_0\Delta\theta_0}{\cos(\theta_0 - \Delta\theta_0/2) - \cos(\theta_0 + \Delta\theta_0/2)}.$$

3. Wyznaczanie stężenia powierzchniowego

3.1. Równanie wiążące natężenie prądu elektronów Augera ze stężeniem danego pierwiastka w obszarze powierzchniowym dla analizatora cylindrycznego

Podstawiając równania (9) i (16) do równania (2) otrzymamy

$$I = \sigma_{ni}(E_p)(1 - \omega_{ni}) \operatorname{cosec}(\varphi_p) \Delta\Omega TN \alpha \times \sum_{i=1}^{\infty} I_i(\varphi_p) r_i x_i \exp\left(-\frac{z_i}{\lambda \cos\theta_0}\right), \quad (17)$$

gdzie zazwyczaj $\varphi_p = \pi/2$. Zakłada się zwykle, że natężenie prądu elektronów pierwotnych, I_p , praktycznie nie zmienia się w obszarze powierzchniowym, tj. nie zależy od głębokości z_i [60]. Założenie to jest uzasadnione, jeżeli elektrony pierwotne będą miały wystarczająco dużą energię (powyżej 2000 eV, [60]).

Dodatkowo zakłada się, że w warstwie powierzchniowej rozkład energii i rozkład kątowy elektronów wstecznie rozproszonych nie ulega zmianie. Wówczas czynnik wstecznego rozproszenia staje się jednakowy dla każdej warstwy atomów w obszarze powierzchniowym, $r_i = r$ [60]. Uwzględnienie powyższych założeń w równaniu (17) prowadzi do wyrażenia [23, 60, 68, 69].

$$I = krN \sum_{i=1}^{\infty} x_i \exp\left(-\frac{z_i}{\lambda \cos \theta_0}\right), \quad (18)$$

gdzie

$$k = \sigma_{nl}(E_p)(1 - \omega_{nl}) \operatorname{cosec}(\varphi_p) \Delta \Omega T a I_p.$$

Jak widać, k jest parametrem zależącym od badanego ciała stałego oraz od geometrii analizatora. Równanie (18) jest podstawą do obliczania stężenia danego pierwiastka w obszarze powierzchniowym.

3.2. Wzorcowanie

Wychodząc od znanych wartości natężenia prądu elektronów Augera można w zasadzie wyznaczyć stężenia danego pierwiastka w obszarze powierzchniowym z wzoru (18) w oparciu o dostępne obecnie wielkości σ_{nl} , ω_{nl} oraz własności analizatora. Z materiału zawartego w poprzedniej części niniejszego artykułu wynika, że wielkości te można oszacować z niezbyt dużą dokładnością, głównie dla procesów Augera następujących po jonizacji powłok K i L . Sytuację dodatkowo utrudnia fakt, że w wyniku pomiarów nie otrzymuje się bezpośrednio natężenia prądu elektronów Augera z danej powierzchni, lecz wielkość do niego proporcjonalną, a mianowicie wysokość pików w widmie $dN(E)/dE$ względem E . Dlatego w analizie ilościowej stosuje się metody porównawcze, tj. porównuje się wielkość sygnału Augera otrzymanego z badanej powierzchni z wielkością sygnału otrzymanego z powierzchni, na której dany składnik ma znane stężenie. Jak wspomniano we wstępie, analiza ilościowa była głównie stosowana do określania składu powierzchni binarnych stopów metalicznych. Stosuje się wówczas dwie metody wzorcowania: wzorcowanie wewnętrzne oraz wzorcowanie zewnętrzne.

3.2.1. Wzorcowanie wewnętrzne

Wzorcowanie to było zaproponowane przez Bouwmana i in. [21, 22]. Stosowano je do wyznaczania składu powierzchniowego stopów PtSn [21, 70] i Ag Au [71]. Wzorcem jest powierzchnia stopu utworzona po przelamaniu go w próżni. Zakłada się, że powierzchnia ta ma ten sam skład co wewnątrz stopu. Wielkością mierzoną na powierzchni wzorca jest stosunek intensywności wybranych sygnałów Augera należących do obu składników. Ten sam stosunek jest mierzony na badanej powierzchni. Obliczenia zilustrujemy na przykładzie binarnego stopu AB. Stwierdzono, że stosunek intensywności dla wzorca,

I_A^0/I_B^0 , jest proporcjonalny do stosunku stężeń obu składników x^A/x^B [21, 71]. Fakt ten pozwolił skonstruować wykres kalibracyjny, tj. zależność I_A^0/I_B^0 od x^A/x^B , z którego wyznacza się współczynnik proporcjonalności K . Załóżmy, że elektrony Augera pochodzą jedynie z warstwy powierzchniowej, w której następuje segregacja jednego ze składników. Oznaczmy stężenia powierzchniowe przez x_s^A oraz x_s^B . Wzór (18) można wtedy dla obu składników zapisać następująco: $I_A = k'_A x_s^A$, $I_B = k'_B x_s^B$, gdzie

$$k' = krN \sum_{i=1}^m \exp\left(-\frac{z_i}{\lambda \cos \theta_0}\right),$$

oraz m jest ilością warstw atomowych w obszarze powierzchniowym. Dla wzorca otrzymamy wówczas

$$\frac{I_A^0}{I_B^0} = \frac{k'_A x_s^A}{k'_B x_s^B} = K \frac{x^A}{x^B}.$$

W przypadku badanej powierzchni otrzymujemy

$$\frac{I_A}{I_B} = \frac{k'_A x_s^A}{k'_B x_s^B}$$

Stąd

$$x_s^A = \left(1 + K \frac{I_B}{I_A}\right)^{-1}.$$

Zaletą wzorcowania wewnętrznego jest możliwość stosowania wzorca o tym samym lub zbliżonym składzie co badany stop. Stała K może bowiem w ogólności być funkcją składu stopu wskutek tego, że zawarte w niej czynniki wstecznego rozproszenia, r , mogą dość silnie zależeć od stężenia. Pozostałe czynniki wchodzące do stałej K , tj. σ_{nl} , ω_{nl} , N , λ najprawdopodobniej zależą od składu stopu bardzo nieznacznie. Źródłem błędów może być niespełnienie założenia o równości składu powierzchni i wnętrza stopu po przełamaniu w próżni, ponieważ przełamanie następuje głównie wzdłuż granic ziaren, na których mogła nastąpić częściowa segregacja jednego ze składników. Segregacja ta może również nastąpić spontanicznie pod wpływem ciepła wydzielonego wskutek przełamania. Jednakże zastrzeżeniom tym przeczy brak typowych zanieczyszczeń na powierzchni utworzonej po przełamaniu jak siarka, tlen, węgiel [21 70], które szczególnie łatwo segregują się do powierzchni.

3.2.2. Wzorcowanie zewnętrzne

Wzorcowanie zewnętrzne jest techniką częściej stosowaną od wzorcowania wewnętrznego, ponieważ jest ono łatwiejsze do zrealizowania, nie jest bowiem potrzebne urządzenie do przełamywania próbek w próżni. Wzorcem jest powierzchnia czystego metalu przygotowana w warunkach podobnych jak badana powierzchnia. Metodą tą oznaczano skład powierzchniowy stopów Ag Au [60],

Au Pd [69, 72, 73], Au Cu [74], Au Ni [75], Au Sn [68], Ni Pd [76]. Analiza ilościowa w przypadku wzorcowania zewnętrznego polega na dwóch kolejnych pomiarach intensywności wybranego przejścia Augera dla stopu oraz dla czystego metalu. Z wyników tych pomiarów otrzymujemy wówczas wielkość $\xi = I/I^0$. Innym sposobem jest wybranie dwóch przejść Augera o różnych energiach E i E' . Mierzy się wówczas stosunek intensywności tych przejść dla danego stopu, $R(E/E') = I_E/I_{E'}$. W osobnym pomiarze mierzy się ten sam stosunek intensywności dla czystych metali, $R^0(E/E') = I_E^0/I_{E'}^0$. Wyniki następnie normalizuje się otrzymując w rezultacie tzw. znormalizowany stosunek intensywności, $N(E/E') = R(E/E')/R^0(E/E')$. Sposób ten jest wygodniejszy, ponieważ nie trzeba każdej z próbek porównywać ze wzorem; stosunek $R^0(E/E')$ można określić w niezależnym pomiarze.

Opierając się na wzorze (18) otrzymamy następujące wyrażenie opisujące natężenie prądu elektronów Augera z wzorca

$$I^0 = kr^0 N^0 \sum_{i=1}^{\infty} \exp\left(-\frac{z_i}{\lambda^0 \cos\theta_0}\right), \quad (19)$$

gdzie wielkości oznaczone górnym indeksem „0” odnoszą się do czystego metalu. Załóżmy, że czynnik wstecznego rozproszenia jest jednakowy dla badanej powierzchni oraz dla wzorca, oraz że średnia droga swobodna elektronów w stopie jest taka sama jak w czystych metalach. Porównanie wzorów (18) i (19) prowadzi wtedy do zależności [74]

$$I/I^0 = \xi = \frac{\sum_{i=1}^{\infty} x_i \exp\left(-\frac{z_i}{\lambda \cos\theta_0}\right)}{f \sum_{i=1}^{\infty} \exp\left(-\frac{z_i^0}{\lambda \cos\theta_0}\right)}, \quad (20)$$

gdzie $f = N^0/N$. Rozważmy stop metaliczny AB tworzący szereg stałych rozтворów w całym zakresie stężeń posiadających tę samą strukturę krystalograficzną, w którym również jest spełnione prawo Vegarda. Można wówczas w prosty sposób powiązać wielkości N , N^0 , z_i , z_i^0 ze stałymi sieciowymi czystych metali, a_A^0 i a_B^0 . Całkowita liczba atomów na jednostce powierzchni stopu oraz czystego metalu jest odwrotnie proporcjonalna do kwadratu stałej sieciowej. Stąd

$$f = \left(\frac{a_{st}}{a^0}\right)^2 \quad (21)$$

gdzie a_{st} jest stałą sieciową stopu. Stała ta, zgodnie z prawem Vegarda, wyraża się wzorem

$$a_{st} = a_B^0 + (a_A^0 - a_B^0)x^A. \quad (22)$$

Odległość z_i jest również funkcją stałych sieciowych. Możemy ją przedstawić jako

$$z_i = i\beta a_{st} \text{ oraz } z_i^0 = i\beta a^0, \quad (23)$$

gdzie β jest stałą zależną od struktury krystalograficznej oraz wskaźników powierzchni. Na przykład dla powierzchni (111) fcc, $\beta = \sqrt{3}/3$. W ten sposób wzór (20) wraz z wzorami (21)—(23) wyraża względną intensywność przejść Augera jako funkcję stężeń w obszarze powierzchniowym, średniej drogi swobodnej elektronów oraz stałych sieciowych czystych metali. Wielkość $N(E/E')$ można związać ze wzorem (20) następująco

$$N(E/E') = \frac{R(E/E')}{R^0(E/E')} = \left(\frac{I_E}{I_{E'}} \right) / \left(\frac{I_E^0}{I_{E'}^0} \right) = \xi_E / \xi_{E'} . \quad (24)$$

Stosuje się kilka metod obliczania składu powierzchni stopu w oparciu o dane doświadczalne, tj. stosunki ξ_E lub $N(E/E')$ [69]. Metody te charakteryzują się różnym stopniem dokładności.

Metoda pierwsza

Zakłada się, że wszystkie elektrony Augera odbierane przez analizator są produkowane tylko w jednorodnym obszarze powierzchniowym o grubości m warstw. Zakłada się także równość stałych sieciowych czystych metali. Z wzoru (20) otrzymamy wówczas $\xi_E = x_s$, ponieważ $f = 1$ oraz $z_t = z_t^0$. Jeśli mierzymy znormalizowany stosunek intensywności i jeśli przejście Augera o energii E odpowiada pierwiastkowi B, a przejście o energii E' odpowiada pierwiastkowi A to wtedy

$$N(E/E') = x_s^B / x_s^A \text{ lub } x_s^A = [1 + N(E/E')]^{-1} .$$

Do analizy ilościowej powinno się wybierać przejścia Augera o możliwie najmniejszej energii, gdyż wówczas zmniejsza się głębokość ucieczki elektronów Augera zbliżając się do grubości obszaru segregacji.

Metoda druga

Zakłada się, że segregacja powierzchniowa jest ograniczona tylko do pierwszej warstwy atomów, tj. zakłada się, że skład drugiej, trzeciej i dalszych warstw jest taki sam jak skład wnętrza stopu. Jak wynika ze wzorów (20) — (23), wielkość ξ jest wtedy funkcją składu pierwszej warstwy, x_1^A , składu wnętrza stopu, x^A , stałych sieciowych a_A^0 i a_B^0 oraz średniej drogi swobodnej elektronów Augera, λ . Z wielkości tych tylko x_1^A jest nieznaną, można więc wyznaczyć ją z równania

$$N(\text{exp}) = N(x_1^A) ,$$

gdzie $N(\text{exp})$ jest znormalizowanym stosunkiem intensywności mierzonym eksperymentalnie, a $N(x_1^A)$ jest funkcją daną wzorami (20) — (24).

Metoda ta jest dokładniejsza od poprzedniej, bierze bowiem pod uwagę elektrony Augera powstałe poza obszarem segregacji.

Metoda trzecia

Zakłada się również, że segregacja dotyczy tylko pierwszej warstwy atomów. Metodę tę można stosować w przypadku gdy mierzy się intensywność więcej niż

dwóch przejść Augera dla danego stopu. W wyniku pomiarów uzyskuje się wówczas kilka znormalizowanych stosunków intensywności, $N^j(\text{exp})$. Na przykład w przypadku trzech przejść Augera o energiach E_1, E_2, E_3 otrzymamy trzy znormalizowane stosunki intensywności $N(E_1/E_2), N(E_1/E_3), N(E_2/E_3)$. Poszukuje się następnie minimum funkcji

$$F(x_1^A) = \sum_j [N^j(\text{exp}) - N^j(x_1^A)]^2,$$

gdzie suma rozciąga się na wszystkie stosunki intensywności. Innymi słowami, poszukuje się takiej wartości stężenia powierzchniowego x_1^A , by różnica między wartościami eksperymentalnymi oraz obliczonymi ze wzorów (20) — (24) była jak najmniejsza. Metoda ta prawdopodobnie prowadzi do najdokładniejszych rezultatów.

W tabeli 3 zestawiono wyniki obliczeń składu powierzchni stopu Au Pd w oparciu o omówione wyżej trzy metody [69]. Jak widać, skład powierzchni otrzymany za pomocą drugiej i trzeciej metody jest zbliżony. W przypadku tych dwóch metod założenie jednowarstwowej segregacji prawdopodobnie nie jest słuszne. Obliczenia teoretyczne [77] oraz dane doświadczalne [74] wskazują, że dalsze warstwy mają również skład różny od składu wnętrza stopu, różnice są

Tabela 3

Skład powierzchniowy stopu Au Pd x_s^{Pd} , w zależności od składu wnętrza, x^{Pd} [69]. Obliczeń dokonano metodami omówionymi w tekście w oparciu o intensywności następujących przejść Augera: $M_7O_{4,5}O_{4,5}$ (71 eV), $M_5N_7N_7$ (2024 eV) w przypadku złota oraz $M_5N_{4,5}N_{4,5}$ (330 eV) w przypadku palladu

x^{Pd}	x_s^{Pd}		
	Metoda 1	Metoda 2	Metoda 3
0,0103	0,0081 ± 0,0002	0,0075 ± 0,0007	0,0067 ± 0,0009
0,1035	0,0690 ± 0,0010	0,0333 ± 0,0032	0,0304 ± 0,0049
0,4024	0,300 ± 0,003	0,229 ± 0,008	0,231 ± 0,013
0,6949	0,524 ± 0,005	0,396 ± 0,012	0,312 ± 0,107
0,9010	0,690 ± 0,006	0,524 ± 0,011	0,257 ± 0,023
0,9901	0,932 ± 0,002	0,896 ± 0,003	

jednak znacznie mniejsze od różnicy między składem pierwszej warstwy a składem wnętrza stopu. Fakt ten może prowadzić do niewielkich błędów. Metoda pierwsza wskazuje na znacznie mniejszą segregację złota niż dwie pozostałe metody. Można się spodziewać, że metoda ta zaniża segregację uśredniając skład powierzchniowy na obszar znacznie grubszy od obszaru segregacji, tj. na warstwę o grubości średniej drogi swobodnej elektronów Augera.

Podstawową wadą wzorcowania zewnętrznego jest zaniedbanie różnic we współczynnikach wstecznego rozproszenia dla czystych metali i stopów, tj.

założenie, że $r/r^0 = 1$. Jak wynika z rozdziału 2.6 postępowanie takie może prowadzić do znacznych błędów, szczególnie w przypadku gdy składniki stopu bardzo różnią się liczbą atomową.

4. Uwagi końcowe

Znajomość składu powierzchni ciał stałych jest w wielu przypadkach niezbędna do właściwej interpretacji zjawisk zachodzących na powierzchni, np. procesów katalitycznych, adsorpcji, korozji. Fakt ten jest bodźcem do rozwoju ilościowych metod analitycznych opartych na spektroskopii elektronów Augera. Metody te nadal wymagają udoskonalenia. Szczególnie istotne jest zwiększenie dokładności pomiaru prądu elektronów Augera oraz dokładniejsze określanie ich średniej drogi swobodnej. Istotne jest także opracowanie eksperymentalnych lub teoretycznych metod umożliwiających określanie wpływu czynnika wstecznego rozpraszania na wyniki analizy. Ocenia się, że analiza ilościowa obciążona jest obecnie błędem systematycznym sięgającym 30—40%.

Pomiary związane z analizą ilościową są niestety dość pracochłonne. Wymagają one pracy w ultrawysokiej próżni, starannego oczyszczania badanej powierzchni. Niezbędna jest również bardzo kosztowna aparatura. W Polsce obecnie pracuje kilka systemów ze sferycznym analizatorem siatkowym. Trwają również prace nad skonstruowaniem w kraju spektrometru z analizatorem cylindrycznym, przeznaczonego głównie do pomiarów ilościowych. Są one prowadzone w ramach jednego z tematów problemu węzłowego 03.10, koordynowanego przez Instytut Chemii Fizycznej PAN.

Literatura

- [1] J. J. Lander, *Phys. Rev.* **91**, 1382 (1953).
- [2] G. A. Harrower, *Phys. Rev.* **102**, 340 (1956).
- [3] R. E. Weber, W. T. Peria, *J. Appl. Phys.* **38**, 4355 (1967).
- [4] L. A. Harris, *J. Appl. Phys.* **39**, 1419, 1428 (1968).
- [5] C. C. Chang, *Surf. Sci.* **25**, 53 (1971).
- [6] P. W. Palmberg w *Electron Spectroscopy*, ed. D. A. Shirley, North Holland, Amsterdam—London 1972, str. 835.
- [7] G. Ertl, J. Küppers, *Low Energy Electrons and Surface Chemistry*, Verlag Chemie, Weinheim 1974, str. 17.
- [8] C. C. Chang w *Characterization of Solid Surfaces*, ed. P. F. Kane, G. R. Larrabee, Plenum Press, New York—London 1974, str. 509.
- [9] I. Szymerska, *Prace Ośrodka Badawczo-Rozwojowego Elektroniki Próżniowej*, No 5, 35 (1975).
- [10] A. Bukaluk, R. Siuda, *Postępy Fizyki* **28**, 59 (1977).
- [11] P. W. Palmberg, T. N. Rhodin, *J. Appl. Phys.* **39**, 2425 (1968).
- [12] H. E. Bishop, J. C. Riviere, *J. Appl. Phys.* **40**, 1740 (1969).
- [13] J. J. Uebbing, *J. Appl. Phys.* **41**, 802 (1970).
- [14] J. M. Charig, D. K. Skinner, *Surf. Sci.* **19**, 283 (1970).

- [15] M. Perdereau, *Surf. Sci.* **24**, 239 (1971).
- [16] L. L. Levenson, L. E. Davis, C. E. Bryson III, J. J. Melles, W. H. Kon, *J. Vac. Sci. Technol.* **9**, 608 (1972).
- [17] F. Meyer, J. J. Vrakking, *Surf. Sci.* **33**, 271 (1972).
- [18] F. Meyer, J. J. Vrakking, *Surf. Sci.* **45**, 409 (1974).
- [19] C. C. Chang, *Surf. Sci.* **48**, 9 (1975).
- [20] P. W. Palmberg, *J. Vac. Sci. Technol.* **13**, 214 (1976).
- [21] R. Bouwman, L. H. Toneman, A. A. Holscher, *Vacuum* **23**, 163 (1973).
- [22] R. Bouwman, J. B. Van Mechelen, A. A. Holscher, *Surf. Sci.* **57**, 441 (1976).
- [23] A. Jabłoński, *Adv. Colloid Interface Sci.* **8**, 213 (1977).
- [24] C. J. Powell, *Rev. Mod. Phys.* **48**, 33 (1976).
- [25] H. A. Bethe, *Ann. Phys.* **5**, 325 (1930).
- [26] N. F. Mott, H. S. W. Massey, *The Theory of Atomic Collisions*, Second Edition, Oxford at the Clarendon Press 1949, str. 243—244.
- [27] E. H. S. Burhop, *Proc. Camb. Phil. Soc.* **36**, 43 (1940).
- [28] C. R. Worthington, S. G. Tomlin, *Proc. Phys. Soc. (London)* **A69**, 401 (1956).
- [29] M. R. H. Rudge, S. B. Schwartz, *Proc. Phys. Soc. (London)* **88**, 563 (1966).
- [30] H. Kolbenstvedt, *J. Appl. Phys.* **38**, 4785 (1967).
- [31] A. M. Arthurs, B. L. Moiseiwitsch, *Proc. Roy. Soc. (London)* **A247**, 550 (1958).
- [32] E. J. Mc Guire, *Phys. Rev.* **A3**, 267 (1971).
- [33] S. T. Manson, *Phys. Rev.* **A6**, 1013 (1972).
- [34] S. J. Wallace, R. A. Berg, A. E. S. Green, *Phys. Rev.* **A7**, 1616 (1973).
- [35] M. Gryziński, *Phys. Rev.* **A138**, 336 (1965).
- [36] H.-W. Drawin, *Z. Phys.* **164**, 513 (1961).
- [37] H.-W. Drawin, *Z. Phys.* **172**, 429 (1963).
- [38] W. Lotz, *Z. Phys.* **206**, 205 (1967).
- [39] W. Lotz, *Z. Phys.* **216**, 241 (1968).
- [40] W. Lotz, *Z. Phys.* **220**, 466 (1969).
- [41] W. Lotz, *Z. Phys.* **232**, 101 (1970).
- [42] L. T. Pockman, D. L. Webster, P. Kirkpatrick, K. Harworth, *Phys. Rev.* **71**, 330 (1947).
- [43] W. Hink, A. Ziegler, *Z. Phys.* **226**, 222 (1969).
- [44] G. Glupe, W. Mehlhorn, *Phys. Lett.* **25A**, 274 (1967).
- [45] G. Glupe, W. Mehlhorn, *J. Phys. (Paris)*, Colloque C4, **32**, 40 (1971).
- [46] G. Glupe, Praca doktorska, Uniwersytet Münster (1972).
- [47] J. J. Vrakking, F. Meyer, *Phys. Rev.* **A9**, 1932 (1974).
- [48] G. N. Ogurtsov, *Zh. Eksp. Teor. Fiz.* **64**, 1149 (1973).
- [49] H.-J. Christofzik, Praca dyplomowa, Uniwersytet Münster (1970).
- [50] R. W. Fink, R. C. Jopson, H. Mark, C. D. Swift, *Rev. Mod. Phys.* **38**, 513 (1966).
- [51] E. H. S. Burhop, *The Auger Effect and Other Radiationless Transitions*, Cambridge at the University Press 1952, str. 44—57.
- [52] M. A. Listengarten, *Izv. Akad. Nauk. SSSR, Ser. Fiz.* **24**, 1041 (1960).
- [53] D. M. Smith, T. E. Gallon, *J. Phys. D. Appl. Phys.* **7**, 151 (1974).
- [54] H. E. Bishop, *Brit. J. Appl. Phys.* **18**, 703 (1967).
- [55] T. E. Gallon, *J. Phys. D. Appl. Phys.* **5**, 822 (1972).
- [56] L. A. Harris, *Surf. Sci.* **15**, 77 (1969).
- [57] M. P. Seah, *Surf. Sci.* **32**, 703 (1972).
- [58] M. L. Tarng, G. K. Wehner, *J. Appl. Phys.* **44**, 1534 (1973).
- [59] P. H. Holloway, *J. Vac. Sci. Technol.* **12**, 1418 (1975).
- [60] S. H. Overbury, G. A. Somorjai, *Surf. Sci.* **55**, 209 (1976).
- [61] C. R. Brundle, *J. Vac. Sci. Technol.* **11**, 212 (1974).
- [62] C. J. Powell, *Surf. Sci.* **44**, 29 (1974).

- [63] I. Lindau, W. E. Spicer, *J. Electron Spectr.* **3**, 409 (1974).
- [64] H. Z. Sar-El, *Rev. Sci. Instr.* **38**, 1210 (1967).
- [65] H. Hafner, J. A. Simpson, C. E. Kuyatt, *Rev. Sci. Instr.* **39**, 33 (1968).
- [66] S. Aksela, M. Karras, M. Pessa, E. Suoninen, *Rev. Sci. Instr.* **41**, 351 (1970).
- [67] P. W. Palmberg, G. K. Bohn, J. C. Tracy, *Appl. Phys. Lett.* **15**, 254 (1969).
- [68] S. H. Overbury, G. A. Somorjai, *J. Chem. Phys.* **66**, 3181 (1977).
- [69] A. Jabłoński, S. H. Overbury, G. A. Somorjai, *Surf. Sci.* **65**, 578. (1977).
- [70] R. Bouwman, L. H. Toneman, A. A. Holscher, *Surf. Sci.* **35**, 8 (1973).
- [71] R. Bouwman, L. H. Toneman, M. A. M. Boersma, R. A. Van Santen, *Surf. Sci.* **59**, 72 (1976).
- [72] B. J. Wood, H. Wise, *Surf. Sci.* **52**, 151 (1975).
- [73] G. Maire, L. Hilaire, P. Legare, F. G. Gault, A. O'Conneide, *J. Catalysis* **44**, 293 (1976).
- [74] J. M. McDavid, S. C. Fain, Jr., *Surf. Sci.* **52**, 161 (1975).
- [75] F. L. Williams, M. Boudart, *J. Catalysis* **30**, 438 (1973).
- [76] C. T. H. Stoddart, R. L. Moss, D. Pope, *Surf. Sci.* **53**, 241 (1975).
- [77] F. L. Williams, D. Nason, *Surf. Sci.* **45**, 377 (1974).

N O W O Ś C I N A U K O W E

*Maciej Suffczyński*Instytut Fizyki PAN
Warszawa**Prześwietlanie NMR****Imaging by Nuclear Magnetic Resonance**

Abstract: Basic ideas of imaging by nuclear magnetic resonance are briefly described. Prospects of this noninvasive method for obtaining pictures of the interior of living organisms are indicated.

1. Wstęp

Metoda prześwietlania promieniami Röntgena uzupełniana jest w pewnych warunkach przez metody radioizotopowe. Przy stosowaniu tych metod stwarza się zagrożenie radiacyjne. Nową, bardzo wygodną i wolną od zagrożenia metodę prześwietlania stanowią odpowiednie ultradźwięki, przy pomocy których otrzymuje się już bardzo dobre obrazy stosunkowo rozległych obiektów, jak np. serca czy całej ręki człowieka [1]. Rozpracowano już także holografię ultradźwiękową [2].

Ostatnio zrealizowano prześwietlanie niewielkich na razie obiektów zupełnie nową metodą wykorzystującą jądrowy rezonans magnetyczny (nuclear magnetic resonance, NMR) [3—10].

Rezonans magnetyczny jąder następuje, gdy częstość ich precesji w przyłożonym, stałym w czasie, polu magnetycznym równa jest częstości przyłożonego pola o częstości radiowej. Powiększenie w rezonansie absorpcji mocy tego promieniowania radiowego stanowi sygnał NMR.

2. Podstawy metody

Rezonans magnetyczny protonów w polu 1 T (tesli) następuje przy częstości 42,6 MHz. Szerokość sygnału NMR protonów w czystej wodzie jest rzędu 0,1 Hz. Wykorzystanie pełnej możliwej zdolności rozdzielczej wymaga zatem jednorodności przestrzennej stałego pola mag-

netycznego rzędu $1:10^6$. Jeśli obiekt zawierający protony umieścimy w polu magnetycznym o małym gradiencie, np. 10^{-4} T/cm = 1 gauss/cm, wzdłuż pewnego kierunku, i jeśli pole jest dostatecznie jednorodne w płaszczyznach prostopadłych do tego kierunku, protony w jednej takiej płaszczyźnie będą miały wspólną częstość rezonansową. Widmo NMR będzie więc dawalo jednowymiarowy rzut gęstości protonów w kierunku gradientu. Można teraz, zmieniając orientację obiektu względem kierunku gradientu, kolejno otrzymać jednowymiarowe rzuty gęstości protonów w obiekcie.

Dla wizualnego przedstawienia gęstości protonów chcemy mieć obraz dwuwymiarowy. Dwuwymiarowy obraz można otrzymać z rzutów jednowymiarowych tworząc uporządkowaną macierz $n \times n$ elementarnych obrazów (tzw. „pixels”), gdzie n -jednowymiarowych rzutów otrzymać można z n kolejnych orientacji obiektu. Dwuwymiarowy typowy obraz o dobrej jakości, a przynajmniej o dostatecznej liniowej zdolności rozdzielczej, wymaga n rzędu 100 do 160.

3. Otrzymywanie obrazów

Wypracowano już kilka metod otrzymywania i przedstawiania mapy gęstości protonów w obiektach, czyli tak zwanego „imaging by nuclear magnetic resonance”.

Profesor Paul Lauterbur w USA w swojej metodzie [3, 4], którą nazywa zeugmatografią (po grecku — *zeugma* — więzy, pęta, figura stylistyczna, *zeugmatografia* — zapis wynikający z połączenia razem różnych elementów: pól o różnych przebiegach czasowych, o różnych gradientach, etc.), rekonstruuje dwuwymiarowy obraz gęstości protonów z jednowymiarowych rzutów zdejmowanych przy kolejnych orientacjach próbki różniących się o małe kąty rzędu 1° .

Pełny opis gęstości w trzech wymiarach wymaga $n \times n \times n$ pomiarów. Przy $n = 100$ rekonstrukcja informacji w rozsądnym czasie możliwa jest tylko przy pomocy szybkiej maszyny cyfrowej o dużej pojemności.

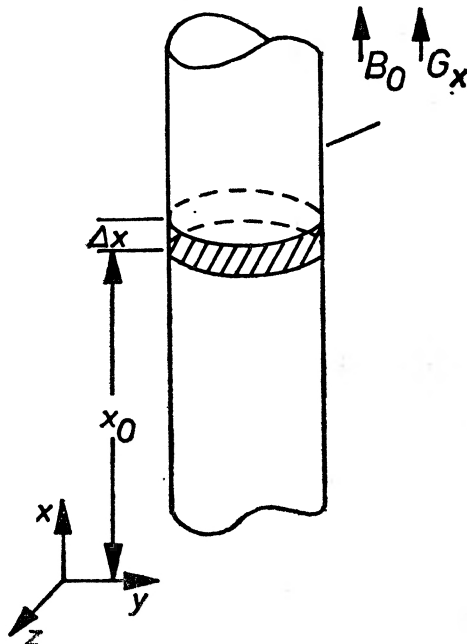
Ostatnio rozwinięto i opisano w literaturze kilka nowych metod tworzenia obrazów na podstawie pomiarów jądrowego rezonansu magnetycznego. Te nowe metody wykorzystują raczej gradienty pola odpowiednio zmienne w czasie i przez detekcję i zapis sygnałów kolejno następujących rezonansów tworzą obraz dwuwymiarowy.

W. S. Hinshaw [7] stosował ciągi impulsów pola magnetycznego o gradiencie, który ogranicza rezonans do jednego przekroju próbki. Wykorzystywał przy tym swobodną, między impulsami, precesję spinów protonów oraz zjawisko echa spinowego w wersji wypracowanej przez Carra [9].

W. S. Hinshaw i W. S. Moore [8] stosują trzy prostopadłe gradienty pola modulowane różnymi częstościami. Przecięcie ich płaszczyzn rezonansowych wyróżnia mały element objętości. Odbiera się z niego sygnał NMR i przechodzi kolejno całą objętość próbki, wykreślając gęstość element po elemencie, bez rekonstrukcji wymagającej maszyny cyfrowej.

P. Mansfield [11—15] umieszcza próbkę w stałym polu magnetycznym B_0 wzdłuż osi x (zob. rys. 1). Impulsowy, przerywany, gradient $G_x = \partial B_x / \partial x$ ogranicza rezonans do warstwy grubości Δx w płaszczyźnie x_0 . Przykładany w przerwach i periodycznie zmienny w czasie gradient $G_y = \partial B_x / \partial y$ wywołuje ciąg sygnałów echa spinowego poszerzanych statycznym gradientem $G_z = \partial B_x / \partial z$. Wykonywana przez maszynę cyfrową transformacja Fouriera ciągu sygnałów echa spinowego daje zbiór profili rozkładu spinów w warstwie próbki. Można powiedzieć, że w tej metodzie na obiekt nakłada się periodyczną w czasie strukturę pola magnetycznego, taką iż jej transformata Fouriera daje rozkład gęstości spinów w trójwymiarowej przestrzeni próbki. Wzory na tę transformatę Fouriera podane są w pracy Mansfielda [12]. Dyskusja długości impulsów, które muszą być krótsze od czasów relaksacji spinów, rozwinięta jest w pracy Mansfielda i Maudsleya [13]. Przestrzenna liniowa zdolność rozdzielcza, ograniczona stosunkiem sygnału do szumu, może wynosić około 0,3 mm do 0,1 mm, ale np. po-

prawa tej zdolności liniowej od 0,3 do 0,1 mm wydłuża czas pomiaru od 0,1 sekundy do 1 minuty. Schemat blokowy stosowanej aparatury i szczegóły techniczne podane są w pracach Mansfielda et al. [14, 15]. Istnieje jeszcze parę innych metod tworzenia obrazów NMR opisanych w literaturze [10, 16, 17].



Rys. 1. Szkic próbki kształtu cylindrycznego umieszczonej w statycznym polu magnetycznym B_0 i gradience pola G_x , który ogranicza rezonans magnetyczny do spinów w warstwie grubości Δx w płaszczyźnie x_0

4. Zastosowania

Prześwietlanie NMR materii żywej, tkanek roślinnych, zwierzęcych i w szczególności tkanek człowieka budzi zrozumiałe zainteresowanie. Prześwietlanie NMR jest nieniszczące. Ani utrzymywane statyczne pole magnetyczne, co najwyżej rzędu 6 T (tesli), ani stosowane częstotliwości pola radiowego, niewielkiej zresztą mocy, nie są szkodliwe dla zdrowia, choć mówiąc ściślej, dopiero dalsze doświadczenia mogą dostarczyć więcej wiadomości na temat bezpieczeństwa prześwietlania NMR.

NMR daje obraz gęstości protonów, ogólnie może dawać obraz gęstości jąder posiadających nieznikający moment magnetyczny [3,4]. Natężenie sygnału NMR nie zależy, w przeciwieństwie do natężenia absorpcji promieni X, od liczby atomowej. Dlatego właśnie NMR nadaje się do prześwietlania cieczy, przede wszystkim roztworów wodnych, tkanek miękkich, naczyń limfatycznych, szpiku, dalej ropni, cyst, guzów, nowotworów.

Kości nie stanowią przeszkody ani dla pola magnetycznego ani dla pola radiowego, tak, że nawet wnętrza w kościach są dla NMR dostępne. Sama tkanka kostna ma mniej protonów i protony w niej są mniej ruchome, co daje znacznie słabszy sygnał NMR i odróżnia kości od innych tkanek.

Możliwe jest obrazowanie nie tylko rozkładu przestrzennego gęstości protonów, ale także czasów relaksacji spinowej, w szczególności czasów relaksacji spin-sieć. Wobec tego NMR może rozróżniać tkanki o podobnej gęstości atomowej poprzez różne w nich czasy relaksacji

spinowej. Istnieją już wskazówki [18—20], że czasy relaksacji spinowej protonów w tkankach chorych na raka są dłuższe aniżeli w odpowiednich tkankach zdrowych, co może stać się podstawą zastosowania prześwietlania NMR w diagnostyce.

NMR dostarcza informacji uzupełniających te, które otrzymać można dotychczasowymi metodami prześwietleń.

Prześwietlenie NMR wymaga utrzymania w dostatecznie dużej objętości jednorodnego stałego pola magnetycznego oraz kontrolowanych składowych gradientu. Typowy odstęp biegunów dużego magnesu Varian wynosi parę cm. Prześwietlenie NMR próbki o rozmiarach tego rzędu wymaga czasu kilku albo kilkunastu minut. Dla przykładu na rys. 2 reprodukowany jest obraz NMR rozkładu gęstości protonów w przekroju o średnicy 15 mm strąka rośliny afrykańskiej okra (*Hibiscus esculentus*). Obraz otrzymała grupa P. Mansfielda [8]. Na rys. 3 reprodukowany jest obraz NMR (zeugmatogram) rozkładu protonów w płaszczyźnie poprzecznej przechodzącej przez żołądek szczura. Obraz otrzymała grupa W. S. Hinshawa [8]. Obie grupy pracują na wydziale fizyki Uniwersytetu Nottingham, gdzie dziekanem wydziału jest profesor E. R. Andrew [8]. W Wielkiej Brytanii Medical Research Council i Science Research Council przeznaczyły w ostatnim roku poważne sumy na prace nad rozwojem urządzeń do prześwietlania NMR tkanek *in vivo*, prześwietlania tkanek ciała ludzkiego i zastosowaniem wyników w celach diagnostycznych. Pracę prowadzą dwie wymienione grupy w Nottingham oraz grupa na Uniwersytecie w Aberdeen. Ostatnio produkują się kolorowe zdjęcia NMR: jasność obrazu daje gęstość protonów, a barwa, od czerwonej do niebieskiej, czasy relaksacji spinowej.

Otrzymano już obrazy NMR tkanek różnych roślin, pierwsze obrazy żywej mały w muszli, dalej obrazy świnek morskich, szczurów, królików, wreszcie dłoni ludzkiej. Wyrażane są nadzieje na prześwietlanie większych obiektów. Spodziewane są pomiary techniką NMR dyfuzji i przepływów cieczy. Obecnie uwaga skierowana jest przede wszystkim na wynalezienie sposobów, które pozwoliłyby na możliwe przyspieszenie procesu prześwietlania i otrzymywania dobrych obrazów NMR.

Literatura

- [1] P. Alais, *Rev. Phys. Appl.* **11**, 559 (1976).
- [2] P. Alais, *Acoust. Hologr.* **4**, 237 (1972); **5**, 671 (1974).
- [3] P. C. Lauterbur, *Nature* **242**, 190 (1972).
- [4] P. C. Lauterbur, *Pure Appl. Chem.* **40**, 149 (1974).
- [5] P. Mansfield, P. K. Grannell, *J. Phys. C: Solid State Phys.* **6**, L422 (1973).
- [6] P. Mansfield, P. K. Grannell, *Phys. Rev.* **B12**, 3618 (1975).
- [7] W. S. Hinshaw, *J. Appl. Phys.* **47**, 3709 (1976).
- [8] E. R. Andrew, *Phys. Bull.* **28**, 323 (1977).
- [9] H. Y. Carr, *Phys. Rev.* **112**, 1693 (1958).
- [10] A. N. Garraway, P. K. Grannell, P. Mansfield, *J. Phys. C: Solid State Phys.* **7**, L457 (1974).
- [11] P. Mansfield, A. A. Maudsley, *J. Phys. C: Solid State Phys.* **9**, L409 (1976).
- [12] P. Mansfield, *J. Phys. C: Solid State Phys.* **10**, L55 (1977).
- [13] P. Mansfield, A. A. Maudsley, *J. Magnet. Resonance* **27**, 101 (1977).
- [14] P. Mansfield, A. A. Maudsley, T. Baines, *J. Phys. E: Sci. Instrum.* **9**, 271 (1976).
- [15] T. Baines, P. Mansfield, *J. Phys. E: Sci. Instrum.* **9**, 809 (1976).
- [16] A. Kumar, D. Welti, R. R. Ernst, *Naturwissenschaften* **62**, 34 (1975).
- [17] A. Kumar, D. Welti, R. R. Ernst, *J. Magnet. Resonance* **18**, 69 (1975).
- [18] R. Damadian, *Science* **171**, 1151 (1971).
- [19] I. D. Weisman, L. H. Bennett, L. R. Maxwell, M. W. Woods, D. Burk, *Science* **178**, 1288 (1972).
- [20] J. G. Diegel, M. M. Pintar, *J. Nat. Cancer Inst.* **55**, 725 (1975).



Rys. 2. Reprodukacja obrazu NMR rozkładu gęstości protonów w przekroju o średnicy 15 mm strąka rośliny afrykańskiej okra [8]



Rys. 3. Reprodukacja obrazu NMR (zeugmatogram) rozkładu protonów w płaszczyźnie przechodzącej przez żołądek szczura [8]

ZAGADNIENIA DYDAKTYKI FIZYKI W SZKOŁACH WYŻSZYCH

Kazimierz Badziąg

Uniwersytet Gdański
Gdańsk

Wiesław Trzampczyński

Wyższa Szkoła Pedagogiczna
Słupsk

O pracach magisterskich z fizyki na specjalności nauczycielskiej

On the M. Sc. Theses for the Pedagogical Direction of Studies

Abstract: According to the present compulsory rules the M. Sc. graduate theses for physicists specializing in pedagogical direction should concern some specified field of physics as a whole. The dissertations concerning the teaching methods of physics (physics didactics) are also allowed. In both cases the monographical compilatory works are admissible. The authors are against of any kind of the theses compilatory in character regarding them as void from the educational viewpoint. They are of the opinion that the students taking the stationary courses should carry out generally on experimental research. The other should present merely the M. Sc. theses concerning the didactics of physics. The last dissertations will remain complementary in character but they can be of practical interest constituting a basis for larger works in field of the didactics of physics.

Dynamiczny rozwój nauczycielskich studiów magisterskich opartych na nowych programach, a zwłaszcza poważny wzrost liczby studiujących znacząco stwarza realne niebezpieczeństwo obniżenia poziomu prac magisterskich. Pomijając wszelkie inne aspekty tego zagadnienia trzeba przypomnieć, że prace dyplomowe pisali również studenci SN i WSN i prace magisterskie nie powinny być z nimi na jednakowym poziomie. Stwierdzenie to mogłoby się wydawać truizmem, gdybyśmy nie uwzględnili wskazówek najnowszego programu seminarium magisterskiego i dydaktyki fizyki. Mówi się w nich o pracach z dydaktyki fizyki i z wybranego działu fizyki. Czytamy tam: „Prace magisterskie z wybranego działu fizyki będą polegały na przygotowaniu opracowania o charakterze przeglądowym, uwzględniającego najnowsze osiągnięcia z wybranej dziedziny”. Wprawdzie określa się dalej, że ich poziom byłby na tyle wysoki, aby można je opublikować w *Postęпах Fizyki*, ale nie zmienia to faktu, że prace na specjalności nauczycielskiej zawęża się do prac kompilacyjnych. Jesteśmy przeciwni takiemu postawieniu sprawy, gdyż tego rodzaju prace nie dają nikomu korzyści i czynią zadość jedynie

tradycji pisania prac. Należałoby pozostać przy podziale na prace z fizyki teoretycznej i doświadczalnej. Ich tematyka nie musi się wcale wiązać z programem szkoły średniej czy podstawowej, gdyż zawęziłoby to zakres i obniżało poziom. Natomiast uzasadnionym byłby postulat ograniczenia prac z fizyki teoretycznej do tych studentów, którzy wykazują w tym kierunku specjalne zamiłowanie i uzdolnienie.

Prace z fizyki doświadczalnej powinny mieć charakter eksperymentalny. Nie muszą to być prace odkrywcze, mogą to być zadania na miarę ćwiczeń w drugiej pracowni, opracowanych samodzielnie. Samo zaprojektowanie, zestawienie układu i wykonanie pomiarów ma już duże znaczenie kształcące. Największą jednak wartość przedstawia chyba samo praktyczne poznanie metodologii wykonywania i pisania takich prac. Sądzymy, że na studiach dziennych możliwe będzie ustawienie takich prac dla wszystkich studentów. Nie jest bowiem uzasadnione zlecenie tym studentom pisania prac z dydaktyki fizyki (co dalej szczegółowo uzasadnimy). Pewne trudności mogą wystąpić na studiach zaocznych i związane będą z brakiem aparatury, brakami możliwości zakwaterowania i trudnościami w uzyskaniu dodatkowych urlopów. Dostrzegamy tu jednak następujące środki zaradcze:

1. Na studiach zaocznych większość powinny stanowić prace z dydaktyki fizyki.
2. Część eksperymentalna z fizyki doświadczalnej może być nieco mniej rozbudowana i pracochłonna niż na studiach dziennych (co zostanie zrekompensowane szerszym i głębszym opracowaniem teoretycznym).

3. Uwzględnienie wszelkich możliwości oparcia pomiarów o zestawy z pracowni II, nie zawsze w pełni wykorzystane. Istnieją także pewne możliwości dokonania pomiarów w pracowniach terenowych w pobliżu miejsca zamieszkania dyplomanta (np. Sanepid, zakłady przemysłowe, instytuty terenowe).

Nasze uwagi nie wyczerpują zagadnienia i nie mają stanowić próby sformułowania jakichś wytycznych. Chcemy jedynie podkreślić konieczność takiego ustawienia prac z fizyki na specjalności nauczycielskiej, aby nie były one uważane za łatwiejsze i mniej pracochłonne od dobrze sformułowanych prac z dydaktyki fizyki.

Wytyczne programowe w sprawie prac z dydaktyki fizyki są jeszcze bardziej dyskusyjne i nimi chcemy się zająć szerzej. Sam program z dydaktyki fizyki budzi wiele zastrzeżeń, ale nie będziemy tu zajmować się jego szczegółową krytyką. (Wystarczy wspomnieć, że nie zawiera on ani jednego zdania na temat lekcji próbnych przeprowadzanych w szkole ćwiczeń). Zalecany wybór tematu w semestrze 7 jest stanowczo zbyt późny. W punkcie dotyczącym praktyki w ósmym semestrze czytamy w programie: „W zasadzie praktyka ta powinna zakończyć całość przygotowań do napisania pracy magisterskiej. W ramach tej praktyki i prac magisterskich można podjąć w niewielkiej skali, pewne oryginalne doświadczenia pedagogiczne”. Pomijając już kwestię możliwości przeprowadzenia takiego eksperymentu przez stawiającego pierwsze kroki w zawodzie nauczycielskim adepta i wartość takich prób, można twierdzić, że nie pozostanie mu na to czasu. Również autorzy programu seminarium magisterskiego wyrażają podobne zdanie pisząc: „studenci studiów dziennych będą podejmować przede wszystkim prace nie wymagające prowadzenia eksperymentu dydaktycznego, ponieważ nie mają oni jeszcze doświadczenia dydaktycznego ani możliwości eksperymentowania w szkole”.

Proponowane jednak przez program seminarium tematy prac magisterskich z dydaktyki fizyki są mocno dyskusyjne. Naszym zdaniem prace kompilacyjne z dydaktyki fizyki nie mają racji bytu. Utwierdzają one studentów w przekonaniu o postulatycznym charakterze tej dyscypliny opierającej się nie na doświadczeniu lecz na autorytetach. Tego rodzaju prace bywają zazwyczaj najeżone zwrotami „trzeba”, „należy”, „powinno się”, bez uzasadnienia konieczności lub wskazówek praktycznych jak to robić i dlaczego tak. Rozważając proponowane grupy tematów można dokonać krytyki bardziej szczegółowej.

1. Analiza porównawcza ujęć metodycznych poszczególnych działów fizyki w różnych podręcznikach krajowych i zagranicznych budzi szereg zastrzeżeń. Po pierwsze, nie drukuje się u nas podręczników w dwóch wersjach, co znacznie zawęży temat. Po drugie, trudno jest porównywać podręczniki różnych szczebli i typów szkół. Po trzecie, często podręczniki nie przedstawia-

ją żadnego ujęcia metodycznego pozostawiając je do wyboru nauczycielowi *. Po czwarte wreszcie, jest to typowa praca kompilacyjna, nie przedstawiająca wartości kształcącej, a do jej napisania wcale nie są potrzebne studia specjalistyczne.

2. Analiza merytoryczna doboru i układu treści zawartych w szkolnych podręcznikach fizyki. Inaczej mówiąc chodzi tu o badanie porównawcze struktur. Subiektywność metod analizy strukturalnej wyklucza naszym zdaniem możliwość teoretycznej optymalizacji poszczególnych struktur przez osoby nie posiadające dostatecznej praktyki szkolnej i możliwości praktycznej weryfikacji hipotez.

3. Opracowania przeglądowe należy wykluczyć jako prace kompilacyjne sprowadzające się do przepisania kilku artykułów. Pomijamy już trudności z zaopatrzeniem się w dostatecznie szeroką literaturę.

4. Opracowanie fragmentu podręcznika także nie wydaje się tematem uzasadnionym ani wartością praktyczną samej pracy, ani możliwościami realizacji tego zadania. Wszak obecne podręczniki pisane są przez osoby o znacznie wyższych kwalifikacjach, a jednak posiadają szereg wad i oceniane są nisko. Umiejętność pisania podręcznika nie będzie zresztą nauczycielowi potrzebna. Wyjątek od tej zasady stanowi opracowanie fragmentu podręcznika programowanego, jeśli będzie to połączone z weryfikacją na tzw. małej populacji.

5. Ostatnia z propozycji dotyczy projektowania i budowy nowych pomocy naukowych i jest stosunkowo najlepszą. Jednak i ona może budzić szereg wątpliwości. Po pierwsze, przy wieloletniej pracy dużej liczby firm produkujących na całym świecie pomoce naukowe i posiadające własne biura konstrukcyjne trudno oczywiście oczekiwać od studentów nowych i oryginalnych rozwiązań. Po drugie, wobec skreślenia z planu praktikum warsztatowego studenci fizyki nie posiadają nawet cienia umiejętności warsztatowych. Po trzecie, bywają trudności warsztatowe i materiałowe. Po czwarte, prace opierają się zazwyczaj na katalogach firm produkujących pomoce i istnieje bardzo poważne niebezpieczeństwo splotenia tematu.

Tak więc uzasadniony jest chyba wcześniej wysunięty postulat rezygnacji z prac dydaktycznych na studiach dziennych. Natomiast na studiach zaocznych należy prace z dydaktyki fizyki ustawić w płaszczyźnie badawczej. Tego rodzaju prace mogą studentom przynieść duże korzyści. Dzięki nim zapoznają się oni praktycznie z metodologią prac badawczych z dydaktyki, a może zostaną zachęceni do kontynuacji badań w przyszłości.

Te wycinkowe prace ujęte w plany zakładu mogą być podstawą szerszych, ogólnie przydatnych opracowań. Oczywiście należałoby umożliwić publikację takich prac. Byłaby również pożyteczną wymiana informacji między ośrodkami na temat podejmowanej problematyki badań.

Oczywiście nie wszystkie prace będą miały znaczenie praktyczne, ale jeśli w trakcie obrony dyplomant dostrzeże popełnione usterki, potrafi wysunąć nowe problemy, jakie mu się nasunęły, przedstawić zmiany, jakich dokonaby, pisząc tę samą pracę po raz drugi, to już cel kształcący został osiągnięty. Dodajmy, że istnieje bardzo duża liczba tematów czekających na eksperymentalne zbadanie. Bardzo znaczna liczba twierdzeń opiera się na autorytetach lub przesłankach logicznych.

Na zakończenie naszych rozważań pragniemy zwrócić uwagę na niektóre trudności w realizacji prac badawczych z dydaktyki. Wynikają one ze specyfiki tych prac, które w przeciwieństwie do prac z fizyki nie dadzą się, dzięki intensyfikacji wysiłku, ograniczyć do krótkiego okresu, lecz muszą być dostosowane do rytmu pracy szkoły. W niektórych przypadkach roczny okres badań łącznie z przygotowaniem jest zbyt krótki. Należałoby więc rozdać tematy już w połowie roku trzeciego. W związku z tym byłoby niezbędne wprowadzenie na tym roku 15—20 godzin proseminarium. Pozwoliłoby to na zapoznanie z aktualnym planem badań, a także metodologią pisania pracy. Ułatwiłoby też studentom właściwy wybór tematyki, wcześniejsze przygotowanie badań, planu pracy, a więc wpłynęło korzystnie na jej jakość. Takie wstępne przygotowanie jest niezbędne i bez niego studenci czują się zagubieni i błędą tracąc wiele czasu bezproduktywnie.

* Nie można przecież utożsamiać metody (ujęcia metodycznego) ze strukturą dydaktyczną układu treści nauczania.

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

XXV Jubileuszowy Zjazd Fizyków Polskich we Wrocławiu

W dniach od 19 do 24 września 1977 roku odbył się we Wrocławiu XXV Jubileuszowy Zjazd Fizyków Polskich, zorganizowany przez Zarząd Główny i Wrocławski Oddział Polskiego Towarzystwa pod honorowym patronatem Prezesa Rady Ministrów PRL Piotra Jaroszewicza. W Zjeździe wzięło udział około 660 fizyków z różnych ośrodków, w tym liczna grupa nauczycieli fizyki szkół średnich. Uroczyste otwarcie Zjazdu odbyło się w Auli Politechniki Wrocławskiej. Zjazd otworzył prezes Zarządu Głównego Polskiego Towarzystwa Fizycznego prof. dr Z. Wilhelm. W swoim przemówieniu przedstawił krótko historię poprzednich 24 Zjazdów Fizyków Polskich, oraz cele jakie przyświecały organizatorem 25 Zjazdu. Odczytał On także list Prezesa Rady Ministrów PRL Piotra Jaroszewicza skierowany do uczestników Zjazdu. Następnie przemawiał prezes Polskiej Akademii Nauk prof. dr W. Trzebiatowski. W swoim wystąpieniu podkreślił On rolę i znaczenie badań fizycznych w rozwoju innych dyscyplin naukowych oraz w rozwoju nowoczesnej techniki i gospodarki narodowej. Powitalne przemówienia wygłosili także Wojewoda Wrocławski Mikołaj Hankiewicz, Minister Energetyki i Energii Atomowej dr inż. T. Zastawnik, Rektor Politechniki Wrocławskiej prof. dr T. Porębski, Rektor Uniwersytetu Wrocławskiego prof. dr K. Urbanik, oraz prof. dr C. Wesołowska.

Obrazy Zjazdu odbywały się w salach Politechniki Wrocławskiej z wyjątkiem jednej sesji plenarnej Dydaktyki Fizyki, która odbyła się w zabytkowej, barokowej Auli Leopoldina Uniwersytetu Wrocławskiego.

Program Zjazdu obejmował nieomal wszystkie dziedziny fizyki uprawiane w kraju. Głównym celem Zjazdu było dokonanie przeglądu osiągnięć fizyków polskich na tle sytuacji światowej. Jako temat przewodni Zjazdu na pierwszy plan wysunięto Nowe Metody Fizyki, znajdujące zastosowanie w różnych gałęziach gospodarki i w różnych naukach. Temu zagadnieniu poświęcono 3 posiedzenia plenarne, na których wygłoszono 14 referatów dotyczących różnych metod fizycznych i różnych zastosowań osiągnięć fizyki. Na posiedzeniach plenarnych Zjazdu wygłoszono następujące referaty z tej tematyki:

- prof. dr Julian Auleytner — Instytut Fizyki PAN (Warszawa): *Badania rentgenowskie i elektromikroskopowe oraz ich zastosowanie w technice,*
- prof. dr Miron Gaj — Instytut Fizyki Politechniki Wrocławskiej: *Transport informacji metodami optycznymi,*
- prof. dr Andrzej Hrynkiwicz — Instytut Fizyki Jądrowej (Kraków): *Spektroskopia mössbaurowska w nauce i technice,*
- prof. dr Bogusława Jeżowska-Trzebiatowska — Instytut Chemii Uniwersytetu Wrocławskiego: *Oddziaływania magnetyczne w molekularnych i biomolekularnych układach złożonych związków metali,*
- prof. dr Sylwester Kaliski — Instytut Fizyki Plazmy i Laserowej Mikrosyntezy (Warszawa): *Idea profilowanej kompresji wybuchowej dla realizacji mikrosyntezy termojądrowej,*

- prof. dr Bohdan Karczewski — Instytut Fizyki Doświadczalnej Uniwersytetu Warszawskiego:
Zastosowanie laserów,
- prof. dr Bolesław Makiej — Instytut Niskich Temperatur i Badań Strukturalnych PAN
(Wrocław): *Zastosowanie nadprzewodników,*
- prof. dr Ignacy Malecki — Instytut Podstawowych Problemów Techniki PAN (Warszawa):
Nowe zastosowania akustyki i ich fizyczne podstawy,
- prof. dr Ryszard Męclewski — Instytut Fizyki Doświadczalnej Uniwersytetu (Wrocław):
Metody fizyki powierzchni metali,
- prof. dr Marian Mięśowicz — Międzyresortowy Instytut Fizyki i Techniki Jądrowej AGH
(Kraków): *Ciekłe kryształy i ich techniczne zastosowanie,*
- prof. dr Bogdan Paszkowski — Instytut Technologii Elektronowej Politechniki Warszawskiej:
Optoelektronika zintegrowana,
- doc. dr hab. Ewa Skrzypczak — Instytut Fizyki Doświadczalnej Uniwersytetu Warszawskiego:
Metody fizyczne w medycynie,
- prof. dr Bogdan Sujak — Instytut Fizyki Doświadczalnej Uniwersytetu Wrocławskiego:
Niskie temperatury w technice,
- prof. dr Włodzimierz Żuk — Instytut Fizyki UMCS (Lublin): *Spektrometria mas w technice.*

Na XXV Zjeździe powrócono do tradycji dawnych Zjazdów Fizyków umożliwiając młodym fizykom prezentację prac własnych. Ze względu na obszerność tematyki Zjazdu większość obrad odbywała się równolegle w siedmiu sekcjach specjalistycznych, które w zależności od liczby zgłoszonych i zakwalifikowanych prac miały różną liczbę posiedzeń. W ramach posiedzeń sekcji specjalistycznych były wygłoszone referaty zarówno przeglądowe jak i komunikaty z prac własnych. Z powodu dużej liczby nadesłanych komunikatów na Zjazd nie wszystkie mogły być prezentowane ustnie. Dlatego po raz pierwszy na Zjeździe Fizyków zorganizowano w niektórych sekcjach „sesje plakatowe”, które cieszyły się dużym powodzeniem. Wydaje się, że ta nowoczesna forma prezentacji prac powinna być upowszechniona na Zjazdach Fizyków. Obrady Zjazdu odbywały się równolegle w następujących sekcjach specjalistycznych:

- Sekcja S — Fizyka Ciała Stałego — 4 sesje + 2 sesje plakatowe,
Sekcja J — Fizyka Jądra Atomowego — 2 sesje + 1 sesja plakatowa,
Sekcja E — Fizyka Wysokich Energii i Cząstek Elementarnych — 2 sesje,
Sekcja O — Optyka — 3 sesje + 1 sesja plakatowa,
Sekcja M — Fizyka Molekularna — 3 sesje,
Sekcja St — Fizyka Statystyczna — 1 sesja,
Sekcja D — Zagadnienia nauczania fizyki — 1 sesja plenarna + 1 sesja.

W ramach Sekcji Fizyki Ciała Stałego były przedstawione wyniki badań metali, nadprzewodników, magnetyków, dielektryków, półprzewodników, oraz ciekłych kryształów. Na sesjach Sekcji Fizyki Jądrowej przedstawiono problemy dotyczące badania reakcji jądrowych i struktury jąder atomowych. Obrady Sekcji Fizyki Wysokich Energii i Cząstek Elementarnych były poświęcone głównie oddziaływaniom cząstek elementarnych wysokiej energii. Na sesjach Optyki prezentowano różne zagadnienia z dziedziny spektroskopii atomowej, optyki kwantowej i optyki fizycznej. Sesje Sekcji Fizyki Molekularnej były związane głównie z problematyką oddziaływań molekularnych w cieczach i ciałach stałych. Na Sesji Fizyki Statystycznej przedstawiono niektóre zagadnienia termodynamiki statystycznej fazy skondensowanej.

Uczestnicy Zjazdu wykazali także duże zainteresowanie problemami nauczania fizyki na różnych poziomach. Obydwie Sesje Dydaktyki Fizyki cieszyły się dużą frekwencją i żywą dyskusją.

Przed Zjazdem opublikowano I część materiałów zjazdowych zawierającą tytuły referatów plenarnych i przeglądowych oraz streszczenia komunikatów z prac własnych. Część II materiałów zjazdowych zawierająca referaty plenarne i przeglądowe jest w druku. W ramach Zjazdu odbyło się Walne Zebranie Polskiego Towarzystwa Fizycznego, na którym wybrano ponownie prezesem Polskiego Towarzystwa Fizycznego prof. dr Z. Wilhelmięgo.

Obszerny program naukowy Zjazdu nie przeszkodził uczestnikom we wzięciu udziału



Ryc. 1. Część Prezydium Zjazdu Fizyków w czasie otwarcia



Ryc. 2. Prof. dr Z. Wilhelmi, prezes PTF, wita uczestników Zjazdu



Rys. 3



Ryc. 3, 4. Fragmenty sali obrad w czasie Zjazdu Fizyków

w licznych imprezach towarzyszących. W czasie Zjazdu czynne były wystawy: książki, aparatury dydaktycznej i naukowej, które zwiedziło wielu uczestników. Podobnie dużą frekwencją cieszyła się projekcja filmów krótkometrażowych z różnych dziedzin fizyki. Wielu uczestników wzięło udział w zwiedzaniu placówek naukowo-badawczych i dydaktycznych ośrodka wrocławskiego. Wycieczka autokarowa po Wrocławiu umożliwiła zapoznanie się z odbudowanym miastem. Po Zjeździe odbyła się całodzienna wycieczka w Góry Stołowe. Dużym powodzeniem wśród uczestników Zjazdu cieszyły się także spektakle w teatrach Wrocławia. W tradycyjnym na Zjeździe Fizyków wieczorze towarzyskim wzięło udział 200 osób. Wieczór odbył się z tańcami oraz z toastami, m. in. prof. M. Mięśowicz wznosząc toast za rozwój młodych gwiazd fizycznych podzielił się wspomnieniami z dawnych Zjazdów Fizyków.

Organizatorom Zjazdu trudno ocenić, czy Jubileuszowy XXV Zjazd Fizyków był udany i mile zapisze się w pamięci jego uczestników. Wydaje się, że mimo niesprzyjającej pogody, na Zjeździe panowała bardzo serdeczna atmosfera, która umożliwiła nawiązanie i zacieśnienie kontaktów między fizykami różnych pokoleń.

Przewodnicząca Komitetu Organizacyjnego
Cecylia Wesolowska

Na XXV Zjeździe Polskiego Towarzystwa Fizycznego (Wrocław, wrzesień 1977) podczas posiedzenia Walnego Zgromadzenia, na podstawie wniosku Sekcji Dydaktycznej Zjazdu przedstawiono uczestnikom Zgromadzenia projekt uchwały w sprawie nauczania fizyki. Po dyskusji, w wyniku głosowania projekt ów przytłaczającą większością głosów został przez Walne Zgromadzenie PTF zaakceptowany, przy czym Zarząd Główny został zobowiązany do przedstawienia uchwały Ministerstwu Nauki, Szkolnictwa Wyższego i Techniki oraz Ministerstwu Oświaty i Wychowania. Poniżej zamieszczamy pełny tekst uchwały.

UCHWAŁA XXV ZJAZDU FIZYKÓW POLSKICH W SPRAWIE NAUCZANIA FIZYKI

Fizycy, zebrani na swoim XXV Zjeździe we Wrocławiu, świadomi, że dalszy rozwój i podnoszenie poziomu badań fizycznych, a w konsekwencji także techniki w Polsce, zależy w istotny sposób od nauczania fizyki na szczeblu średnim i wyższym; przekonani, że nauczanie w odpowiednim zakresie i w odpowiedni sposób fizyki w przyszłej powszechnej szkole dziesięcioletniej będzie miało ważny wpływ na ogólny poziom umysłowy społeczeństwa oraz kwalifikacje zawodowe poszczególnych obywateli, przedyskutowali niektóre aspekty obecnego i rysującego się w perspektywie nadchodzących lat stanu nauczania fizyki w Polsce. W wyniku tej dyskusji doszli oni do następujących wniosków.

I. W sprawie badań nad dydaktyką fizyki

Zebrani stwierdzają, że obecny stan naszej wiedzy o możliwościach percepcyjnych ucznia i o rozwoju tych możliwości z wiekiem jest wciąż niedostateczny i wymaga znacznej intensyfikacji badań. Te podstawowe zagadnienia powinny stać się przedmiotem badań empirycznych zespołów interdyscyplinarnych złożonych z fizyków, dydaktyków fizyki, psychologów i pedagogów. Badaniom tym należy nadać odpowiednią rangę oraz dopomóc w ich finansowaniu. Dopóki badania te nie zostaną dostatecznie zaawansowane, dopóty opracowywane programy nauczania będą mieć charakter prowizoryczny i należy się liczyć z koniecznością wprowadzenia do nich być może poważnych zmian.

II. W sprawie nauczania fizyki na poziomie średnim

A. Obecnie istniejący program nauczania fizyki w szkole dziesięcioletniej, przy swojej ogólnie słusznej idei przewodniej, którą jest analiza budowy materii, i przy wielu szczęśliwych rozwiązaniach szczegółowych, ma szereg wad, wymagających dalszej pracy nad jego doskonaleniem. Należy tu wymienić przede wszystkim niewspółmierność materiału zawartego w programie z liczbą godzin przeznaczonych na fizykę. Wymaga to zarówno powiększenia tej liczby godzin, jak i dokonania redukcji materiału programowego. Dalszymi wadami programu są: 1) brak korelacji z takimi przedmiotami jak matematyka, chemia czy zajęcia techniczne; 2) brak podsumowań poszczególnych działów fizyki; 3) brak odniesień rozwoju fizyki do kontekstu społeczno-historycznego, gospodarczego i światopoglądowego.

B. Poza pracą nad udoskonaleniem programu fizyki nasuwa się potrzeba wprowadzenia w klasie piątej utrzymanego na poziomie jakościowym przedmiotu stanowiącego wstęp do nauk przyrodniczych takich jak fizyka z astronomią, chemia i geografia fizyczna. Dotychczasowe próby rozwiązania tego problemu w programie, które dotyczą w zasadzie tylko nauk biologicznych, uważamy za niewystarczające. Nasza propozycja dopomogłaby w zintegrowaniu nauk przyrodniczych i w szerszym pojmowaniu zadań i znaczenia fizyki wśród tych nauk, jako tej z nich, która tworzy podstawy merytoryczne, metodologiczne i pomiarowe dla całego przyrodoznawstwa.

C. Istniejący obecnie program nauczania fizyki ma charakter ramowy i nie wynika z niego, jak fizyka będzie nauczana w szkole. Program ten należy rozumieć jako część nie istniejącego na razie pełnego systemu nauczania. Na system ten powinny się złożyć także podręczniki dla uczniów i nauczycieli, odpowiednia lektura uzupełniająca dla ucznia, pomoce szkolne, system pracy w klasach, pracowniach i w domu, system ocen i sprawdzianów, oraz system kształcenia i dokształcania nauczycieli. Szczególny nacisk należy położyć na konieczność szerokiego uwzględnienia eksperymentu uczniowskiego w praktyce szkolnej. Powstający system powinien być poddawany ciągłej weryfikacji w wybranych szkołach w różnych regionach kraju i różnych środowiskach. Istniejący program ramowy jest tylko pewnym prowizorium o ograniczonym znaczeniu praktycznym.

D. Zwracamy uwagę na to, że jeśli chodzi o fizykę, to absolwenci szkoły dziesięcioletniej nie będą wystarczająco przygotowani do podjęcia studiów wyższych na kierunkach matematyczno-fizycznych, przyrodniczych i technicznych. Dlatego też za rzecz konieczną uważamy rychłe podjęcie prac nad założeniami dwuletnich szkół specjalistycznych, poprzedzających szkoły wyższe. Wśród różnych typów tych szkół powinien się znaleźć typ matematyczno-fizyczny.

E. Wprowadzenie w życie szkoły dziesięcioletniej nie powinno odwracać uwagi od konieczności stałego doskonalenia poziomu nauczania, podręczników i bazy materialnej dla obecnej szkoły podstawowej i średniej, na co powinny być przyznane odpowiednie środki finansowe.

III. W sprawie nauczania fizyki na poziomie wyższym

A. Zjazd wyraża głębokie przekonanie, że studia fizyczne, które wymagają przejścia przez długi system pracowni i wykładów, w tym także przez obszerny kurs matematyki, są szczególnie trudne i wymagają od studenta wyjątkowego wysiłku. Dlatego też jest rzeczą konieczną przywrócenie na tym kierunku studiów pięcioletnich zarówno na specjalności nienauczycielskiej, jak i nauczycielskiej.

B. Zjazd z troską śledzi kurczenie się programu nauczania fizyki w uczelniach pozauniwersyteckich, a przede wszystkim w wyższych szkołach technicznych i akademiach medycznych. Wyrażamy przekonanie, że tendencja ta jest szkodliwa dla rozwoju techniki i gospodarki narodowej oraz innych dziedzin życia społecznego. Jest też ona całkowicie sprzeczna z tendencjami panującymi w krajach rozwiniętych gospodarczo, w których fizyka coraz szerzej uwzględniana jest w harmonogramie kształcenia inżynierów. Uważamy, że fizyka nie powinna być

traktowana na politechnikach jako przedmiot uboczny, lecz jako jeden z zasadniczych elementów programowych.

C. Zjazd wyraża przekonanie, że jednym z centralnych zadań uczelni wyższych jest kształcenie i doksztalcanie nauczycieli. Obecna sytuacja budzi nasz niepokój co do systemu rekrutacji, czasu trwania studiów i wynikających stąd napięć w programie nauczania. Uważamy za wysoce pożądane stworzenie systematycznej więzi między uczelnią wyższą i nauczycielami pracującymi w obszarze jej oddziaływania.

D. Zjazd uważa, że jest rzeczą konieczną rozwinięcie badań nad dydaktyką fizyki w szkole wyższej i wprowadzenie tego przedmiotu jako obowiązkowego w czasie stażu asystenckiego.

Szkoła Biofizyki „Biofizyczne i biochemiczne podejścia w biologii molekularnej” w Jabłonie

W dniach 25 września — 1 października 1977 r. odbyła się w Jabłonie Szkoła Biofizyki „Biofizyczne i biochemiczne podejścia w biologii molekularnej”. Organizatorem Szkoły był Zarząd Główny Polskiego Towarzystwa Fizycznego przy współudziale Oddziału Warszawskiego Polskiego Towarzystwa Biofizycznego. Przewodniczącym Komitetu Organizacyjnego był prof. dr hab. K. L. Wierzchowski, dyrektor Instytutu Biochemii i Biofizyki PAN.

Celem Szkoły było zapoznanie młodych pracowników nauki — fizyków i biologów — ze współczesnymi badaniami podstaw samoorganizacji układów biologicznych na różnych poziomach struktury molekularnej oraz porównanie podejść doświadczalnych i teoretycznych. Z inicjatywą szerszego włączenia PTF do stymulacji badań na styku fizyki i biologii, w szczególności w tych nowych kierunkach, które nie są dotychczas szerzej rozwijane w istniejących placówkach naukowych, wystąpiła Sekcja Biofizyki Oddziału Warszawskiego PTF na XXIV Zjeździe Fizyków Polskich w Katowicach w 1975 r.

W Szkole wzięło udział ok. 70 uczestników. Wykładowcami byli wybitni specjaliści polscy i zagraniczni, m. in. grupa uczonych radzieckich z członkiem — korespondentem Akademii Nauk ZSRR, prof. M. W. Wolkensztajnem, oraz z NRD, Czechosłowacji, Szwecji i USA. Wygłoszonych zostało 19 wykładów w pięciu grupach tematycznych:

- I. Samoorganizacja białek (A. Morawiecki (Wrocław), M. J. Karpiejski).
- II. Samoorganizacja kwasów nukleinowych (A. Rabczenko (Warszawa), J. S. Lazurkin (Moskwa), W. I. Iwanow (Moskwa), S. Kwiatkowski (Toruń)).
- III. Nadmolekularne struktury funkcjonalne i ich regulacja (K. Staroń (Warszawa), W. Zagórski (Warszawa)).
- IV. Procesy replikacji i selekcji. Termodynamika układów biologicznych (C. Blomberg (Sztokholm), M. W. Wolkensztajn (Moskwa), W. Ebeling (Rostock), A. L. Kawczyński (Warszawa), W. Klonowski (Warszawa)).
- V. Regulacja genetyczna (T. Kłopotowski (Warszawa), M. A. Savagean (Ann Arbor USA), J. Sośka (Brno)).

Ponadto prof. M. W. Wolkensztajn wygłosił wykład „Rola fizyki w biologii”. Poza programem odbyło się również szereg nieformalnych dyskusji na najbardziej interesujące problemy, poruszone w wykładach.

W tym samym czasie odbył się w Jabłonie „workshop” z chemii kwantowej, „Interactions in Biomolecules and Environmental Effects”, organizowany przez doc. dr hab. J. S. Kwiatkowskiego (Toruń). Uczestnicy „workshopu” byli w większości również uczestnikami Szkoły. Było to więc dodatkowe rozszerzenie tematyki.

Uczestnicy wyrazili wdzięczność Zarządowi Głównemu PTF za zorganizowanie Szkoły, stwierdzając przy tym, że imprezy tego typu, umożliwiające lepsze poznanie zagadnień z „pogranicza” są bardzo potrzebne zarówno fizykom, jak i biologom i powinny być organizowane systematycznie.

Materiały ze Szkoły zostaną opublikowane w nieperiodycznym wydawnictwie Polskiego Towarzystwa Biofizycznego „Zagadnienia Biofizyki Współczesnej”.

Włodzimierz Klonowski

Zbiór zadań z fizyki dla wyższych uczelni technicznych, praca zbiorowa pod redakcją A. N. Kucenki i J. W. Rublewa (z języka rosyjskiego tłumaczyli J. Kempa i A. Szymacha), PWN Warszawa 1977, str. 449, cena zł 58,—

Książka jest bardzo obszernym zbiorem zadań właściwie ze wszystkich działów fizyki. Wzbogaca stosunkowo bogaty już zestaw zbiorów zadań z fizyki przeznaczonych dla studentów wyższych uczelni technicznych. Zawiera łącznie 1186 zadań, z tym że najobszerniej została potraktowana mechanika, fizyka cząsteczkowa i termodynamika, oraz elektryczność i magnetyzm. Zestawy zadań są poprzedzone krótkim tekstem podającym podstawowe prawa, definicje i wzory, co niewątpliwie ułatwia czytelnikowi posługiwanie się książką. Większość zadań jest rozwiązanych lub szczegółowo objaśnionych. Rozwiązania zajmują prawie dwie trzecie podręcznika. Na końcu książki umieszczono tablice wielkości fizycznych.

Moim zdaniem zadania są bardzo standardowe, zamieszczane często w innych zbiorach. Mało jest zadań problemowych. Znaczna część zadań jest zbyt elementarna i może być z powodzeniem przeznaczona dla uczniów szkół średnich. Układ tematyczny jest bardzo typowy. Spowodowało to powtórzenie pewnej liczby zadań z wyznaczania natężenia pola grawitacyjnego i elektrostatycznego (np. 5—14 i 12—18, 5—16 i 12—20). Brak jest natomiast zadań dotyczących wyznaczania potencjału pól i energii potencjalnej. Bardzo elementarnie został potraktowany ruch cząsteczki w polu elektrycznym i magnetycznym. Brak też trudniejszych i bardziej problemowych zadań z ruchu drgającego i falowego.

W programie wykładów z fizyki na wyższych uczelniach technicznych stosunkowo dużo miejsca poświęcone jest fizyce atomowej i jądrowej oraz fizyce ciała stałego. W omawianym podręczniku działy te zostały potraktowane marginesowo. Wprawdzie są dostępne zbiory zadań z fizyki atomowej i jądrowej (np. I. E. Irodowa), jednak uważam, że w tak obszernym zbiorze zagadnieniom tym należało poświęcić więcej miejsca, kosztem zadań zbyt standardowych.

Tłumaczenie książki jest dobre, terminologia na ogół poprawna, choć jednak zamiast „szybkość” należało użyć „prędkość”, zamiast „współczynnik przewodnictwa półprzewodnika” winno być „przewodność właściwa półprzewodnika”. Niepoprawnie jest też pisane nazwisko Boltzmann (Boltzman). W egzemplarzu, który otrzymałem brak stron 273—304, co świadczy o niezbyt starannym wydaniu.

Mimo tych uwag sądzę, że wydanie książki w języku polskim było celowe. Spotyka się ona na pewno z dużym zainteresowaniem wśród słuchaczy wyższych studiów technicznych, ze względu na szczegółowe objaśnienia i rozwiązania zadań. Wiadomo bowiem powszechnie, że samodzielne rozwiązywanie zadań z fizyki sprawia duże trudności początkującym studentom.

Reasumując, książka może być przeznaczona dla studentów I roku wyższych uczelni technicznych zarówno studiów stacjonarnych, jak i wieczorowych. Mogą z niej również skorzystać nauczyciele i bardziej zaawansowani uczniowie ostatnich klas szkół średnich.

Zygmunt Kleszczewski

Jerzy S. Stodółkiewicz: Astrofizyka ogólna z elementami geofizyki. PWN, Warszawa 1977, str. 229, cena zł 50,—

Jest to trzecie wydanie podręcznika, przeznaczonego dla studentów fizyki do przedmiotu, który dawniej był wykładany na II roku studiów w wymiarze 45 godzin, obecnie — w wymiarze 30 godzin na III lub IV roku, zależnie od kierunku i ośrodka. Ponadto, jak słusznie autor zaznacza w przedmowie, książka ta może służyć jako lektura uzupełniająca na pierwszych

latach studiów astronomicznych, a także jako wprowadzenie do astronomii dla wszystkich zainteresowanych tą nauką i posiadających odpowiednie przygotowanie matematyczno-fizyczne. Sądzę, że w szczególności powinni korzystać z tej książki nauczyciele fizyki, uczący astronomii w ramach swego przedmiotu w szkole średniej.

Dobre przyjęcie, z jakim spotkały się poprzednie wydania książki Stodółkiewicza (była tłumaczona na kilka języków obcych), mogłoby stanowić wystarczającą rekomendację również dla obecnego wydania; jednak, w związku z szybkim rozwojem astrofizyki, a zwłaszcza jej nowych działów, jakimi są radioastronomia i badania pozaatmosferyczne, nowe wydanie książki musiało być znacznie zmienione i uzupełnione i wobec tego ponowne omówienie książki wydaje się celowe. Autor miał niełatwe zadanie przedstawienia bardzo szerokiego zakresu treści w bardzo szczupłej objętości, stąd wynika konieczność wyboru najważniejszych zagadnień i bardzo zwięzłego, nieraz skrótowego ich przedstawienia.

Książka składa się z siedmiu rozdziałów różnej objętości. Rozdział pierwszy „Obserwacje astronomiczne” (40 str.) zaczyna się od krótkiego przypomnienia podstawowych wiadomości o promieniowaniu elektromagnetycznym (światłnym), jako głównym dostawcy informacji o wszechświecie, następnie przedstawia krótki opis instrumentów astronomicznych (teleskopy optyczne, aparatura pomocnicza, radioteleskopy i radiointerferometry) i kończy się omówieniem wpływu atmosfery ziemskiej na obserwacje astronomiczne, oraz jednostronicową informacją o obserwacjach pozaatmosferycznych.

Rozdział drugi „Ruch Ziemi” (10 str.) traktuje również o specyfice obserwacji astronomicznych, prowadzonych z ruchomej Ziemi (obrót osiowy i ruch orbitalny) i podaje bardzo zwięźle, ale wystarczająco jasno wiadomości o układach współrzędnych sferycznych używanych w astronomii i o czasie astronomicznym.

Rozdział trzeci „Fizyka układu planetarnego” (41 str.) rozpoczyna fizyczny opis wszechświata, prowadzący czytelnika od najbliższych ciał układu słonecznego do gwiazd, galaktyk, ich gromad i wszechświata jako całości. Rozdział ten zawiera krótki wykład mechaniki układu planetarnego wraz z dwustronicowym opisem lotów rakiet kosmicznych. Dalej następuje stosunkowo obszerny, dwudziestostronicowy wykład wiadomości o atmosferze Ziemi, kwitujący niejako „elementy geofizyki” zapowiedziane w tytule książki i krótki przegląd wiadomości o atmosferach planet i materii międzyplanetarnej.

Najobszerniejszy i najbardziej „fizyczny” rozdział czwarty — „Budowa gwiazdy” (46 str.) zawiera — po opisowym przedstawieniu budowy atmosfery Słońca i zjawisk aktywności słonecznej — wykład teorii budowy atmosfer i wnętrza gwiazd, podstawowe działy astrofizyki teoretycznej, bardzo zwięźle i możliwie jasno ujęte. Jeśli chodzi o teorię atmosfer gwiazd, pojawia się ona w wydaniu trzecim książki jako celowe uzupełnienie.

Rozdział piąty „Budowa Galaktyki” (40 str.) zaczyna się od statystyki jasności absolutnych i typów widmowych gwiazd i jej graficznego przedstawienia w postaci wykresu Hertzsprung-Russella, po czym następuje zwięzły wykład teorii ewolucji gwiazd z wykorzystaniem tego wykresu jako układu odniesienia. Opis rozmieszczenia i ruchów gwiazd różnych populacji zamyka rozdział.

W rozdziale szóstym — „Materia międzygwiazdowa” (20 str.) autor omawia obserwowane przejawy obecności tej materii w Galaktyce, jak ekstynkcja i polaryzacja światła gwiazd przez pył międzygwiazdowy, absorpcja i emisja liniowa atomów i molekuł gazy międzygwiazdowego, obserwowane w zakresie optycznym, nadfioletowym i radiowym. Następnie dowiadujemy się, jakie wnioski można wyciągnąć z tych danych obserwacyjnych co do struktury, gęstości, temperatury, stanu jonizacji i pola magnetycznego ośrodka międzygwiazdowego.

Ostatni, siódmy rozdział „Astronomia pozagalaktyczna” (16 str.) opisuje morfologię galaktyk, ich ruchy — ucieczkę z prędkością proporcjonalną do odległości (prawo Hubble’a), występowanie w gromadach, problem kwazarów. Krótki, siedmiostronicowy zarys kosmologii kończy rozdział.

„Podstawowe stałe fizyczne i wielkości astronomiczne” (1 str.) i „Skorowidz” (4 str.) są pożytecznym uzupełnieniem książki. Umieszczone na końcu książki (na lepszym papierze)

44 fotografie instrumentów i obiektów astronomicznych, jak również 133 rysunki, umieszczone w tekście, stanowią konieczny i wystarczający materiał ilustracyjny.

Dobór treści, proporcje poszczególnych działów i ich układ są dobrze wyważone, jak na szczupłą objętość książki i jej przeznaczenie dla studentów. Poziom i metoda wykładu również odpowiadają tym warunkom. Książka ukazuje ściśle wzajemne powiązania między fizyką i astronomią, a zarazem odrębność ich metod badawczych. Autor słusznie zrezygnował z historycznego układu i treści historycznych na rzecz układu logicznego i treści fizycznych. Wśród 24 nazwisk fizyków i astronomów, wymienionych w skorowidzu, razi jednak brak nazwiska Kopernika, do zacytowania którego autor miał niejedną okazję, chociażby przy omawianiu ruchów Ziemi, czy mechaniki układu planetarnego, jeśli nie w szerszym kontekście. Strona redakcyjna i język są na ogół poprawne. Jeśli chodzi o usterki i błędy rzeczowe, językowe i korektorskie, zauważyłam ich ogółem około 20, a więc stosunkowo niewiele. Wymienię ważniejsze, które warto poprawić w następnym wydaniu.

61₈ (= str. 61 w. 8 od dołu) — Oddziaływanie przepływowe Księżyca, powinno być przyływowe.
64¹ — równania (3), powinno być (2).

100⁸⁷ — Głównymi składnikami atmosfery (Marsa) są argon, dwutlenek węgla i azot, powinno być dwutlenek węgla (96%), azot (2,5%) i argon (1,5%).

125²¹ — (T/m_A) , powinno być $(T/m_A)^{1/2}$.

146 rys. 85 — Sekwencja pulsarów, powinno być pulsów.

163⁶ i 169⁶ — kontr-akcja, powinno być kon-trakcja.

206¹ — Obserwując rys. 129 uderza nas fakt — błędna składnia.

207₁ — oś wirującego bąka... zatacza wokół pionu stożek precesji o malejącym kącie, powinno być rosnącym. Analogia z ziarnem pyłu niezupełna, bąk przewraca się.

Jeśli chodzi o rysunki, przydałby się rysunek przedstawiający torów ewolucyjne gwiazd różnych mas w całości, obok lub zamiast rysunków 98, 100 i 101, przedstawiających fragmenty torów.

Pomijając te drobne usterki, uważam, że książka J. Stodólkiewicza należy do najbardziej udanych polskich wydawnictw podręcznikowych w dziedzinie astronomii, a wydanie jej w ramach „Biblioteki Fizyki” świadczy chyba również o jej dobrej pozycji wśród wydawnictw fizycznych. Należy życzyć, aby w niezbyt długich odstępach czasu ukazywały się następne wydania tej książki, aktualizowane w miarę rozwoju astrofizyki.

Wilhelmina Iwanowska

PTF

Sekcja Dydaktyczna PTF w Poznaniu

Duże zainteresowanie problemami fizyki współczesnej wśród poznańskich nauczycieli szkół średnich, jak również potrzeba przedyskutowania pewnych problemów dydaktyki fizyki spowodowały reaktywowanie Sekcji Dydaktycznej Oddziału Poznańskiego PTF. Sekcja ta, pod kierownictwem doświadczonego metodyka fizyki, wizytatora Kuratorium Oświaty i Wychowania w Poznaniu, mgr Danuty Zommer, rozpoczęła działalność w roku szkolnym 1975/76. Celem comiesięcznych posiedzeń sekcji jest aktualizacja wiedzy, konfrontacja stylów pracy nauczycieli szkół średnich, jak również potrzeba ukierunkowania i wyeksponowania poszczególnych zagadnień przewidzianych programem nauczania w szkołach. Jedną z form pracy sekcji są posiedzenia dyskusyjne. Problematyka tych spotkań fizyków wykładających w różnych typach szkół województwa poznańskiego i województw sąsiednich jest bardzo zróżnicowana. Dyskutuje się np. nowe tendencje w dydaktyce fizyki (dr Z. Przeniczny z UAM) czy też ujęcia dydaktyczne zagadnień elektromagnetyzmu (doc. dr A. Pilawski z AM); omawiane były tak ważne dla praktyków problemy jak prawa fizyki a wybór układu odniesienia (prof. J. Stankowski z IFM PAN), podstawowe zagadnienia plazmy i ich realizacja w programie szkoły średniej (dr Z. Przeniczny z UAM), czy też wybrane zagadnienie z astrofizyki (prof. dr H. Hurnik z UAM). Niektóre posiedzenia sekcji miały na celu zapoznanie nauczycieli szkół średnich z wybraną problematyką badawczą poznańskich placówek naukowych. Przedstawiono na przykład podstawowe własności ciekłych kryształów (doc. dr E. Walentynowicz z PP) czy też aktualne zagadnienia fizyki molekularnej (doc. dr A. Graja z IFM PAN). Podkreślić trzeba, że tematyka posiedzeń Sekcji Dydak-

tycznej PTF proponowana była przez słuchaczy, a referowana przez pracowników naukowych poznańskich szkół wyższych i instytutów naukowych. Polskie Towarzystwo Fizyczne, przez swą Sekcję Dydaktyczną, przybliżyło fizykom ze szkół średnich poznańskie laboratoria naukowe i umożliwiło im odbywanie specjalistycznych konferencji na terenie Instytutów. Podniosło to atrakcyjność tradycyjnych konferencji nauczycielskich. Konferencja sierpniowa (1977 r.), przeprowadzona na terenie Instytutu Fizyki Molekularnej PAN, zgromadziła 180 nauczycieli, a jej obrady uatrakcyjnione prelekcją dyrektora Instytutu prof. dra J. Stankowskiego i zwiedzaniem wybranych pracowni naukowych były bardzo owocne i trwały znacznie dłużej niż przewidywali to organizatorzy. Obecnie Sekcja Dydaktyczna PTF rozszerza swe oddziaływanie również na wychowanków szkół średnich.

A. Graja

Międzyszkolne Koło Fizyczne przy Instytucie
Fizyki UMCS w Lublinie

W październiku 1975 r. utworzone zostało przy Instytucie Fizyki UMCS, z inicjatywy Zarządu Oddziału Lubelskiego PTF, Międzyszkolne Koło Fizyczne. Na członków Koła przyjmowani są wszyscy uczniowie interesujący się fizyką ze szkół lubelskich i okolic.

Celem zorganizowania MKF było umożliwienie uczniom szkół średnich bezpośredniego kontaktu z pracownikami naukowymi naszego Instytutu oraz zapoznanie z podstawowymi przyrządami, zestawami eksperymentalnymi, z metodami pracy badawczej fizyków, najnowszymi ideami i teoriami fizycznymi w ujęciu dostosowanym do poziomu umysłowego uczniów.

W związku z tak sformułowanymi celami wprowadzone zostały dwie formy pracy: wykłady wygłaszane przez pracowników naukowych Instytutu oraz zajęcia laboratoryjne

w pracowniach dydaktycznych m. in. Pracowni I, Pracowni Elektroniki, Pracowni Specjalistycznej. W pracowniach tych uczniowie zapoznają się z techniką eksperymentu fizycznego i podstawowymi przyrządami. Zdolniejsi uczniowie pracują przy bardziej skomplikowanych zestawach doświadczalnych.

Zajęcia w pracowniach odbywają się w ośmiu kilkunastoosobowych grupach (liczba wszystkich członków Koła wynosi około 120 osób).

Wykłady prowadzone są w ustalonym dniu tygodnia i o ustalonej porze co drugi tydzień.

Tematyka wykładów dobierana jest tak, by możliwe było zaspokojenie zróżnicowanych zainteresowań uczniów. Niżej wymieniono przykładowo tytuły kilku wykładów:

1. Czas w fizyce klasycznej, teorii względności i mechanice kwantowej
2. Półprzewodniki w fizyce i technice
3. Fizyczne metody badania Wszechświata
4. Współczesne problemy biofizyki
5. Czarne dziury.

Treść niektórych wykładów wiązała się bezpośrednio z materiałem objętym programem szkoły średniej, np. wykłady: Praca i energia, Prądy elektryczne w gazach, Światło — fale czy cząstki, Od Galileusza do Einsteina, Cząstki elementarne. Szereg wykładów bogato ilustrowano demonstracjami. Część zajęć audytoryjnych poświęcono analizie rozwiązań zadań olimpijskich po zakończeniu zawodów.

Każdy członek Koła, biorąc pod uwagę zajęcia audytoryjne i laboratoryjne, uczestniczy w pracach Koła dwie godziny tygodniowo.

W roku bieżącym planuje się rozszerzenie form pracy. Między innymi organizowane są dyskusje stymulowane nad wybranymi przez uczniów problemami fizycznymi i metodologicznymi.

B. Gładyszewska

EPS

Grupa Metod Obliczeniowych

Grupa Metod Obliczeniowych Europejskiego Towarzystwa Fizycznego istnieje już 6 lat, należy do niej 334 członków z 29 krajów.

Przewodniczącym Grupy jest P. G. Burke, a sekretarzem K. Berrington (Dep. of Applied Mathematics, Queen's University, Belfast). W skład zarządu Grupy wchodzi ponadto: D. Biskamp (RFN), M. Bloch (Francja), S. Cuperman (Izrael), G. Dierksen (RFN), F. James (CERN), E. Laing (W. Brytania), J. Nadrochal (Czechosłowacja), R. Żelazny (Polska).

Główną działalnością Grupy jest organizowanie konferencji europejskich na temat metod obliczeniowych w fizyce. Pierwsza taka konferencja odbyła się w r. 1972 w CERN-ie i dotyczyła szerokiego zakresu zastosowań maszyn obliczeniowych, tematem drugiej, która odbyła się w r. 1976 w Garching (RFN), były metody obliczeniowe w fizyce plazmy i astrofizyce. Trzecia konferencja odbędzie się w dniach 12—15 września 1978 r. w Uniwersytecie Nottingham (W. Brytania) i jej tematem będzie atomowa i molekularna fizyka obliczeniowa. Przewiduje się urządzenie w r. 1979 konferencji „Obliczenia w fizyce wysokich energii”.

Grupa organizuje również szkoły letnie, które odbyły się w r. 1975 i 1977 w Czechosłowacji. Trzecia szkoła odbędzie się, także w Czechosłowacji, w czerwcu 1979 r.

Mianowania profesorów

Rada Państwa nadała tytuły naukowe: tytuł profesora zwyczajnego nauk fizycznych otrzymali: Kazimierz Grotowski — prof. nadzw. w Instytucie Fizyki Jądrowej w Krakowie, Ryszard Sosnowski — prof. nadzw. w Instytucie Badań Jądrowych w Świerku, Zdzisław Szymański — prof. nadzw. w Instytucie Badań Jądrowych w Świerku, Kacper Zalewski — prof. nadzw. w Instytucie Fizyki Jądrowej w Krakowie; tytuł profesora nadzwyczajnego nauk fizycznych otrzymali: Andrzej Kotański — doc. w Uniwersytecie Jagiellońskim, Jerzy Mycieliński — doc. w Uniwersytecie Warszawskim, Henryk Rzewuski — doc. w Instytucie Badań Jądrowych w Świerku, Marian Surma — doc. w Uniwersytecie Adama Mickiewicza w Poznaniu.

Nowe prezydium PAN

W nowej kadencji prezesem Polskiej Akademii Nauk został prof. Witold Nowacki. W skład prezydium spośród fizyków weszli: prof. Andrzej Trautman (IFTUW) — wiceprezes i Jerzy Kołodziejczak (IFPAN) — członek prezydium.

Posiedzenie Komisji Fizyki Molekularnej Komitetu Fizyki Polskiej Akademii Nauk

Pierwsze posiedzenie Komisji odbyło się dnia 16 listopada 1977 roku w Instytucie Fizyki Molekularnej PAN. Celem spotkania było przedstawienie szerokiego zakresu działalności fizyków, która nie wchodzi w skład fizyki jądrowej i fizyki ciała stałego. Przez fizykę molekularną rozumiemy fizykę dielektryków, a w niej spektroskopię i radio-spektroskopię molekularną fazy skondensowanej oraz teorię oddziaływań międzymolekularnych. Komisja zajmie się aktywizowaniem działalności laboratoriów w tym zakresie oraz upowszechnianiem osiągnięć, które cennie są na całym świecie. Ważną cechą działalności Komisji będzie jej interdyscyplinarność; działający tutaj fizycy współpracują bowiem z chemikami i biologami. Dzięki temu Komisja będzie współdziałała z Komitetem Spektroskopii PAN, a Polskie Towarzystwo Fizyczne ułatwi kontakty Komisji z fizykami pracującymi w innych instytucjach. Ustalono, że główne kierunki badań to: 1° Molekuły izolowane oraz wzajemne oddziaływania molekuł, 2° Struktura i dynamika cieczy oraz 3° Kryształy molekularne, gdzie układy z przejściami fazowymi, ciekłe kryształy i półprzewodniki ograniczone będą główną tematyką.

Komisja składa się z członków Komitetu Fizyki PAN oraz osób, które będą łącznikami z ośrodkami nie mającymi reprezentacji w Komitecie Fizyki PAN. Komisja Fizyki Molekularnej PAN działa w następującym składzie:

członkowie Komitetu Fizyki PAN:

- prof. dr I. Adamczewski
- IF Pol. Gdańskiej
- prof. dr A. Chełkowski
- IF Uniw. Śląskiego

- prof. dr D. Frąckowiak
- IF Pol. Poznańskiej
- prof. dr J. Janik
- IFJ Kraków
- prof. dr B. Jeżowska-Trzebiatowska
- ICh Uniw. Wrocławskiego
- prof. dr S. Kielich
- IF UAM Poznań
- prof. dr W. Kołos
- IPPCh Uniw. Warszawskiego
- prof. dr M. Kryszewski
- CBMiM Łódź
- prof. dr Z. Pająk
- IF UAM Poznań
- prof. dr A. Piekara
- IPPCh Uniw. Warszawskiego
- prof. dr J. Stankowski
- IFM PAN Poznań
- (przewodniczący Komisji)

osoby spoza Komitetu Fizyki PAN:

- prof. dr Z. Kęcki
- IPPCh Uniw. Warszawskiego
- doc. dr J. Prochorow
- IF PAN Warszawa
- prof. dr J. Rohleder
- IChOiF Pol. Wrocławskiej
- prof. dr S. Łęgowski
- IF UMK Toruń
- prof. dr Z. Śliwiński
- IF Uniw. Gdańskiego
- doc. dr T. Rewaj
- IF Polit. Szczecińskiej

Sekretarzem Komisji jest doc. dr hab. A. Graja z Instytutu Fizyki Molekularnej PAN.

Na działalność Komisji będzie składało się: informowanie laboratoriów o osiągnięciach fizyki molekularnej przez coroczne wydawanie bibliografii prac oraz organizację co najmniej jednej imprezy specjalistycznej. W 1978 roku odbędą się następujące imprezy: II Seminarium Mikrofalowego Rezonansu Rotacyjnego (J. Stankowski, IFM PAN), Elektryczne własności organicznych ciał stałych (J. Rohleder, IChOiF PWr), Krakowsko-Poznańskie Seminarium Amoniakatów (J. Janik, J. J. Janikowa, Uniw. Jagielloński), Ogólnopolskie Seminarium Ciekłych Kryształów (J. Małecki, IFM PAN).

Na posiedzeniu przedstawiono stan fizyki molekularnej w następujących ośrodkach: poznańskim, wrocławskim, krakowskim, warszawskim, gdańskim, toruńskim, szczeciń-

skim, łódzkim, częstochowskim, rzeszowskim i katowickim.

W posiedzeniu Komisji Fizyki Molekularnej PAN wziął udział prof. dr. M. Wiwiórowski — Sekretarz Naukowy Oddziału Poznańskiego Polskiej Akademii Nauk.

A. Graja

Wizyta profesora Charlesa Peyrou w Polsce

Na zaproszenie Instytutu Badań Jądrowych przebywał w listopadzie 1977 r. z kilkudniową wizytą w Warszawie wybitny uczonej francuski, profesor Europejskiego Ośrodka Badań Jądrowych (CERN), Charles Peyrou. Celem wizyty było zapoznanie się z aktualnym stanem badań w Warszawie z dziedziny fizyki wielkich energii oraz przedyskutowanie możliwości wykonania przez fizyków polskich eksperymentów przy nowym akceleratorze protonowym (100—400 GeV) CERN-u za pomocą wielkiej komory pęcherzykowej „BEBC” (Big European Bubble Chamber). Profesor Ch. Peyrou zaprzyjaźniony z wieloma fizykami polskimi posiada wielkie zasługi dla rozwoju europejskiej współpracy międzynarodowej w dziedzinie fizyki wielkich energii. Fizyków polskich otoczył w CERN-ie od piętnastu lat szczególną opieką.

P. Zieliński

Uczeni o literaturze naukowej

Zespół Realizacji Badań Terenowych Instytutu Filozofii i Socjologii PAN przeprowadził na przełomie 1974/75 ankietę wśród samodzielnych pracowników nauki (docenci, doktorzy habilitowani, profesorowie nadzwyczajni i zwyczajni) na temat literatury naukowej, czasopism i książek wydawanych w Polsce, kryteriów oceny pracy naukowej, funkcji międzynarodowych konferencji naukowych itp. Odpowiedzi na ankietę nadesłało 9570 respondentów. Krótkie opracowanie wyników ankiety przedstawia C. Dejnarcowicz w zeszycie 3/1977 czasopisma *Nauka Polska*.

Problemy dydaktyki fizyki

W dniach od 20 do 25 października 1977 r. odbyła się w Karpaczu Druga Jesienna Szkoła „Problemy Dydaktyki Fizyki” zorganizowana wspólnie przez Instytut Fizyki Doświadczalnej Uniwersytetu Wrocławskiego i przez Instytut Kształcenia Nauczycieli i Badań Oświatowych we Wrocławiu.

W Szkole wzięło udział ponad 100 uczestników ze wszystkich ośrodków naukowo-badawczych zajmujących się dydaktyką fizyki w Polsce oraz goście zagraniczni z Czechosłowacji, Jugosławii, NRD, Szwecji i ZSRR.

Wykład inauguracyjny „Fizyka hiperjader” wygłosił doc. dr hab. T. Pniewski. Wykładowcami Szkoły byli m. in. prof. dr G. Białkowski, prof. dr Z. Semadeni, doc. dr I. Stępniewski, doc. dr hab. H. Szydłowski. Szkoła obejmowała cykl wykładów poświęconych głównie problemom podstawowym dla dydaktyki fizyki. Wygłoszono również komunikaty o aktualnym stanie badań w tej dziedzinie. Dotyczyły one problemów kształcenia i doskonalenia nauczycieli fizyki, procesów poznawczych w nauczaniu fizyki, nauczania fizyki w szkole dziesięcioletniej, problemom pracy z uczniem uzdolnionym i eksperymentu w nauczaniu fizyki.

Materiały Szkoły zostały wydane nakładem IKNiBO we Wrocławiu. Zamówienia Materiałów I i II Szkoły „Problemy Dydaktyki Fizyki” można kierować pod adresem: Kierownik Zakładu Kształcenia Nauczycieli Przedmiotów Przyrodniczych mgr Wojciech Małecki, IKNiBO we Wrocławiu, ul. Dąbrowskiego 1a.

Kongres Krystalografii w Warszawie

W dniach 3—12 sierpnia 1978 r. odbędzie się w Warszawie XI Międzynarodowy Kongres Krystalografii organizowany pod auspicjami Międzynarodowej Unii Krystalografii przez Polską Akademię Nauk. Przewodniczącym Komitetu Organizacyjnego jest prof. J. Auleytnier (IFPAN), a sekretarzem doc. T. Warmiński (IFPAN).

Tematyka Kongresu będzie obejmowała zagadnienia interesujące nie tylko z punktu widzenia czystej krystalografii, lecz również

chemii i fizyki ciała stałego. Przewidziane jest urządzenie dwóch wystaw: unikalnej aparatury laboratoryjnej i fotografii oraz aparatury i wyposażenia produkowanych przemysłowo.

Pierwsze Seminarium USA-ZSRR na temat implantacji jonów

W dniach 4—7 lipca 1977 roku odbyło się pierwsze seminarium amerykańsko-radzieckie na temat implantacji jonów zorganizowane przez stronę amerykańską w Stanowym Uniwersytecie w Albany (N.Y., USA). Seminarium to stanowiło pierwsze tego rodzaju międzynarodowe spotkanie specjalistów amerykańskich i radzieckich pracujących w tej dziedzinie.

W odróżnieniu od wielu międzynarodowych konferencji i seminariów na ten temat organizowanych w przeszłości, spotkanie to miało dwie cechy szczególne. Pierwsza — to zawężona tematyka spotkania, druga zaś — to bardzo ograniczona liczba uczestników bezpośrednio pracujących w tej dziedzinie badań.

Imienne zaproszenie otrzymało 20 osób, w tym 9 przedstawicieli z USA, 9 przedstawicieli z ZSRR oraz po jednej osobie z Węgier i Polski (niżej podpisany). Każdy z uczestników seminarium wygłosił referat z prac własnych (45 min.), nie było referatów przeglądowych.

Poza oficjalną listą uczestników, w seminarium wzięło udział kilkanaście osób ze strony amerykańskiej, a niektóre z nich wygłosiły krótkie komunikaty.

Większość referowanych prac dotyczyła implantacji jonów do krzemu oraz badania defektów poimplantacyjnych, ich transformacji temperaturowych i procesów rekrytalizacji warstw implantowanych. Dwie prace dotyczyły implantacji jonów do związków A_3B_5 i A_2B_6 , a jedna praca omawiała szeroko problemy syntezy związków półprzewodnikowych przy wykorzystaniu implantacji jonów.

Warte podkreślenia były referaty, w liczbie sześciu, omawiające wpływ promieniowania jonizującego na procesy wygrzewania defektów poimplantacyjnych w krzemie. Trzy z nich dotyczyły impulsowego promieniowania laserowego dużej mocy, jeden zaś —

impulsowanych wiązek elektronowych o niskiej energii (20 keV) i dużej gęstości mocy ($0,2 \text{ cal/cm}^2$).

Przedstawiono również wyniki badań metali, a mianowicie otrzymywanie metastabilnych stopów na drodze implantacji dużych dawek jonów metali do Cu i Ni. Druga z prac w tym zakresie dotyczyła badania własności atomów wodoru i helu implantowanych do monokryształów metalu oraz ich oddziaływania z defektami sieci.

Organizatorem spotkania i jego przewodniczącym był prof. James W. Corbett, specjalista w zakresie fizyki defektów w szczególności w metalach i półprzewodnikach, piastujący obecnie stanowisko Dyrektora Instytutu Badania Defektów w Ciałach Stałych w Stanowym Uniwersytecie w Albany. Stronę finansową seminarium zabezpieczyły firmy General Electric Co. i International Business Machines Corp., które również wyraziły zgodę na zwiedzenie swoich laboratoriów badawczych przez uczestników seminarium.

Ustalono, że drugie Seminarium USA-ZSRR na temat implantacji jonów odbędzie się w Tbilisi (ZSRR) w 1979 roku.

H. Rzewuski

Fizyka a nasza kultura

Znany fizyk, specjalista w dziedzinie ogólnej teorii względności, prof. Sir Hermann Bondi (Kings College, Londyn) wygłosił odczyt na zjeździe fizyków niemieckich w Bonn 14 września 1976 r. pt. „Fizyka a nasza kultura”. Odczyt ten został opublikowany w czasopiśmie *Physikalische Blätter* w zeszycie z listopada 1977 r.

Wypowiedź prof. Bondi zawiera szereg oryginalnych myśli. Referent zwrócił przede wszystkim uwagę na to, że większość ludzi spoza kręgu fizyków ma o fizyce zupełnie niewłaściwe pojęcie.

Najważniejsze jest wyrobienie właściwego pojęcia o fizyce u młodych ludzi, stojących przed wyborem przedmiotu studiów. Nie jest niewłaściwe, jeżeli przeciw wyborowi fizyki przemawia trudność i długotrwałość tych studiów, ale jest niedobrze, gdy wielu młodych ludzi, gdyby studiowali fizykę, znaleźliby satysfakcję, nie wybiera jako przedmiotu

studiów fizyki ze względu na fałszywe o niej wyobrażenia.

Te nieporozumienia można, być może, wyjaśnić przez to, że wielu młodych ludzi myśli, że chciałoby znaleźć zawód, w którym ma się do czynienia z ludźmi a nie z faktami, zawód przynoszący interesujące zagadnienia, o których można dyskutować, a nie przedmiot, w którym na każde pytanie odpowiedź musi być prawdziwa lub fałszywa. Według Bondiego istotne są dwie rzeczy: 1° prowizoryczny, nieostateczny charakter poznania w naukach fizycznych, 2° że nauka nie jest sprawą poznania przez jednostkę, ale że musi istnieć wspólnota, w której teorii są wysuwane i sprawdzane czy też eksperymenty proponowane i wykonywane itp. Nauka musi być więc czymś społecznym. Istotne jest, aby między aktywnymi badaczami utrzymywały się stałe kontakty osobiste, spotkania, dyskusje, gdyż lektura publikacji nie jest wystarczającym środkiem komunikacji.

W pojęciu przeciętnego ucznia, powiedzmy piętnastoletniego, fizyka jest wielkim zbiorem stwierdzeń i dobrze udowodnionych teorii, problemy fizyczne mają zawsze określone, dobre czy właściwe, rozwiązania. Takie opinie zdarzają się nawet wśród studentów. Prof. Bondi przedyskutował kiedyś z grupą studentów pewne zadanie i dał im je do rozwiązania. Po pewnym czasie zgłosili się przyznając, że nie potrafią sobie z tym zagadnieniem poradzić i zapytali jakie jest właściwe rozwiązanie. Było dla nich zaskakujące, kiedy prof. Bondi powiedział: „Nie wiem. Nikt nie wie. W przeciwnym razie nie byłbym wam dawał tego zadania”. Jeżeli takie poglądy utrzymują się nawet wśród studentów fizyki, którzy mają za sobą parę lat studiów, to jest wysoce prawdopodobne, że są one rozpowszechnione wśród młodzieży piętnasto-, szesnasto- czy siedemnastoletniej i że ci, którzy wybierają inny kierunek studiów, lub w ogóle nie idą na studia wyższe, zachowują te pojęcia przez całe życie i sądzą, że wprawdzie w nauce istnieje wiele problemów, ale że rozwiązania tych problemów są właściwie znane i że o każdym z tych rozwiązań można udowodnić, że jest prawdziwe lub fałszywe.

W miarę rozszerzania się naszej wiedzy musimy stale zmieniać nasze poglądy. Z biegiem czasu każda teoria musi ustąpić przed lepszą, mimo że to co mówimy w danej

chwili, nie jest pozbawione sensu. Miarą wielkości uczonego nie jest to, że jego stwierdzenia są absolutnie prawdziwe, ale to, że przyczynił się do powstania nowego sposobu myślenia i że dopomógł we wspólnym dziele, jakim jest postęp nauki. Od wielu lat wiemy, że prawo Newtona powszechnego ciężenia nie jest ściśle prawdziwe, ale nie zmniejsza to naszego uznania dla geniuszu Newtona. Jego sława opiera się na tym, że miał oryginalne idee, że dokonał w nauce czegoś nowego, co stało się niezbędną podstawą do tego, co przyszło później. I tak właśnie dzieje się zawsze w nauce. Nawet chybiona teoria może być pożyteczna, jeśli stanowi pobudkę prac mających na celu wykazanie jej błędności. Koniecznym jednak warunkiem jest, aby teoria przedstawiona była w sposób jasny i powszechnie zrozumiały. Ktoś, kto w swoim pokoju siedzi w wygodnym fotelu i dla siebie wspaniale wyjaśnia działanie całego wszechświata, ale nie potrafi tego wyjaśnienia przedstawić innym, nie jest uczonym. Uczonym jest tylko ten, który potrafi swoje idee innym jasno przedstawić.

Charakter nauki wpływa stąd, że my ludzie stale popełniamy błędy. To powoduje konieczność ciągłej weryfikacji i usiłowania, aby przez badania stwierdzić coś jednoznacznie. Dlatego prof. Bondi uważa, że pogląd jakoby w naukach ścisłych było coś nieludzkiego oraz, że na każde pytanie można odpowiedzieć tak lub nie, jest zupełnie fałszywy. Największe osiągnięcia w dziedzinie fizyki wynikają z wprowadzenia nowych, oryginalnych idei. Możemy być przekonani, że fizyka stanowi silniejszą pobudkę do wykorzystania bogactwa ludzkiego umysłu niż jakakolwiek inna dziedzina nauki. Obecnego obrazu świata fizycznego nikt nie mógł sobie wyobrazić przed pięćdziesięciu laty. Obraz ten został wypracowany w twardej szkole badań pod ciągłym przymusem szukania oryginalnych rozwiązań.

Należy zapytać, skąd biorą się fałszywe wyobrażenia o naszym przedmiocie. Studia uniwersyteckie w różnych kierunkach stawiają sobie zupełnie różne zadania. Na medycynie cel studiów był zawsze zupełnie jasny: przygotowanie praktykujących lekarzy różnych specjalności, a więc przygotowanie do wykonywania zawodu. Są również kierunki studiów zupełnie innego rodzaju. W Anglii,

na przykład, w przeszłości, a częściowo i obecnie, studiuje się języki klasyczne, przy czym jest jasne, że większość studentów, a wśród nich również najlepsi studenci, nigdy zawodowo nie będą filologami klasycznymi, ale zajmą się zupełnie czymś innym. Wybrali ten przedmiot studiów jako wartościowy czynnik ogólnokształcący. Sądzi, że jest to dobre przygotowanie do wielu funkcji w naszym społeczeństwie, z którymi związana jest odpowiedzialność i podejmowanie trudnych decyzji. Takich, którzy przede wszystkim szukają ogólnego wyższego wykształcenia w tym sensie, Amerykanie nazywają „generalistami”.

Prof. Bondi wyraża pogląd, że nauki ścisłe, a w szczególności fizyka, są doskonałymi przedmiotami przygotowującymi generalistów, ale że są obecnie nauczane jako przedmioty zawodowe, zbyt podobnie do przedmiotów fachowych takich jak medycyna. Jeżeli poznawanie myśli Platona jest dobrym przygotowaniem do zajęcia w przyszłości odpowiedzialnych stanowisk, to z pewnością równie dobrym przygotowaniem jest przyswojenie sobie idei Einsteina czy Maxwella. W latach pięćdziesiątych i jeszcze częściowo sześćdziesiątych zapotrzebowanie na fizyków ze strony przemysłu, szkolnictwa wyższego i średniego oraz instytucji rządowych było tak wielkie, że nadało studiom fizyki charakter przede wszystkim studiów zawodowych. Wobec tego, że przedmiot był coraz obszerniejszy, w Anglii kurs stał się przeładowany, a w RFN przedłużył się nadmiernie. Zaniedbano przy tym wykształcenie studenta w dziedzinie ścisłego i jasnego wyrażania się w wypowiedzeniach czy to pisemnych, czy ustnych. Na każdym odpowiedzialnym stanowisku człowiek musi być zdolny do jasnego formułowania swoich opinii zarówno ustnie, jak piśmiennie, do podejmowania dyskusji w takim czy innym gronie.

Nie chodzi o to, aby żałować, że stosunkowo mało fizyków wchodzi w skład izb parlamentarnych lub zajmuje stanowiska dyrektorów banków. Ważniejsze jest, że przez wprowadzenie do studiów fizyki więcej elementu dyskusyjnego moglibyśmy doprowadzić do korektury obecnie panujących fałszywych pojęć o fizyce. Wówczas może nasz przedmiot zacząć być uznawany jako nadający się do kształcenia generalistów, do czego w zasadzie

jest jak najbardziej stosowny. Prof. Bondi zdaje sobie sprawę, że nie jest to zadanie łatwe, ani że cel może być szybko osiągnięty, ale właśnie dlatego należy możliwie wcześniej to zadanie podjąć.

Oczywiście, osiągnięcie tego celu będzie wymagało pewnych ofiar. Jeżeli czas poświęcony studiom w szkole i na uniwersytecie ma być częściowo przeznaczony na dyskusje zagadnień godnych dyskusowania, to może się to odbywać jedynie kosztem czasu poświęconego na kształcenie ścisłe zawodowe. Z drugiej strony, zapytuje prof. Bondi, czy byłoby to naprawdę rzeczą tak bardzo złą. W przedmiocie tak szybko rozwijającym się jak fizyka jest zupełnie niemożliwe objąć całość w ciągu studiów o skończonym czasie trwania. Fizyk zawodowy w trakcie całej swojej działalności stale natrafia na zagadnienia, o których w czasie studiów w ogóle nie słyszał, gdyż nie były wówczas jeszcze znane. Rozwiązania należy szukać w innym kierunku — uczynić studia bardziej atrakcyjnymi i interesującymi kosztem ich zupełności. Można to osiągnąć, zdaniem prof. Bondi, przez dobrze przemyślaną wybór możliwie samodzielną dziedzin fizyki, przez wskazanie trudności, które musieli pokonać uczeni tej miary co Maxwell, Planck, Einstein i jak ich odkrycia oparte były na nieoczekiwanych sformułowaniach zagadnień i znajdowaniu rozwiązań.

„Stanowczo nie sądzę — powiedział prof. Bondi — aby takie studia były intelektualnie łatwiejsze, przeciwnie, wyobrażam sobie, że wymagania intelektualne stawiane studentom będą co najmniej równie wysokie jak obecnie. Nie chcę przyciągać do fizyki ludzi o leniwych umysłach, odwrotnie, chciałbym pozyskać takich, którzy wybierają przedmiot właśnie dlatego, że jest trudny”.

Rozważając bogactwo idei fizyki i jak wiele oryginalnych idei zawdzięcza ludzkość pracom naszych poprzedników, można dojść do wniosku, że nie byłoby dobrze, gdyby ta wiedza była wyłączną domeną ograniczonego grona zawodowych fizyków.

Prof. Bondi proponuje, aby fizyka była nauczana jako coś „ludzkiego”, jako przedmiot wprawdzie trudny, ale umysłowo bardzo rozwijający, zarówno atrakcyjny, jak i pożyteczny, tak dla studentów pragnących zostać zawodowcami jak i dla generalistów.

POSTĘPY FIZYKI

(dwumiesięcznik)

Warunki prenumeraty czasopisma

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

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

do dnia 25 listopada na styczeń, I kwartał, I półrocze roku następnego i cały rok następny

do dnia 10 każdego miesiąca poprzedzającego okres prenumeraty na pozostałe okresy roku bieżącego.

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

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

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

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

INFORMATION FOR SUBSCRIBERS

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

Please send payments (annual subscription US \$ 18) to the account of ARS POLONA—RUCH through Bank Handlowy S. A., Traugutta 7, 00-067 Warszawa, Poland.

Tylko prenumerata zapewnia regularne otrzymywanie czasopisma

POSTĘPY FIZYKI

(dwumiesięcznik)

Warunki prenumeraty czasopisma

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

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

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

do dnia 10 każdego miesiąca poprzedzającego okres prenumeraty na pozostałe okresy roku bieżącego.

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

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

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

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

INFORMATION FOR SUBSCRIBERS

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

Please send payments (annual subscription US \$ 18) to the account of ARS POLONA—RUCH through Bank Handlowy S. A., Traugutta 7, 00-067 Warszawa, Poland.

Tylko prenumerata zapewnia regularne otrzymywanie czasopisma

TREŚĆ

S. C. C. Ting — Odkrycie cząstki J — wspomnienia osobiste (tłum. H. Abramowicz)	147
B. Richter — Od cząstki ψ do powabu — eksperymenty z lat 1975 i 1976 (tłum. M. Szepetyka)	175
Z. Kleszczewski — Wykorzystanie dyfrakcji światła laserowego na falach ultra- i hiperdźwiękowych do badania akustycznych i akustooptycznych własności kryształów	209
A. Jabłoński — Analiza ilościowa z zastosowaniem spektroskopii elektronów Augera	225
NOWOŚCI NAUKOWE	
M. Suffczyński — Przeswietlenie NMR	245
ZAGADNIENIA DYDAKTYKI FIZYKI W SZKOŁACH WYŻSZYCH	
K. Badziąg, W. Trampezyński — O pracach magisterskich z fizyki na specjalności nauczycielskiej	249
ZE ZJAZDÓW I KONFERENCJI	
C. Wesołowska — XXV Jubileuszowy Zjazd Fizyków Polskich we Wrocławiu	253
W. Klonowski — Szkoła Biofizyki „Biofizyczne i biochemiczne podejścia w biologii molekularnej” w Jabłonie	257
RECENZJE	
Zbiór zadań z fizyki dla wyższych uczelni technicznych — praca zbiorowa (Z. Kleszczewski)	259
J. Ś. Stodółkiewicz — Astrofizyka ogólna z elementami geofizyki (W. Iwanowska)	259
KRONIKA	

CONTENTS

S. C. C. Ting — The Discovery of the J Particle; a Personal Recollection	147
B. Richter — From the Psi to Charm — The Experiments of 1975 and 1976	175
Z. Kleszczewski — Application of Laser Light Diffraction on Ultra- and Hypersonic Waves to Studies of Acoustic and Acoustooptic Properties of Crystals	209
A. Jabłoński — Quantitative Analysis by Auger Electron Spectroscopy	225
SCIENTIFIC NEWS	
M. Suffczyński — Imaging by Nuclear Magnetic Resonance	245
PROBLEMS OF TEACHING PHYSICS IN ACADEMIC SCHOOLS	
K. Badziąg, W. Trampezyński — On the M. Sc. Theses for the Pedagogical Direction of Studies	249
MEETINGS AND CONFERENCES	
REVIEWS	
CHRONICLE	