

---

PTF

DWUMIESIĘCZNIK  
POŚWIĘCONY  
UPOWSZECHNIANIU  
WIEDZY  
FIZYCZNEJ

# POSTĘPY FIZYKI

TOM 43  
ZESZYT 3  
1992

---

# POLSKIE TOWARZYSTWO FIZYCZNE

## ZARZĄD GŁÓWNY

Prezes

Prof. dr STEFAN POKORSKI

Wiceprezesa

Prof. dr JERZY NIEWODNICZAŃSKI

Prof. dr TADEUSZ SKALIŃSKI

Sekretarz Generalny

Dr ZYGMUNT AJDUK

Skarbnik

Dr LUCJAN ZEMŁO

Członkowie Zarządu

Dr ZOFIA GOŁĄB-MEYER

Prof. dr STANISŁAW K. HOFFMANN

Mgr BOŻENA MOLDENHAWER

Doc. dr IRENEUSZ STRZAŁKOWSKI

Prof. dr JERZY WDOWCZYK

Prof. dr CECYLIA WESOŁOWSKA

Mgr MARIA ZABOROWSKA-KUŚMIEREK

oraz redaktorzy naczelni czasopism PTF

Prof. dr ADAM SOBICZEWSKI - *Postępy Fizyki*

Prof. dr JERZY PROCHOROW - *Acta Physica Polonica A*

Prof. dr WIESŁAW CZYŻ - *Acta Physica Polonica B*

Dr PAWEŁ KRAWCZYK - *Delta*

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

## Przewodniczący Oddziałów Towarzystwa

Prof. dr MICHAŁ ŚWIEŹKI (Białystok)

Prof. dr BRONISŁAW GRZEGORZEWSKI

(Bydgoszcz)

Dr WŁODZIMIERZ ZAPART (Częstochowa)

Dr hab. CZESŁAW SZMYTKOWSKI (Gdańsk)

Dr TOMASZ GOSLAR (Gliwice)

Doc. dr WIESŁAWA ZAREK (Katowice)

Dr ADAM S. WROŃSKI (Kielce)

Prof. dr ANDRZEJ KISIEL (Kraków)

Prof. dr STANISŁAW HAŁAS (Lublin)

Doc. dr BAZYLI BOŃCZAK (Łódź)

Dr JÓZEF MUSIEŁOK (Opole)

Prof. dr STANISŁAW K. HOFFMANN (Poznań)

Prof. dr MAREK RYTEL (Rzeszów)

Dr HENRYK WREMBEL (Stupsk)

Prof. dr TADEUSZ REWAJ (Szczecin)

Prof. dr FRANCISZEK ROZPŁOCH (Toruń)

Doc. dr IRENEUSZ STRZAŁKOWSKI

(Warszawa)

Prof. dr ZYGMUNT GALASIEWICZ (Wrocław)

## ADRES ZARZĄDU

00-681 Warszawa, ul. Hoża 69

tel. 21 26 68

POLSKIE TOWARZYSTWO FIZYCZNE

# POSTĘPY FIZYKI

DWUMIESIĘCZNIK POŚWIĘCONY UPOWSZECHNIANIU  
WIEDZY FIZYCZNEJ

TOM 43, ZESZYT 3  
1992

Dział Wydawnictw Instytutu Fizyki PAN  
Warszawa 1992

## RADA REDAKCYJNA

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

## KOMITET REDAKCYJNY

Redaktor Naczelny: Adam Sobiczewski  
Członkowie Redakcji: Paweł Sobkowicz, Magdalena Staszek, Barbara Wojtowicz

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

## Korespondenci Oddziałów PTF

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

---

Dział Wydawnictw Instytutu Fizyki PAN - Al. Lotników 32/46, Warszawa

Nakład 1200+100 egz. Skład w Dziale Wydawnictw Instytutu Fizyki PAN  
Druk w Zakładzie Usług Poligraficznych "ZINA", Warszawa, ul. Bartycka 24

---

**Henry W. Kendall**

*Massachusetts Institute of Technology  
Cambridge, Massachusetts, USA*

## **Rozpraszanie głęboko nieelastyczne : eksperymenty na protonie i badanie skalowania\***

**Deep inelastic scattering: experiments on the proton and the  
observation of scaling**

*Nobel Lecture, 8 December, 1990, Stockholm*

### **1. Wprowadzenie**

#### *1.1. Przegląd programu badań rozpraszania elektronów*

Pod koniec 1967 r. zapoczątkowano pierwszy z długiej serii eksperymentów badających wysoce nieelastyczne rozpraszanie elektronów. Eksperyment przeprowadzono przy dwumilowym akceleratorze w Stanfordzkim Centrum Akceleratora Liniowego (SLAC), przy użyciu tarcz z płynnego wodoru, a następnie płynnego deuteru. Przeprowadzony w ramach współpracy Instytutu Technologicznego stanu Massachusetts (MIT) i SLAC-u, miał na celu analizę rozpraszania elektronów na nukleonie (wspólna nazwa protonu i neutronu) przy dużych przekazach energii; procesu, który wkrótce nazwano rozpraszaniem głęboko nieelastycznym. Energie wiązki elektronów sięgające 21 GeV, najwyższe wówczas osiągalne, oraz duże gęstości strumienia elektronów, umożliwiły badanie nukleonu ze znacznie większą niż dotychczas zdolnością rozdzielczą. Ponieważ elektrodynamika kwantowa dostarczała dokładnego i dobrze rozumianego opisu oddziaływania elektronów z ładunkami i momentami magnetycznymi, rozpraszanie elektronów stało się około 1968 r. podstawową metodą badania struktury złożonych jąder i pojedynczych nukleonów.

---

\*Wykład noblowski, wygłoszony 8 grudnia 1990 r. w Sztokholmie, został przetłumaczony za zgodą Autora i Fundacji Nobla. [Translated with permission. Copyright © 1991 by the Nobel Foundation] (przyp. Red.).

W połowie lat 60-tych, Hofstadter i jego współpracownicy odkryli, iż ze wzrostem przekazu pędu przekrój czynny na rozpraszanie ostro spadał w porównaniu z przekrojem dla ładunku punktowego. Ich wyniki wyznaczyły rozmiar nukleonu na ok.  $10^{-13}$  cm, sugerując rozmytą strukturę. Pierwsze badania MIT-SLAC, w których uczestniczyli także fizycy z Kalifornijskiego Instytutu Technologicznego (Caltech), dotyczyły elastycznego rozpraszania elektron-proton, a późniejsze poświęcone były elektroprodukcji rezonansów jądrowych o energiach wzbudzeń do prawie 2 GeV. Rozpoczęta w 1967 r. współpraca MIT-SLAC zastosowała do dalszych analiz wyższe energie elektronów, udostępnione przez nowozbudowany akcelerator SLAC-u, podejmując następnie program badań rozpraszania głęboko nieelastycznego.

Rezultaty badań procesów nieelastycznych nadeszły wkrótce: zależność przekroju czynnego od przekazu pędu okazała się słaba, zaś głęboko nieelastyczny czynnik postaci (formfaktor), zawierający informację o strukturze protonu, nieoczekiwanie zależał tylko od jednej zmiennej, a nie od dwóch, jak pozwalała na to sama kinematyka. Wyniki te były niezgodne z oczekiwaniami większości fizyków w owym czasie. W powszechnym przekonaniu nukleon był obiektem rozciąglwym, co wynikało z rozpraszania elastycznego elektronów, ale z rozmytą strukturą wewnętrzną widzianą w rozpraszaniu pionów i protonów. Nowe wyniki doświadczalne sugerowały istnienie punktowych składników, co stanowiło zagadkę, ponieważ wydawało się, że istnienie takich składników przeczy dobrze ugruntowanym poglądom. Wzmoczone zainteresowanie tymi wynikami powstało w środowisku teoretyków i w trwającym szereg lat programie powiązanych badań teoretycznych i eksperymentalnych spowodowało, że składniki owe zostały ostatecznie zidentyfikowane jako kwarki. Zostały one wprowadzone w 1964 r. jako hipotetyczny, prawie abstrakcyjny schemat wyjaśniający bardzo udaną klasyfikację znanych wówczas hadronów. Identyfikacja ta umożliwiła rozwój obszernej teorii pola opisującej hadrony (cząstki silnie oddziałujące), nazywanej chromodynamiką kwantową (QCD), która całkowicie zastąpiła wcześniejszy obraz nukleonów i mezonów. Teoria QCD, wraz z teorią oddziaływań elektroślabych, opisującą oddziaływanie leptonów i kwarków pod wpływem pól słabych i elektromagnetycznych, składa się na model standardowy, którego wszystkie przewidywania pozostają, jak dotychczas, w zadowalającej zgodności z eksperymentem. Osiągnięcia programu eksperymentów rozpraszania nieelastycznego grupy MIT-SLAC zostały docenione przez przyznanie nagrody Nobla z fizyki w roku 1990.

### 1.2. Treść naszych wykładów

Trzy tegoroczne wykłady noblowskie opisują eksperymenty grupy MIT-SLAC. Pierwszy, napisany przez R.E. Taylora [1], naświetla wczesną historię konstrukcji dwumilowego akceleratora, propozycje budowy układu eksperymen-

talnego do rozpraszania elektronów, wcześniejsze eksperymenty w innych laboratoriach oraz pierwsze eksperymenty rozproszeniowe, które wyznaczyły elastyczne czynniki postaci protonu.

Niniejszy wykład opisuje wiedzę i poglądy na strukturę wewnętrzną nukleonów w 1968 r., uwzględniając sprzeczne punkty widzenia na temat słuszności modelu kwarkowego oraz modeli "samouzgodnienia" (bootstrap) nukleonu. Przedstawiono przegląd programu badań rozpraszania nieelastycznego i serii przeprowadzonych eksperymentów, a także wprowadzono formalizm i zmienne fizyczne. Następnie opisane są poprawki radiacyjne, rezultaty pomiarów nieelastycznego rozpraszania elektronów na protonach wraz z wynikającym z nich obrazem fizycznym - naiwnym modelem partonowym.

Ostatni wykład, J.I. Friedmana [2], dotyczy późniejszych pomiarów rozpraszania nieelastycznego elektron-neutron i elektron-proton oraz szczegółów modelu składników kwarkowych - teorii fizycznej rozwijanej pod wpływem danych z rozpraszania elektronów, a następnie potwierdzonej w eksperymentach neutrinowych.

## 2. Struktura nukleonów i hadronów w roku 1968

W roku 1968, gdy rozpoczynały się eksperymenty grupy MIT-SLAC, nie było szczegółowego modelu struktury wewnętrznej hadronów. W rzeczywistości nawet określenie "struktura wewnętrzna" było obce wielu ówczynie panującym teoriom. Teorie próbowały wyjaśnić miękkie procesy — czyli gwałtownie spadające ze wzrostem przekazu pędu przekroje czynne (główną cechą ówczesnych danych z rozpraszania hadron – hadron), a także rezonanse hadronowe, których mnóstwo odkryto w końcu lat pięćdziesiątych oraz w latach sześćdziesiątych. Kwarki zostały z powodzeniem wprowadzone w celu wyjaśnienia statycznych własności i uszeregowania hadronów. Jednakże dostępne wówczas informacje sugerowały, że hadrony są wewnątrz "miękkie" i widma rozpraszanych elektronów będą odzwierciedlały rozmyte rozkłady ładunków i momentów magnetycznych bez podstawowych składników punktowych. Modele, w których cząstkami składowymi były kwarki stały się oczkiem w głowie garstki teoretyków, ale prowadziły do poważnych trudności, wówczas nie rozwiązanych, czyniących je niepopularnymi jako modele oddziaływań hadronów wysokich energii.

Potrzeba przeprowadzenia obliczeń dla sił, o których było wiadomo że są bardzo duże, wprowadzała nieprzewidywane trudności: w szczególności nieuzasadnione było stosowanie rachunku zaburzeń. Spowodowało to wznowienie zainteresowania [3] teorią macierzy  $S$ , czyli próbą rozwiązywania tych problemów poprzez badanie własności macierzy zawierającej amplitudy przejścia pomiędzy wszystkimi możliwymi stanami początkowymi i wszystkimi stanami końcowymi.

### 2.1. Teoria: hipoteza "demokracji cząstek"

Teoria samouzgodnienia stanowiąca próbę zrozumienia oddziaływań hadronów i dużej liczby rezonansów hadronowych [4], była jednym z rozwinięć teorii macierzy  $S$ . Zakładała ona, że nie ma "elementarnych" cząstek: każda cząstka składa się z innych cząstek. Czasem nazywana hipotezą "demokracji cząstek", była przeciwieństwem teorii zakładających istnienie składników podstawowych.

Teoria Reggego [5], bardzo skuteczny model fenomenologiczny, była jednym z szeroko wykorzystywanych<sup>1</sup> udoskonaleń teorii macierzy  $S$ . Opierała się początkowo na nowym podejściu do rozpraszania nierelatywistycznego, następnie zaś została rozszerzona do relatywistycznej teorii macierzy  $S$  stosowanej dla zderzeń wielkich energii [7]. Znane hadrony zostały sklasyfikowane według tego, na której "trajektorii" leżały. Dostarczyło to niespodziewanych związków pomiędzy reakcjami przy wysokich energiach a rezonansami w kanałach skrzyżowanych. Dla wielkich energii teoria Reggego przewidywała, że przekrój czynny na rozpraszanie hadron - hadron będzie zależał gładko od  $s$  (kwadratu energii w środku mas), jak  $A(s) \propto s^{\alpha(0)}$  i będzie malał wykładniczo z  $t$  (kwadratem przestrzennopodobnego przekazu czteropędu), jak  $A(t) \propto \exp(\alpha't \ln(s/s_0))$ . Teoria Reggego prowadzi do dualności, której szczególnym sformulowaniem jest dualny model Veneziano [8]. Teorie te, znane już w połowie lat sześćdziesiątych wciąż dostarczają najlepszego opisu zderzeń miękkich (z małym przekazem pędu) pionów i nukleonów z nukleonami. W owym okresie panowała tendencja, aby ekstrapolować rezultaty przy małych przekazach pędu i ostatecznie dojść do wniosku że twarde zderzenia nie ma w ogóle.

Idee teorii macierzy  $S$  zostały rozszerzone poprzez model dominacji mezonów wektorowych (VMD) na procesy elektromagnetyczne z udziałem hadronów [9]. Zgodnie z modelem VMD, podczas oddziaływania rzeczywistego albo wirtualnego fotonu z hadronem foton przekształca się efektywnie w jeden z lekkich mezonów wektorowych, o takich samych liczbach kwantowych jak foton (głównie są to mezony  $\rho$ ,  $\omega$  oraz  $\phi$ ). W ten sposób amplitudy elektromagnetyczne zostały powiązane z amplitudami zderzeń hadronowych, które można badać przy użyciu metod macierzy  $S$ . Model dominacji mezonów wektorowych odniósł spore sukcesy przy opisie zjawisk z udziałem fotonów rzeczywistych i wielu spodziewało się, że VMD opisie poprawnie również wymianę wirtualnego fotonu w nieelastycznym rozpraszaniu elektronów. Oczywiście model ten także prowadził do przewidywań, że rozpraszanie elektronów nie odsłoni żadnej wewnętrznej struktury.

Wszystkie te teorie, oprócz ich zastosowania do badania rozpraszania hadron-hadron oraz własności rezonansów, dawały pewne przewidywania na temat struktury nukleonu, sprzeczne z wczesnymi rezultatami grupy MIT-SLAC.

<sup>1</sup>Obszerny przegląd fizyki silnych oddziaływań można znaleźć w [6], zob. także [3].



## 2.2. Model kwarkowy w 1964 roku

Termin kwark (*quark*<sup>2</sup>) pojawił się w 1964 r. w pracy Murraya Gell-Manna [10] oraz niezależnie w pracy Georga Zweiga [11]. Dla obu kwark (słowa tego wówczas Zweig nie użył) był sposobem uzyskania symetrii SU(3), "Poósmnej Ścieżki" Gell-Manna i Ne'emana [12] — udanego schematu klasyfikacji hadronów. Okazało się, że układy kwarków ze spinem 1/2, ułamkowymi ładunkami elektrycznymi oraz odpowiednimi innymi liczbami kwantowymi, odtwarzają multipletową strukturę wszystkich obserwowanych hadronów. Wprowadzenie ułamkowych ładunków nie było konieczne, ale dzięki temu schemat stawał się bardziej elegancki i ekonomiczny. Bariony wymagały trzech kwarków, które potem będziemy nazywać "walencyjnymi", mezony zaś par kwark – antykwark. I rzeczywiście, obraz kwarkowy pomógł rozwiązać pewne trudności, na które napotkały wcześniejsze klasyfikacje oparte na symetrii<sup>3</sup>. Początkowy sukces modelu spowodował liczne próby poszukiwania swobodnych kwarków. Starano się je wyprodukować w akceleratorach, sprawdzano czy nie powstają w promieniowaniu kosmicznym, a także poszukiwano kwarków "pierwotnych" metodą Millikana pomiaru ładunku kropelek oleju, czułą na ładunki ułamkowe. Żadna z tych prób nie zakończyła się sukcesem [13].

## 2.3. Model kwarkowy

Pojawiły się poważne problemy przy rozważaniu kwarków jako fizycznych składników nukleonu, problemy te zniechęciły albo zraziły większość społeczności teoretyków, włącznie z niektórymi najbardziej poważanymi osobistościami<sup>4</sup>. Idea była niesmaczna dla zwolenników teorii macierzy *S*. Problem stanowiło, po pierwsze, bezprecedensowe niepowodzenie prób wyprodukowania kwarków. Po drugie, brak bezpośredniej produkcji wymagał, aby kwark był bardzo ciężki, dla pary kwark-antykwark w mezonach oznaczało to, że energia wiązania jest bardzo duża, co prowadziło do przewidywań niezgodnych z rezultatami rozpraszania hadronów na hadronach. Po trzecie, sposób w który składały się tworząc bariony, oznaczał, że nie mogą podlegać zakazowi Pauliego, tak jak wymaga się tego od

<sup>2</sup>Słowo *quark* zostało wymyślone przez Murraya Gell-Manna, który następnie znalazł w poeście Jamesa Joyce'a *Finnegan's Wake* słowo *quark*, i tę wersję zaadoptował. Wydaje się, że Joyce używał tego słowa jako pochodnego od *quart* (kwarta). Autor jest wdzięczny Murrayowi Gell-Mannowi za dyskusję wyjaśniającą tę kwestię.

<sup>3</sup>Model kwarkowy wyjaśnił brak hadronowego trypletu, sekstetu i 27-pletów z ówczesnej klasyfikacji opartej na SU(3). Przy zgrubnym przypisaniu mas kwarkom potrafił opisać obserwowane relacje mas w multipletach; pozwolił również zrozumieć anomalnie długi czas życia mezonu  $\phi$  (jak opisano poniżej).

<sup>4</sup>".. wiemy, że... [mezony i bariony] są głównie, jeśli nie całkowicie, zbudowane jedne z drugich. ... Prawdopodobieństwo tego, że mezon składa się z rzeczywistej pary kwarków, a nie z dwóch mezonów, albo barionu i antybarionu, musi być niewielkie." M. Gell-Mann [14].

cząstek o spinie  $1/2$ . Po czwarte, nigdy w sposób pewny nie zidentyfikowano obiektów o ładunku ułamkowym; takie ładunki były dla wielu trudne do zaakceptowania, ponieważ pogląd o całkowitym charakterze ładunków elementarnych zdążył się już dobrze ugruntować. Przedsiębiorczy teoretycy konstruowali modele kwarkowe używające kwarków o całkowitych ładunkach, oraz wyjaśnienia pozwalające obejść inne trudności. Pomimo to idea składników kwarkowych nie była akceptowana przez dużą część społeczności fizyków, podczas gdy inni próbowali skonstruować testy, które wykazałyby nieprawdziwość modelu kwarkowego<sup>5</sup>.

Niektórzy teoretycy kontynuowali prace w starym duchu. Dalitz ([14], s.215) przeprowadził złożone obliczenia aby wyjaśnić nie tylko rozszczepienie *pomiędzy* multipletami hadronowymi, ale także rozszczepienia *wewnątrz* nich, wykorzystując część maszynierii teoretycznej stosowanej w rachunkach spektroskopii jądrowej. Obliczenia przeprowadzono także dla innych zagadnień dynamiki hadronów: np. z powodzeniem przewidziano, że rozpad  $\Delta^+$  jest głównie rozpadem magnetycznym dipolowym [15]. Ze względu na dyskutowane trudności teoretyczne, zaakceptowanie kwarków jako podstaw tej udanej fenomenologii nie doprowadziło do stworzenia podobnych podstaw dla rozpraszania przy wielkich energiach.

Gottfried badał rozpraszanie elektron-proton zakładając punktowe kwarki i argumentując, że prowadziłyby to do całkowitego przekroju czynnego (na rozpraszanie elastyczne i nieelastyczne), przy ustalonym przekazie pędu, identycznego jak dla ładunku punktowego, ale wyrażał sceptycyzm co do możliwości przejawienia się tego w przyszłych danych [16]. Poza pracą Gottfrieda oraz jedną pracą Bjorkena, dla której bodźcem była algebra prądów, wszystkie publikowane obliczenia w modelu składników kwarkowych dotyczyły raczej procesów niskoenergetycznych lub charakterystyk hadronów, niż oddziaływań wysokoenergetycznych. Zweig przeprowadził obliczenia zakładając, że kwarki są rzeczywiście składnikami hadronów, ale jego idee nie były szeroko akceptowane<sup>6</sup>.

Jak widać, lata sześćdziesiąte nie były dobrym czasem dla modeli kwarkowych<sup>7</sup>. Podsumowanie jednej z prac przeglądowych w stylu lat sześćdzie-

<sup>5</sup> "Potrzebujemy i oczekujemy więcej danych w celu zniszczenia obrazu elementarnych składników", J.D. Bjorken. "Myślę, że prof. Bjorken i ja sformułowaliśmy reguły sum w nadziei zniszczenia modelu kwarkowego", Kurt Gottfried. Oba cytaty z [14a].

<sup>6</sup> Zweig od początku wierzył, że nukleon składa się z "fizycznych" kwarków. Opierał się głównie na swoich badaniach własności mezonu  $\varphi$ . Nie rozpadał się on natychmiast na parę  $\rho - \pi$ , jak oczekiwano, lecz około dwóch rzędów wielkości wolniej na kaon i antykaon, których suma mas bliska była progowi na rozpad. Zweig rozumiał to jako efekt dynamiczny, niewytłumaczalny przez reguły wyboru wynikłe z grup symetrii, lecz zrozumiał jedynie w modelu ze składnikami, gdzie początkowe kwarki "gładko przepływały" do stanu końcowego. Był za to ostro krytykowany, aż do pojawienia się wyników z MIT-SLAC. (Informacja prywatna, luty 1991.)

<sup>7</sup> Według popularnej książki o poszukiwaniu kwarków, Zweig, młody teoretyk, będąc akurat w CERN-ie gdy zaproponował swoją teorię kwarków, nie mógł opublikować swoich idei aż do połowy lat 70-tych, a więc do czasu, gdy model składników był już dość dobrze ugruntowany [17].

siątych było następujące: “kwarki stały się użyteczne do kodowania informacji, ale nie powinny być brane poważnie jako obiekty fizyczne” [18]. Chociaż całkiem użyteczne w spektroskopii niskoenergetycznych rezonansów, miały według niektórych “złą reputację teoretyczną”, i wyczuwało się, że mają marginalne znaczenie przy opisie miękkiego rozpraszania wielkich energii<sup>8</sup>.

#### 2.4. Algebra prądów

Po wprowadzeniu kwarków, Gell-Mann i inni rozwinęli “algebrę prądów”, zajmującą się słabymi i elektromagnetycznymi oddziaływaniami hadronów. Wychodząc z założenia o swobodnych polach kwarkowych, Gell-Mann znalazł związki pomiędzy prądami słabymi, które odtwarzały związki komutacyjne dla prądów postulowane przy konstruowaniu wcześniejszych grup symetrii hadronów. Około roku 1966 algebra prądów stała się bardzo ważna. Wykorzystywała ona ideę *zmiennych lokalnych* — gęstości prądu i ładunku oddziaływań słabych i elektromagnetycznych. Pojęcia te wywodzą się z teorii pola i mogą być włączone do modelu samouzgodnienia, czy teorii macierzy  $S$ , poprzez założenia takie jak VMD. Założenia te mają sens dla umiarkowanych przekazów pędu, ale nie dla przekazów dużych w porównaniu z masą hadronu. W konsekwencji, znaczna i rosnąca część społeczności teoretyków zaczynała myśleć kategoriami teorii pola.

Algebra prądów spowodowała też powstanie małej ale bardzo aktywnej produkcji “reguł sum”. Reguły sum są to relacje pomiędzy ważonymi całkami z różnych kombinacji przekrojów czynnych. Przewidywania niektórych reguł stały się ważne dla potwierdzenia rezultatów z głęboko nieelastycznego rozpraszania elektronów, a także neutronów<sup>9</sup>.

Gell-Mann jasno dawał do zrozumienia, iż nie sugeruje aby hadrony były zbudowane z kwarków<sup>10</sup>, ale pozostawiał otwartą możliwość ich istnienia<sup>11</sup>. Mimo tego algebra prądów miała pewne cechy modelu kwarków składowych, z którego się wywodziła i Bjorken wykorzystał to dla pokazania, że wyprowadzone przez niego oraz innych reguły sum wymagają dużych przekrojów czynnych aby mogły być spełnione. Następnie pokazał, że takie przekroje czynne pojawiają się w sposób naturalny w modelu kwarków składowych, analogicznie do modeli jąder złożonych ze składników protonowych i

---

Jego prace [11] jednakże doszły do społeczności fizyków i pomogły w stymulowaniu wczesnych poszukiwań kwarków.

<sup>8</sup> “Poprzez lata 60-te, aż do 70-tych, artykuły, czasopisma i książki pełne były zastrzeżeń co do istnienia kwarków” [19].

<sup>9</sup> Dalszą dyskusję na temat reguł sum w konfrontacji z doświadczeniem znaleźć można w [2].

<sup>10</sup> “Cząstki te [kwarki] przypuszczalnie nie są tworamı rzeczywistymi, ale tak czy inaczej będziemy się nimi posługiwać w naszej teorii pola”, Gell-Mann [20].

<sup>11</sup> “O co tu chodzi? Czym są te kwarki? Możliwe, że kwarki rzeczywiście istnieją, ale jeśli tak, to muszą one mieć wysoki próg na wielokrotną produkcję - wiele GeV ...” [14].

neutronowych<sup>12</sup>. Model ten wykorzystał następnie do przewidzenia zjawiska skałowania, które dokładnie przedyskutujemy poniżej. Wciąż jednak Bjorken i inni nie byli zdecydowani jak powinny być rozumiane własności punktowe, które ujawniła algebra prądów<sup>13</sup>.

### 2.5. Teoretyczne podstawy programu rozpraszania

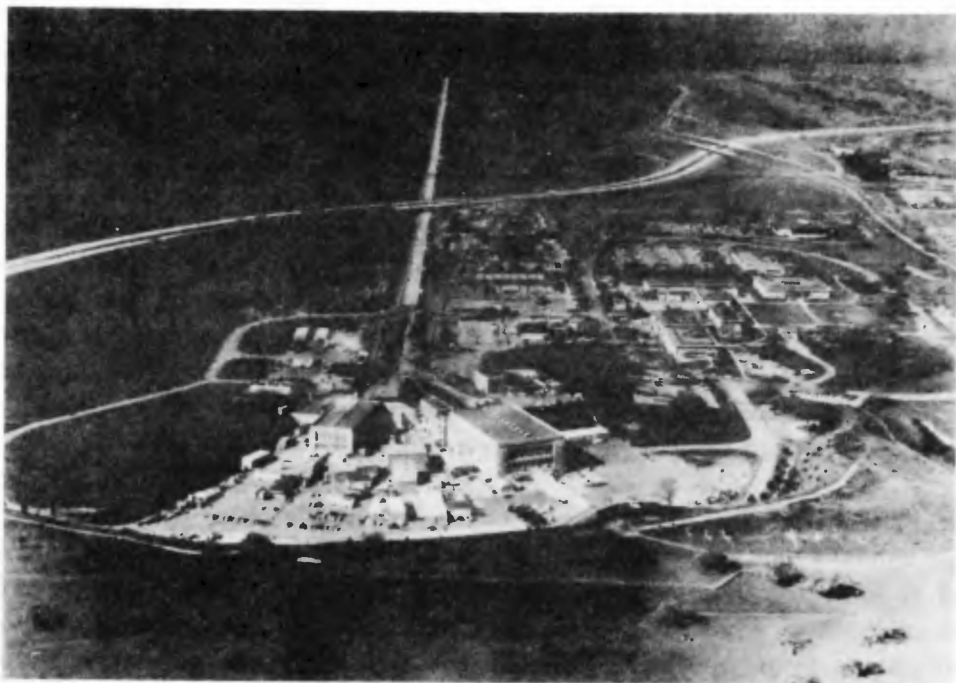
Wobec nakreślonej powyżej sytuacji w teorii, podczas planowania i projektowania stanowiska do rozpraszania elektronów nie brano pod uwagę, że hipotetyczne punktowe podstruktury nukleonu mogą być w rozpraszaniu obserwowane. Jednakże podczas przygotowywania propozycji budowy układu doświadczalnego zgłoszonej do SLAC-u wzięto pod uwagę procesy głęboko nieelastyczne [22]. Przewidywane przekroje czynne oszacowano na podstawie modelu zakładającego fotoprodukcję mezonów poza powłoką masy w połączeniu z elastycznymi funkcjami struktury, co, jak się spodziewano, dawało najlepsze oszacowania spodziewanych liczb zdarzeń. Oszacowania te wchodziły w skład szerszego programu obliczeń, przeprowadzonych w MIT, w celu znalezienia zniekształceń widm cząstek z procesów nieelastycznych wynikających z emisji fotonów. Obliczenia te były konieczne przy planowaniu aparatury i ocenie problemów związanych z poprawkami radiacyjnymi. Ostatecznie ustalono, że poprawki te zaniżają spodziewaną liczbę zdarzeń o jeden do dwóch rzędów wielkości.

## 3. Program rozpraszania

Akcelerator liniowy dostarczający wiązek elektronów wykorzystywanych w eksperymentach rozpraszania nieelastycznego był (i pozostał do czasu pisania tego artykułu) urządzeniem wyjątkowym wśród akceleratorów cząstek wielkich energii (patrz rys. 1). Rozbudowa mniejszego, 1 GeV-owego akceleratora sto-

<sup>12</sup>“Wyniki te [reguły sum wymagające przekrojów czynnych rzędu rozpraszania Rutherforda na punktowej cząstce] są tak wymowne, iż przez odwołanie się do historii nasuwa się interpretacja poprzez ‘elementarne składniki’ nukleonu”. Zwrócił on uwagę, że rozpraszanie lepton-nukleon przy wysokich energiach może rozwiązać kwestię ich istnienia i zauważył, że “warto będzie spojrzeć jeszcze na wyniki głęboko nieelastyczne i pozbyć się tego modelu bez dwuznaczności” [21].

<sup>13</sup>T.D.Lee: “Z pewnością nie jestem osobą broniącą modeli kwarkowych, ale wydaje mi się, że założenie związku dyspersyjnego bez odjęć [aktualny temat dyskusji] jest obecnie równie *ad hoc*, jak model kwarkowy. A zatem, zamiast odrzucać model kwarkowy można równie dobrze odrzucić związek dyspersyjny bez odjęć”. J.Bjorken: “Zgadzam się całkowicie. I chciałbym się nieco zdystansować od tego jako testu dla modelu kwarkowego. Wspomniałem o tym głównie jako o rozpaczliwej próbie interpretacji tego raczej uderzającego zjawiska punktowego zachowania. Mamy wyraźną niezgodność w całkowitym przekroju czynnym na rozpraszanie. Kwarki zostały wprowadzone jedynie w celu pokazania, jak można by tę niezgodność wyeliminować. Może jednak być wiele innych sposobów interpretacji”. Dyskusja w [14a].

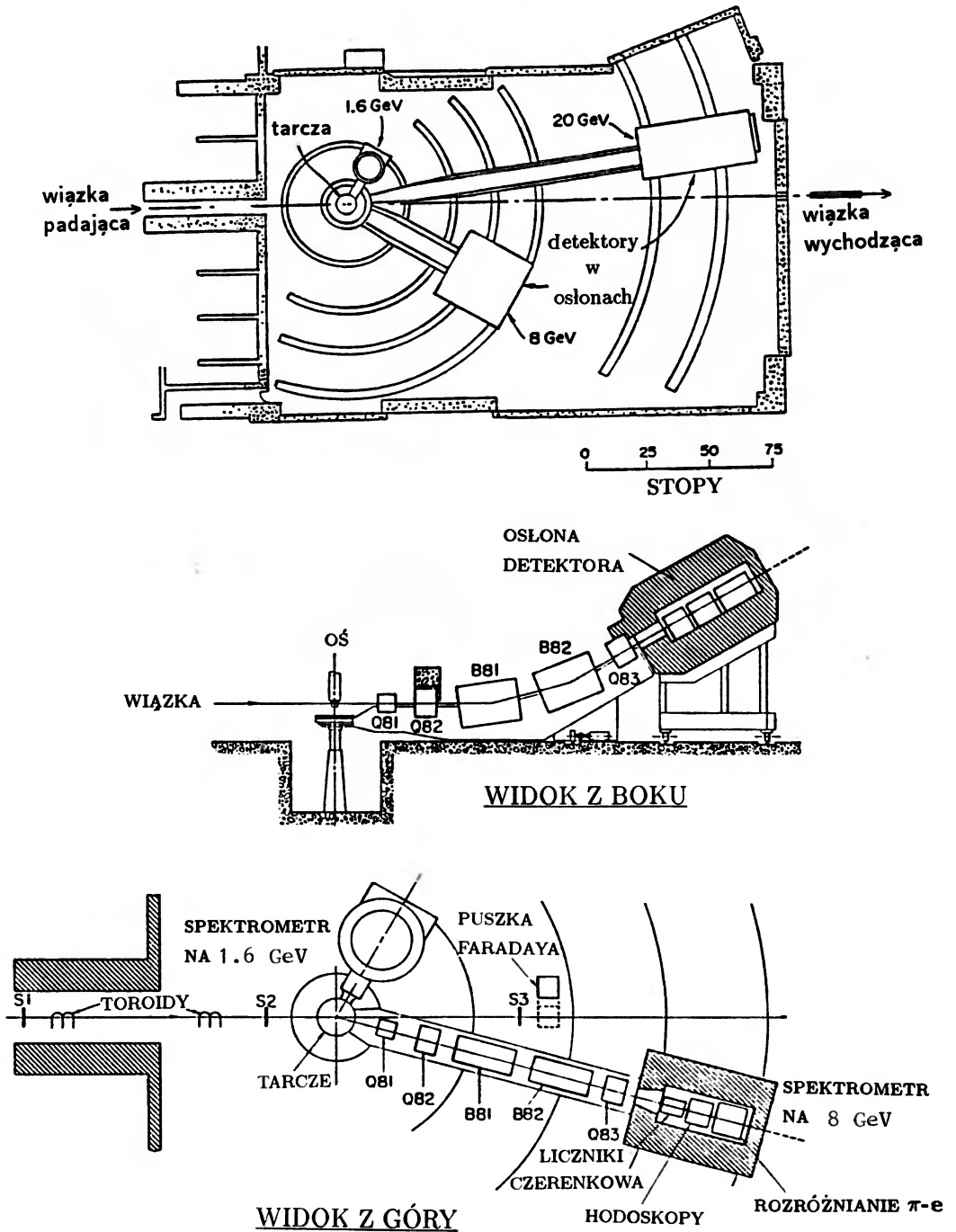


Rys. 1. Widok na Liniowy Akcelerator w Stanfordzie. Na samej górze znajduje się układ wtrysku elektronów; niżej, pośrodku, obszar eksperymentu. Badanie głęboko nieelastycznego rozpraszania odbywało się w Stacji Końcowej A, największym budynku w strefie eksperymentu

sowanego przez Hofstadtera w jego badaniach rozkładów ładunku i momentu magnetycznego nukleonu, była możliwa dzięki zaawansowanej technologii klistrowej stworzonej przez uczonych i inżynierów ze Stanfordu. Technologia ta dostarczała dużych poziomów mocy o częstościach mikrofalowych koniecznych przy jednym cyklu przyśpieszania elektronów. Akcelerator został zaproponowany w 1957 r., zaaprobowany przez Kongres w 1962 r., konstrukcję rozpoczęto w 1963 r.. Rozpoczął pracę zgodnie z planem w 1967 r.. Koszty jego budowy wyniosły 114 mln dolarów [23].

Współpraca eksperymentalna rozpoczęła się w 1964 r.. Po roku 1965 R.E. Taylor został dyrektorem Grupy A SLAC-u, i razem z J.I. Friedmanem i autorem odpowiadali za wkład wnoszony przez MIT. Grupa badawcza z Kalifornijskiego Instytutu Technologicznego dołączyła do cyklu konstrukcyjnego oraz badań elastycznych ale wycofała się przed rozpoczęciem programu nieelastycznego, aby zająć się inną tematyką badań.

Konstrukcja urządzenia do rozpraszania elektronów była prawie porówny-



Rys. 2. (a) Plan Stacji Końcowej A i dwóch głównych spektrometrów magnetycznych używanych do badania rozproszonych elektronów. (b) Konfiguracja spektrometru na 8 GeV używanego do kątów rozpraszania powyżej  $12^\circ$

walna z konstrukcją akceleratora. Urządzenie było wielkie jak na owe czasy. W ekranowanym budynku 200 na 125 stóp mieściły się trzy spektrometry magnetyczne oraz "barak obliczeniowy", zawierający szybkie układy elektroniczne i duży jak na tamte czasy komputer, gdzie eksperymetatorzy kontrolowali aparaturę i sterowali pomiarami (rys. 2 a,b). Największy spektrometr mógł skupiać elektrony aż do 20 GeV i był stosowany dla kątów rozpraszania do  $10^\circ$ . Drugi spektrometr, używany do 8 GeV, początkowo był ustawiany powyżej  $34^\circ$ , oraz trzeci, skupiający do 1.6 GeV, skonstruowany do innych celów, wykorzystano w jednej serii pomiarów pod dużymi kątami aby pomóc zapewnić jednorodność gęstości ciekłych gazów tarczy. Detektory zostały zaprojektowane tak, aby rejestrować tylko rozproszone elektrony. Bardzo krótki cykl pracy wiązki impulsowej wykluczał badanie cząstek odrzutu w koincydencji z rozproszonymi elektronami: dawałoby to wzrost liczby przypadkowych koincydencji do poziomu uniemożliwiającego ich analizę.

Badanie procesów elastycznych rozpoczęło się w początku r. 1967, a pierwsza przymiarka do badania procesów nieelastycznych na protonie w końcu tegoż roku. Wiosną 1968 r. otrzymano pierwsze rezultaty nieelastyczne. Dane te były przedstawione na głównym spotkaniu naukowym w Wiedniu, w sierpniu, oraz opublikowane w 1969 r. [24–26]. Następnie przeprowadzono szereg eksperymentów, większość z nich począwszy od 1970. Używano tarcz zarówno deuterowych jak i wodorowych, w dopasowanych seriach pomiarów, tak aby wyznaczyć przekroje czynne rozpraszania na neutronie z minimalnym błędem systematycznym. Pomiary kontynuowano przez dużą część lat siedemdziesiątych. W jednej z serii pomiarów [27] badano zależność rozpraszania nieelastycznego od masy atomowej, głównie przy małych przekazach pędu. We wczesnych latach osiemdziesiątych badania te rozszerzono do wyższych przekazów pędu oraz przeprowadzono powtórna analizę wcześniejszych danych grupy MIT-SLAC z rozpraszania na wodorze, deuterze i innych substancjach [28].

Od początku istnienia programu zdawano sobie sprawę, że nie ma takich działających albo projektowanych akceleratorów, na których można by w pełnym zakresie potwierdzić uzyskane wyniki. W celu zmniejszenia szansy błędu, przeprowadzono niezależną analizę danych w MIT i w SLAC-u. Jedną z konsekwencji braku drugiego podobnego układu doświadczalnego było, że Współpraca nigdy nie była zmuszona do zbierania danych i prowadzenia analizy w warunkach konkurencji. Dzięki temu, w ciągu całego programu można było spokojnie i starannie wykańczać pracę.

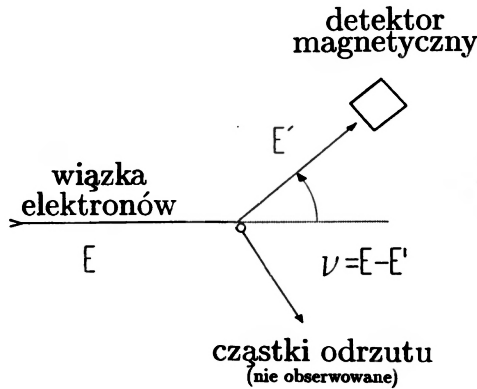
#### 4. Formalizm rozpraszania i poprawki radiacyjne

##### 4.1. Podstawowe procesy

Związki między zmiennymi kinematycznymi w rozpraszaniu elastycznym są, jak pokazano na rys. 3, następujące:

$$\nu = E - E' = q^2/(2M) \quad q^2 = 2EE'(1 - \cos \Theta), \quad (1)$$

gdzie  $E$  jest początkową, a  $E'$  końcową energią elektronu;  $\Theta$  jest kątem rozpraszania w laboratorium,  $\nu$  stratą energii elektronu,  $q$  czteropędem przekazywanym do nukleonu tarczy, a  $M$  jest masą protonu.



Rys. 3. Kinematyka rozpraszania

Przekrój czynny na elastyczne rozpraszanie elektronu na protonie został obliczony przez Rosenblutha [29] w przybliżeniu Borna, czyli, w najniższym rzędzie  $\alpha = 1/137$

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(E) = \sigma_M(E) \frac{E}{E'} \left[ \frac{G_{Ep}^2(q^2) + \tau G_{Mp}^2(q^2)}{1 + \tau} + 2\tau G_{Mp}^2 \tan^2(\Theta/2) \right], \quad (2)$$

gdzie

$$\sigma_M = \frac{4\alpha^2 E'^2}{q^4} \cos(\Theta/2)$$

jest przekrojem czynnym Motta na elastyczne rozpraszanie na punktowym protonie, zaś

$$\tau = q^2/(4M^2).$$

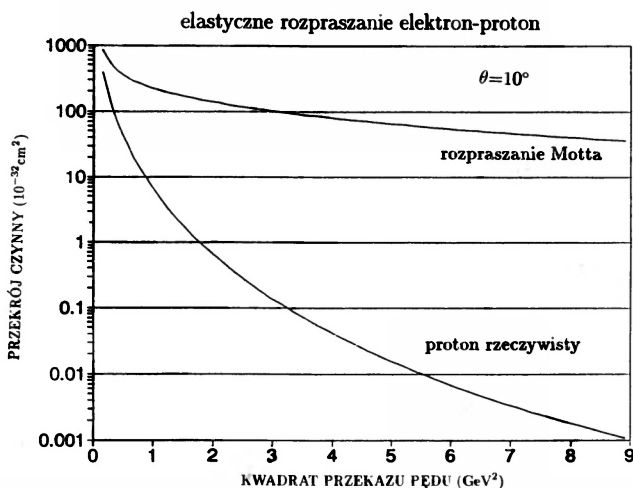
W tych równaniach, jak i w następnych, założono  $\hbar = c = 1$ , a masa elektronu została zaniedbana. Funkcje  $G_{Ep}^2$  i  $G_{Mp}^2$  są odpowiednio elektrycznym i magnetycznym czynnikiem postaci, opisują one uśrednioną po czasie strukturę protonu.



W granicy nierelatywistycznej kwadraty tych funkcji są transformatami Fouriera rozkładu przestrzennego ładunku oraz momentu magnetycznego. Jak widać z równania (2), rozpraszanie magnetyczne dominuje dla dużych  $q^2$ . Pomiar [30] pokazuje, że  $G_{Mp}^2$  jest z grubsza opisywane przez przybliżenie "dipolowe"

$$G_{Mp}/\mu = 1/(1 + q^2/0.71)^2,$$

gdzie  $q^2$  jest mierzone w  $(\text{GeV})^2$ , a  $\mu = 2.79$  jest momentem magnetycznym protonu. Dla dużych  $q^2$  dodatkowa zależność  $1/q^8$ , poza tą pochodzącą od  $\sigma_M$ , nakłada się na przekrój czynny rozpraszania elastycznego jako konsekwencja skończonych rozmiarów protonu. Pokazano to na rys. 4.



Rys. 4. Przekroje czynne na rozpraszanie elastyczne elektronów na protonie "punktowym" i rzeczywistym. Różnice dają się przypisać niezerowym rozmiarom protonu

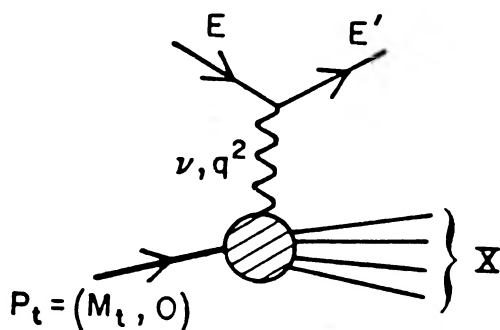
W rozpraszaniu nieelastycznym energia jest przekazywana do układu hadronów. Niezmiennicza lub brakująca masa  $W$  jest masą końcowego stanu hadronowego i jest dana wzorem:

$$W^2 = (2M\nu + M^2 - q^2).$$

Kiedy obserwowany jest tylko elektron, skład końcowego stanu hadronowego nie jest znany poza jego masą niezmienniczą  $W$ . Przy założeniu wymiany jedno-fotonowej (rys. 5), różniczkowy przekrój czynny na rozpraszanie elektronów przez tarczę nukleonową wyraża się przez dwie funkcje struktury  $W_1$  i  $W_2$  następującym wzorem [31]:

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega dE'}(E, E', \Theta) = \sigma_M[W_2(\nu, q^2) + 2W_1(\nu, q^2) \tan^2(\Theta/2)]. \quad (3)$$

Wyrażenie to jest analogiczne do przedstawionego powyżej przekroju czynnego



Rys. 5. Diagram Feynmana dla nieelastycznego rozpraszania elektronów

Rosenblutha. Funkcje struktury  $W_1$  i  $W_2$  są podobnie definiowane dla protonu, deuteronu, czy neutronu; zawierają one całą informację o strukturze cząstek tarczy, możliwą do uzyskania przez rozpraszanie nie spolaryzowanych elektronów na nie spolaryzowanej tarczy.

W ramach przybliżenia wymiany jednofotonowej, można traktować nieelastyczne rozpraszanie elektronu jako fotoprodukcję przez "wirtualne" fotony. Tutaj, w przeciwieństwie do fotoprodukcji przez rzeczywiste fotony, masa fotonu  $q^2$  zmienia się i wymieniany foton może mieć zarówno podłużną jak i poprzeczną polaryzację. Jeśli hadronowy stan końcowy nie jest obserwowany, człon interferencyjny pomiędzy tymi dwiema składowymi kasuje się i różniczkowy przekrój czynny na rozpraszanie nieelastyczne elektronów jest związany z całkowitym przekrojem czynnym na absorpcję fotonu wirtualnego poprzecznego,  $\sigma_T$ , i podłużnego,  $\sigma_L$ , wzorem [32]

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega dE'}(E, E', \Theta) = \Gamma \left[ \sigma_T(\nu, q^2) + \varepsilon \sigma_L(\nu, q^2) \right], \quad (4)$$

gdzie

$$\Gamma = \frac{\alpha}{4\pi^2} \frac{KE'}{q^2 E} \left[ \frac{2}{1 - \varepsilon} \right], \quad \varepsilon = \left[ 1 + 2(1 + \nu^2) \tan^2(\Theta/2) \right]^{-1},$$

oraz

$$K = (W^2 - M^2)/(2M).$$

Wielkość  $\Gamma$  jest strumieniem poprzecznych fotonów wirtualnych, a  $\varepsilon$  jest współczynnikiem polaryzacji podłużnej. Przekroje czynne  $\sigma_T$  i  $\sigma_L$  są związane z funkcjami struktury  $W_1$  i  $W_2$  przez

$$W_1(\nu, q^2) = \frac{K}{4\pi^2\alpha} \sigma_T(\nu, q^2),$$

$$W_2(\nu, q^2) = \frac{K}{4\pi^2\alpha} \left[ \frac{q^2}{q^2 + \nu^2} \right] \left[ \sigma_T(\nu, q^2) + \sigma_L(\nu, q^2) \right]. \quad (5)$$

W granicy  $q^2 \rightarrow 0$ , niezmienniczość cechowania wymaga aby  $\sigma_L \rightarrow 0$  oraz  $\sigma_T \rightarrow \sigma_\gamma(\nu)$ , gdzie  $\sigma_\gamma(\nu)$  jest przekrojem czynnym na fotoprodukcję przez rzeczywiste fotony. Wielkość  $R$ , zdefiniowana jako stosunek  $\sigma_L/\sigma_T$  wiąże się z funkcjami struktury wzorem

$$R(\nu, q^2) = \sigma_L/\sigma_T = (W_1/W_2)(1 + \nu^2/q^2) - 1. \quad (6)$$

Oddzielne wyznaczenie dwóch nieelastycznych funkcji struktury  $W_1$  i  $W_2$  (lub równoważnie,  $\sigma_T$  i  $\sigma_L$ ) wymaga znajomości różniczkowego przekroju czynnego dla wielu wartości kąta  $\theta$  przy ustalonych  $\nu$  i  $q^2$ . Zgodnie z równaniem (4),  $\sigma_L$  jest nachyleniem, a  $\sigma_T$  jest przesunięciem dopasowania linii prostej do wielkości  $\Sigma$

$$\Sigma = \frac{1}{\Gamma} \frac{d^2\sigma}{d\Omega dE'}(\nu, q^2, \theta).$$

Funkcje struktury  $W_1$  i  $W_2$  można następnie obliczyć z równania (5). Alternatywnie można wyznaczyć funkcje  $W_1$  i  $W_2$  z pojedynczego pomiaru różniczkowego przekroju czynnego, wstawiając szczególną zależność funkcyjną na  $R$  do równań

$$W_1 = \frac{1}{\sigma_M} \frac{d^2\sigma}{d\Omega dE'} \left[ (1 + R) \left\{ \frac{q^2}{q^2 + \nu^2} \right\} + 2 \tan^2(\theta/2) \right]^{-1},$$

$$W_2 = \frac{1}{\sigma_M} \frac{d^2\sigma}{d\Omega dE'} \left[ 1 + \left[ \frac{2}{1 + R} \right] \left[ \frac{q^2 + \nu^2}{q^2} \right] \tan^2(\theta/2) \right]^{-1}. \quad (7)$$

Równania (5)–(7) stosują się równie dobrze do protonu, deuteru, czy neutronu.

W praktyce łatwiej było wyznaczać wartości  $\sigma_T$  i  $\sigma_L$  z dopasowania linii prostej do różniczkowych przekrojów czynnych jako funkcji  $\varepsilon$ . Stosunek  $R$  został wyznaczony z wartości  $\sigma_T$  i  $\sigma_L$ , i  $W_1$  i  $W_2$  były wyznaczane z  $R$  tak jak to powyżej pokazano.

#### 4.2. Niezmienniczość skalowania i zmienne skalowania

Badając modele które spełniają algebrę prądów, Bjorken [33] wysunął hipotezę<sup>14</sup>, że w granicy nieskończenie wielkich  $q^2$  i  $\nu$ , przy ustalonym stosunku  $\omega = 2M\nu/q^2$ , dwie wielkości  $\nu W_1$  i  $W_2$  stają się funkcjami tylko  $\omega$ , tzn.

$$2MW_2(\nu, q^2) = F_1(\omega), \quad \nu W_2(\nu, q^2) = F_2(\omega).$$

<sup>14</sup>Hipoteza ta, mimo że opublikowana już po wykazaniu skalowania w doświadczeniu, sformułowana została przed dokonaniem pomiarów (dyskusja dalej w tekście).

Własność tę nazywa się “skalowaniem” w zmiennej  $\omega$  w “granicy bjorkenowskiej”. Zmienna  $x = 1/\omega$  weszła w użycie wkrótce po pierwszych nieelastycznych pomiarach; w niniejszej pracy będziemy używać obu zmiennych.

Ponieważ  $W_1$  i  $W_2$  są związane relacją

$$\nu W_2/W_1 = (1 + R)/[1/\nu + \omega/(2M)],$$

widać, że skalowanie w  $W_1$  towarzyszy skalowaniu w  $\nu W_2$  tylko wówczas jeśli  $R$  ma odpowiednią postać funkcyjną, tak aby prawa strona równania była tylko funkcją  $\omega$ . W granicy bjorkenowskiej jest oczywiste, że skalowanie  $W_1$  i  $\nu W_2$  będzie zachodzić jeśli  $R$  jest stałą lub jedynie funkcją  $\omega$ .

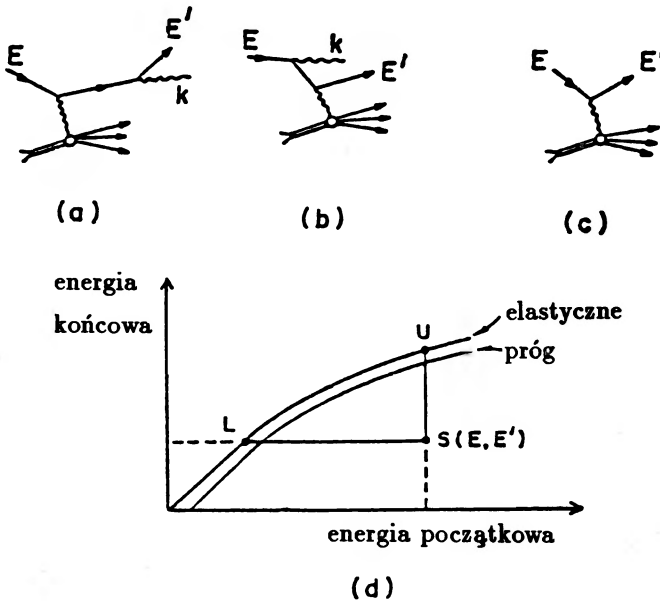
### 4.3. Poprawki radiacyjne

W celu wyeliminowania skutków promieniowania fotonów przez elektrony, trzeba zastosować poprawki radiacyjne do mierzonych przekrojów czynnych. Promieniowanie takie może zachodzić podczas rozpraszania na nukleonie oraz przechodzenia przez materię przed i po zderzeniu. Poprawki te usuwają także, wynikające z elektrodynamiki, wkłady wyższego rzędu do wierzchołka elektronowo-fotonowego oraz do propagatora fotonu. Tak dokładnego uwzględnienia poprawek radiacyjnych, jak wymagał tego proponowany program rozproszeniowy, nie przeprowadzano poprzednio [34]. Friedman [35] w 1959 r. obliczył elementy potrzebnego “trójkąta”, który zostanie omówiony bardziej szczegółowo poniżej, przy przeprowadzaniu poprawek do rozpraszania nieelastycznego elektronów o energii 175 MeV na deuterze. Isabelle i Kendall [36] badali w 1962 r. rozpraszanie nieelastyczne elektronów o energii do 245 MeV na  $^{209}\text{Bi}$ , dla wielu trójkątów i opracowali procedury komputerowe niezbędne przy obliczaniu poprawek. Badania te dostarczyły podstaw do przekonania, że procedura jest możliwa do wykonania, a wielkość błędów, do których prowadzi, jest akceptowalna<sup>15</sup>.

Największe poprawki potrzebne są ze względu na promieniowanie podczas rozpraszania, opisywane diagramami (a) i (b) na rys. 6. Foton o energii  $k$  jest emitowany po wymianie wirtualnego fotonu (a), oraz przed wymianą (b). Diagram (c) przedstawia interesujący nas proces, którego przekrój czynny mamy odtworzyć po wprowadzeniu poprawek na procesy (a) i (b). Mierzony przekrój czynny przy ustalonych  $E$ ,  $E'$  i  $\Theta$  będzie zawierał wkłady od (a) i (b) dla wszystkich kinematycznie dozwolonych wartości  $k$ . Najniższa wartość  $k$  wynosi zero, najwyższa w (b) ma miejsce dla elastycznego rozpraszania wirtualnego elektronu na cząstce tarczy. W celu poprawienia mierzonego przekroju czynnego przy danej wartości  $E$  i  $E'$ , trzeba znać przekrój czynny dla wielu energii początkowych i końcowych.

W bardzo dobrym przybliżeniu, wszystkie informacje konieczne do poprawienia przekroju czynnego pod kątem  $\Theta$  są dostępne przy tej samej wartości  $\Theta$ .

<sup>15</sup>Raport końcowy z eksperymentu przedstawiono w publikacji [37].

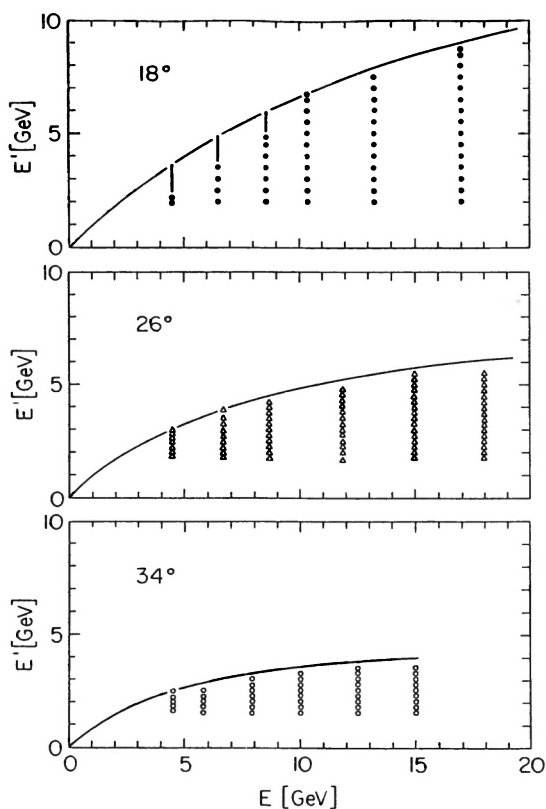


Rys. 6. Diagramy procesów radiacyjnych w rozpraszaniu elektronów: (a) po wymianie wirtualnego fotonu, (b) przed wymianą wirtualnego fotonu. Rysunek (c) pokazuje diagram z usuniętymi zjawiskami radiacyjnymi. Rysunek (d) przedstawia obszar kinematyczny istotny dla poprawek radiacyjnych. Tekst zawiera szerszą dyskusję procedur poprawek. "Trójkąt", o którym mowa w tekście, tworzą punkty L, U i S

Wykres (d) na rys. 6 pokazuje obszar kinematyczny w  $E$  i  $E'$ , który może dawać wkład przez procesy radiacyjne do podstawowego przekroju czynnego badanego w punkcie S, przy ustalonym  $\theta$ . Zakres jest taki sam dla wkładów od promieniowania hamowania elektronów początkowych i rozproszonych. Dla pojedynczej emisji twardego fotonu, przekrój czynny w punkcie S będzie zawierał wkłady od rozpraszania elastycznego w punktach U i L, a od rozpraszania nieelastycznego wzdłuż linii SL i SU począwszy od progu nieelastycznego. Jeśli zostały wypromieniowane dwa lub więcej fotonów, wkłady mogą pochodzić od linii LU i obszaru nieelastycznego ograniczonego liniami SL i SU. Przekroje czynne używane do tych poprawek same musiały zostać poprawione na efekty radiacyjne. Jednak, jeśli znane są już nie poprawione przekroje czynne na całym "trójkącie" LUS, można wtedy zastosować jednokrokową procedurę poprawek radiacyjnych, korzystającą z postaci funkcyjnej maksimum [38,39], dzięki której wyznaczymy w przybliżeniu poprawny przekrój czynny na początkowym trójkącie, razem z punktem S.

Zastosowanie poprawek radiacyjnych wymaga rozwiązania innej trudności, ponieważ w ogólności nie jest możliwe zrobienie pomiarów dostatecznie blisko

siebie w płaszczyźnie  $E - E'$ , aby poprawki mogły być bezpośrednio zastosowane. Typowo do wyznaczenia przekroju czynnego na "trójkacie" branych było pięć do



Rys. 7. Pomiary nieelastyczne: punkty w których badano widma w celu wyznaczenia "trójkątów" do poprawek radiacyjnych (trzy kąty wybrane dla późniejszych eksperymentów). Krzywe ciągłe odpowiadają elastycznemu rozpraszaniu elektron-proton

dziesięciu widm, każde dla innego  $E$ . Należało opracować metody interpolacji dostarczające brakującego przekroju czynnego oraz trzeba było je przetestować, aby pokazać że nie stanowią źródła niespodziewanego błędu. Rysunki 7 (a), (b) i (c) pokazują trójkąty oraz położenia widm dla danych zebranych w jednym z eksperymentów programu.

W stosowanych procedurach, ogony radiacyjne rozpraszania elastycznego elektronów na protonach zostały odjęte od mierzonych widm przed przeprowadzeniem interpolacji. W procedurach poprawek radiacyjnych grupy MIT-SLAC, ogony radiacyjne z rozpraszania elastycznego przybliżano przy użyciu wzoru Tsai [40], który jest ścisły w najniższym rzędzie w  $\alpha$ . Obliczenia ogona uwzględniały efekty promienistych strat energii pierwotnych i końcowych elektronów, wkład

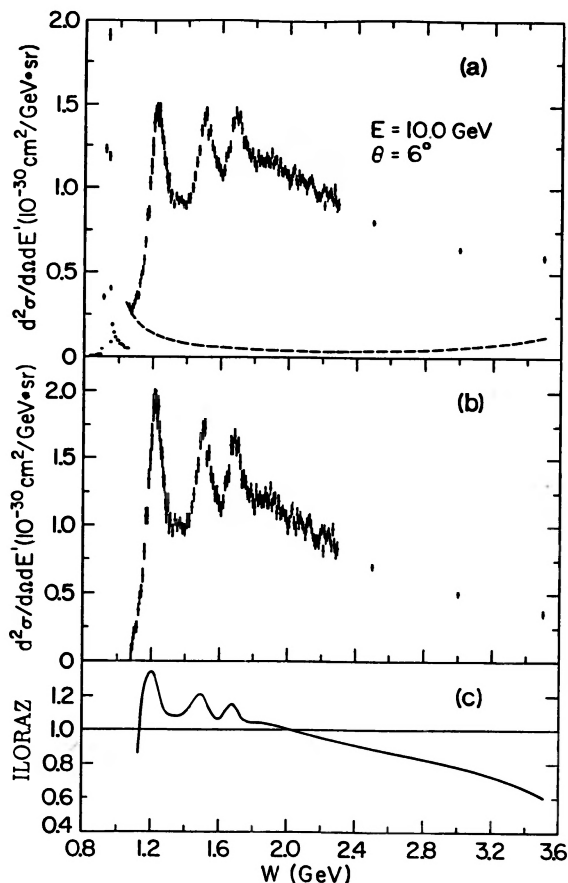
procesów wielofotonowych i promieniowanie protonu odrzutu. Po odjęciu ogona radiacyjnego maksimum z rozpraszania elastycznego, nieelastyczne ogony radiacyjne były usuwane przy pomocy powyżej opisanej jednokrokowej procedury rozplatającej. Konkretna postać użytego przybliżenia maksimum została wyznaczona z dopasowania do ścisłych obliczeń ogona nieelastycznego w najniższym rzędzie, przy użyciu modelu, który dobrze oddawał przekroje czynne wyznaczone doświadczalnie. Jeden zestaw procedur używanych przy analizie danych w SLAC-u podano w publikacji [41]. Mierzone przekroje czynne również poddane były pewnym poprawkom; dokonywano ich w MIT przy użyciu nieco innego rodzaju przybliżeń [42]. Porównania obydwu dały poprawione przekroje czynne, które pokrywały się ze sobą w granicach kilku procent. W pracy [43] podano pełny opis procedur poprawek radiacyjnych zastosowanych w MIT, przeprowadzonych testów przeglądowych i oszacowań błędów płynących z poprawek radiacyjnych oraz innych źródeł niepewności w eksperymencie. Rysunek 8 przedstawia względną wielkość poprawek radiacyjnych w funkcji  $W$  dla typowego widma z tarczy wodorowej. Choć poprawki radiacyjne były najistotniejszymi z poprawek zastosowanych do danych i wymagały dużej ilości rachunków, to były one rozumiane na poziomie ufności 5 do 10% i nie zwiększały w istotny sposób całkowitego błędu pomiarowego.

## 5. Rozpraszanie elektron-proton: wyniki

Widma rozproszonych elektronów uzyskane w eksperymencie odznaczały się pewnymi cechami, których wyrażność zależała od początkowej i końcowej energii elektronu oraz kąta rozpraszania. Przy niskich  $q^2$  maksimum rozpraszania elastycznego i wzbudzenia rezonansowe były widoczne na małym tle z widma ciągłego, zarówno w obszarze rezonansowym jak i w obszarze wyższych mas brakujących. Ze wzrostem  $q^2$  elastyczny i rezonansowy przekrój czynny gwałtownie spadał, przy coraz bardziej dominującym widmie ciągłym. Rysunek 9 przedstawia cztery widma dla różnych  $q^2$ . Obszar elastyczny i rezonansowy był gęsto pokryty punktami doświadczalnymi w celu dokładnego zbadania przekroju czynnego na rezonanse; znacznie większe odstępstwa zastosowano przy wyższych energiach wzbudzeń.

Rysunki 10a i 10b przedstawiają kształty zmierzonych widm w szerokim zakresie energii i kąta rozpraszania (włączając jedno widmo z akceleratora z Deutsches Elektronen Synchrotron (DESY)), ilustrujące cechy o których mowa powyżej.

Dwie cechy nierezonansowego rozpraszania nieelastycznego, które pojawiły się w pierwszych pomiarach, stanowiły zaskoczenie. Pierwsza, to bardzo słaba zależność rozpraszania od  $q^2$  przy stałym  $W$ . Przykłady dla  $W = 2.0$  i  $W =$

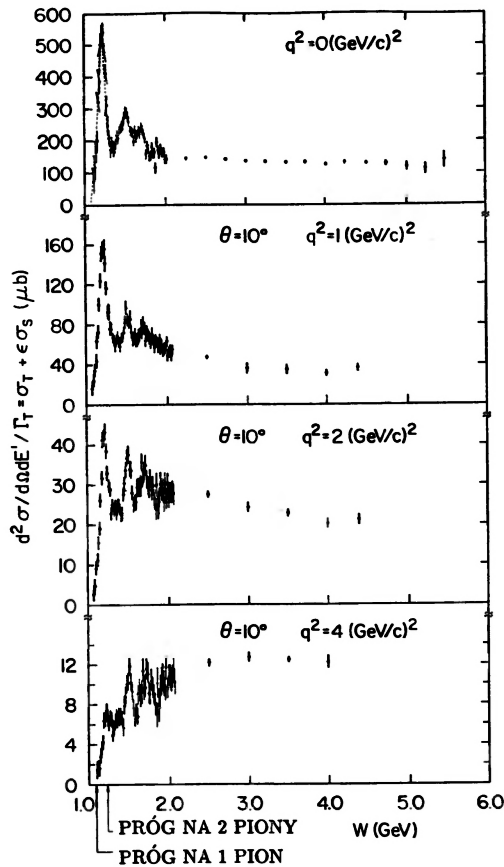


Rys. 8. Widma elektronów o energii początkowej 10 GeV rozproszonych na wodorze pod kątem  $6^\circ$  w funkcji energii końcowego stanu hadronowego  $W$ . Rysunek (a) przedstawia widmo przed zastosowaniem poprawek radiacyjnych. Maksimum elastyczne zmniejszono 8.5 razy. Pokazano obliczony "ogon" radiacyjny od maksimum elastycznego. Rysunek (b) przedstawia to samo widmo po odjęciu ogona maksimum elastycznego i poprawkach nieelastycznych. Rysunek (c) pokazuje stosunek widm nieelastycznych przed i po poprawkach radiacyjnych

3.0 GeV, dla danych z pierwszego eksperymentu, przedstawia rys. 11. Dla porównania przedstawiona jest także zależność od  $q^2$  dla rozpraszania elastycznego.

Drugą cechą było zjawisko skalowania. Podczas analizy danych z rozpraszania nieelastycznego, J.D. Bjorken zaproponował sprawdzenie czy  $\nu W_2$  nie jest funkcją jedynie  $\omega$ . Rysunek 12a przedstawia pierwsze sprawdzone dane:  $W_2$  w funkcji  $\nu$  dla sześciu wartości  $q^2$ . Rysunek 12b przedstawia  $F_2 = \nu W_2$  jako funkcję  $\omega$  dla dziesięciu wartości  $q^2$ . Ponieważ  $R$  było wtedy nie znane,  $F_2$  pokazano

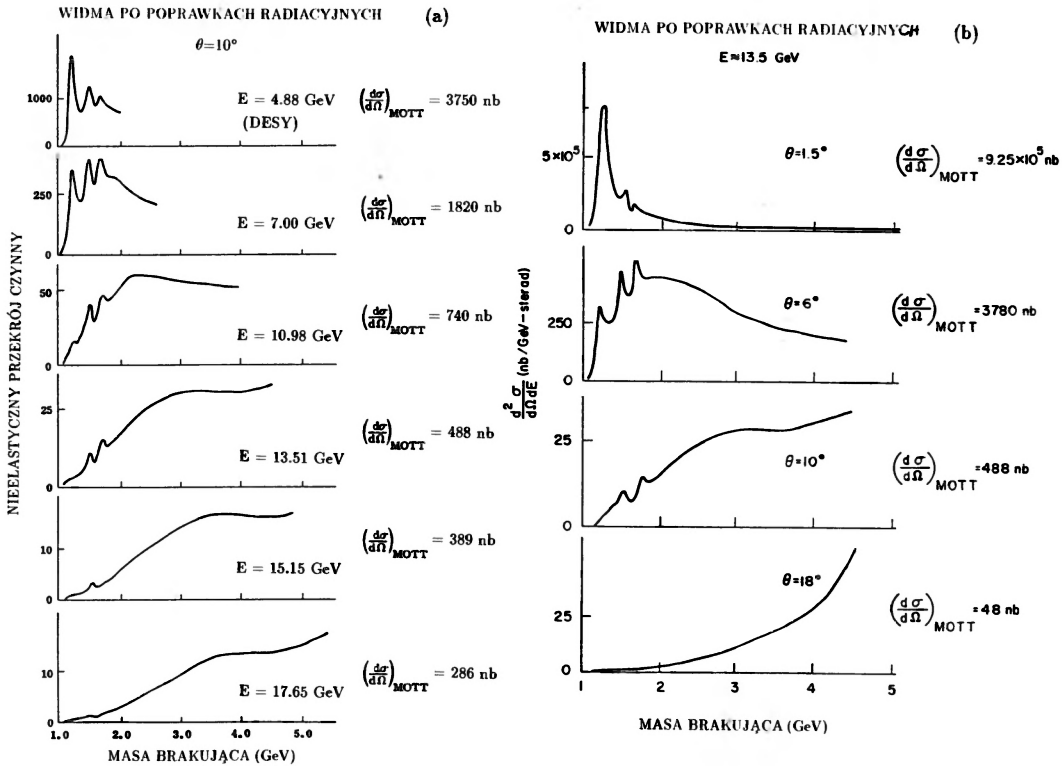




Rys. 9. Widma elektronów rozproszonych na wodorze przy  $q^2$  do 4  $(\text{GeV}/c)^2$ . Krzywa dla  $q^2 = 0$  pochodzi z ekstrapolacji danych z rozpraszania zebranych pod kątem  $\Theta = 1.5^\circ$ . Odjęto maksima elastyczne oraz zastosowano poprawki radiacyjne

przy dwóch wartościach granicznych,  $R = 0$  i  $R = \infty$ . Natychmiast stało się jasne, że hipoteza skalowania Bjorkena była z dobrym przybliżeniem słuszna. Autor, który dokonywał wówczas tej części analizy, pamięta jak sam zastanawiał się, co czuć musiał Balmer, gdy zobaczył po raz pierwszy uderzającą zgodność wzoru dziś noszącego jego imię z mierzonymi długościami fal widma atomowego wodoru.

Dalsze dane pokazały, że przynajmniej w początkowo badanych obszarach kinematycznych i w granicach dużych nieraz błędów, skalowanie jest ilościowo zachowane. Jak zobaczymy, skalowanie zachodzi w dominującej części badanego zakresu  $\nu$  i  $q^2$ . W pierwszych eksperymentach z rozpraszaniem nieelastycznym e-p [7] istotnie wykazano przybliżone skalowanie i to już dla zaskakująco niea-



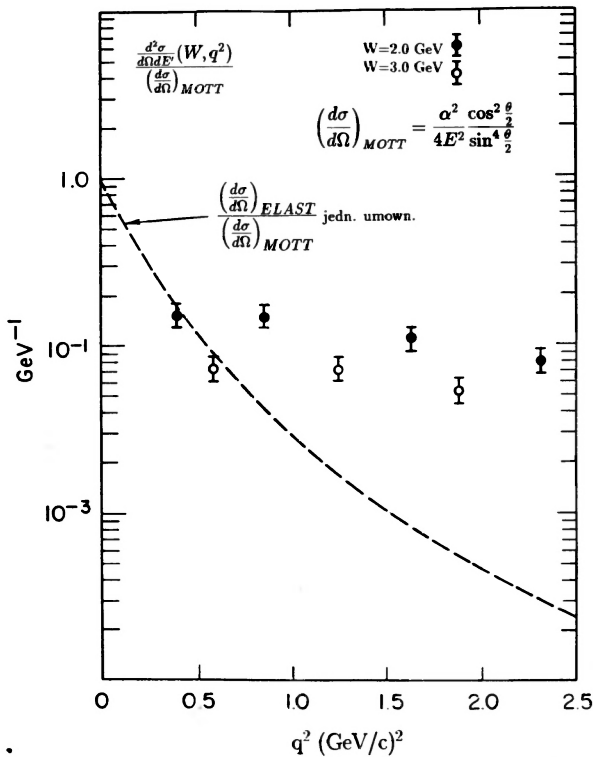
Rys. 10. (a) Dopasowane na "na oko" kształty widm uzyskanych z rozpraszania elektronów na wodrze pod kątem  $10^\circ$  dla energii początkowych  $E$  od 4.88 do 17.5 GeV. Odjęto maksima elastyczne oraz zastosowano poprawki radiacyjne. Przekroje czynne wyrażone są w nanobarnach na GeV na steradian. Widmo dla  $E = 4.88$  GeV zmierzono w DESY [44]. (b) Kształty widm z rozpraszania elektronów na wodrze przy energii początkowej około 13.5 GeV, dla kątów rozproszenia od  $1.5^\circ$  do  $18^\circ$ . Krzywą dla  $1.5^\circ$  wzięto z danych MIT-SLAC używanych do obliczania przekrojów czynnych na fotoabsorpcję

symptotycznych wartości  $q^2 \geq 1.0 \text{ GeV}^2$  i  $W \geq 2.6 \text{ GeV}$ .

Szybko zrodziło się pytanie, czy istnieją inne zmienne skalowania, które pokrywałyby się z  $\omega$  w granicy Bjorkena, dając skalowanie w szerszym zakresie  $\nu$  i  $q^2$  niż  $\omega$ . Było wiele propozycji przed pojawieniem się QCD [45]<sup>16</sup>; ponieważ jednak teoria ta przepowiadała drobne odstępstwa od skalowania, dalszych poszukiwań takich zmiennych wkrótce zaniechano.

Rysunek 13 przedstawia wczesne dane dotyczące  $\nu W_2$  w funkcji  $q^2$  dla  $\omega = 4$ . W granicach błędów nie widać zależności od  $q^2$ .

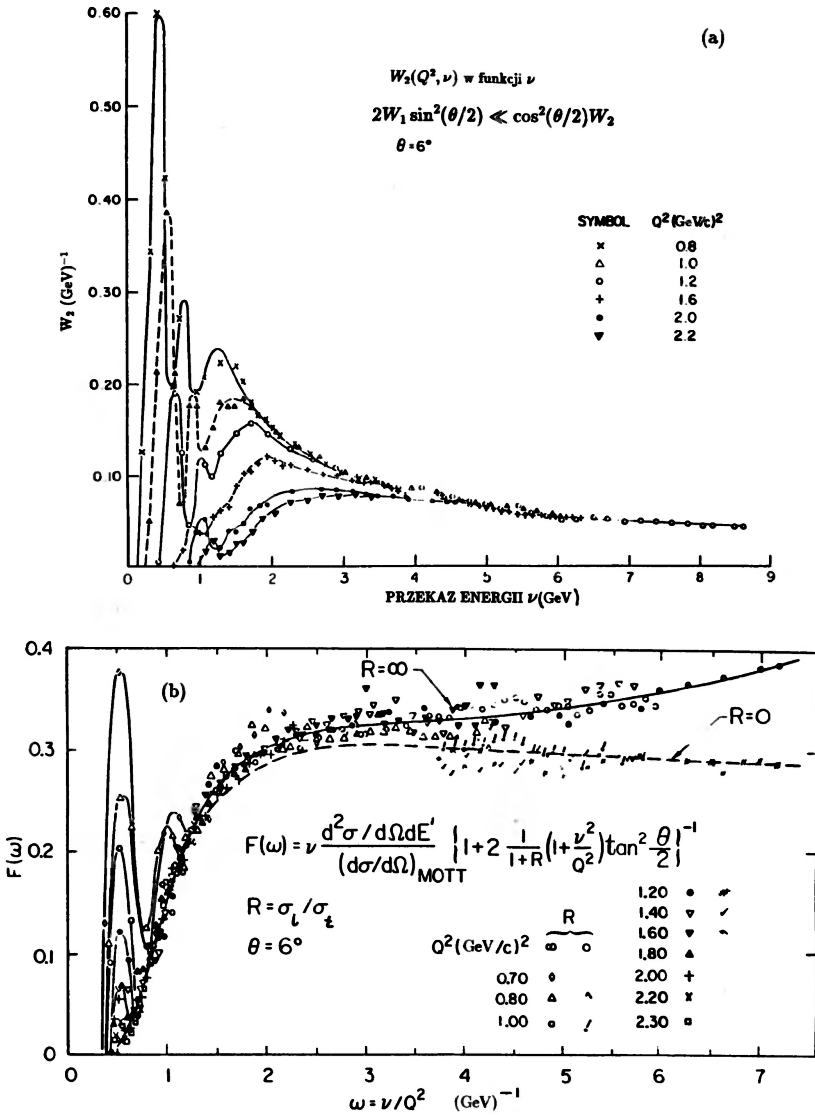
<sup>16</sup>W niniejszym artykule wykorzystano część tej publikacji.



Rys. 11. Dane z rozpraszania nieelastycznego dla  $W = 2$  i  $3$  GeV w funkcji  $q^2$ . Był to jeden z pierwszych przykładów pokazujący stosunkowo duże przekroje czynne i słabą zależność od  $q^2$ , które to cechy stały się wizytówką rozpraszania głęboko nieelastycznego i które wykazały istnienie punktowych składników w nukleonie. Pokazano również zależność od  $q^2$  rozpraszania elastycznego; przekroje czynne podzielono przez  $\sigma_M$

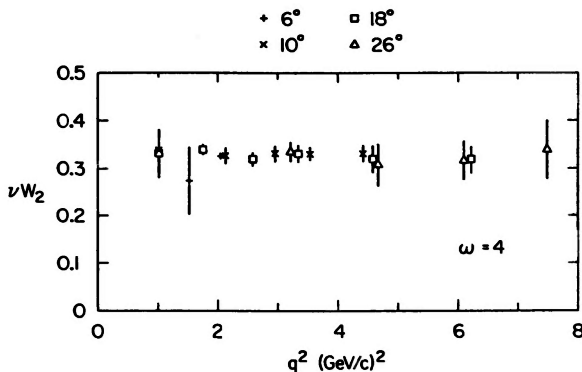
Bardziej złożonej procedury potrzebowano do wyznaczenia osobno  $R$  i funkcji struktury, jak opisano powyżej. Dostępny do tego celu obszar kinematyczny w przestrzeni  $q^2 - W^2$  przedstawia rys. 14. Rysunek ten przedstawia także 75 punktów kinematycznych, w których, już po zakończeniu większości eksperymentów, wielkości te wyznaczono. Na rys. 15 pokazano dopasowanie metodą najmniejszych kwadratów do poprzednio zdefiniowanych  $\Sigma(\nu, q^2, \theta)$  w funkcji  $\varepsilon(\nu, q^2, \theta)$ , oraz dane, z których wyznaczono  $\sigma_L$  i  $\sigma_T$ , a następnie  $R$ .

Zgrubne sprawdzenie skalowania dają np. dane uzyskane przez Współpracę, dotyczące zależności  $\nu W_2$  od  $x$ , jak pokazano na rys. 16. Dane te w przyzwoitym przybliżeniu dają się opisać funkcją jedynie  $x$ . Zaobserwowano jednakże pewne odchylenia, rozumiane jako łamanie skalowania. Najlepiej widoczne są one przy badaniu zależności funkcji struktury od  $q^2$ . Rysunek 17 przedstawia, uzyskane z



Rys. 12. (a) Nieelastyczna funkcja struktury  $W_2(\nu, q^2)$  jako funkcja przekazu energii  $\nu$ . (b) Wielkość  $F_1 = \nu W_2(\omega)$ . Widoczne na rysunku "zagęszczenie" danych było pierwszym dowodem skalowania. Rysunek jest przedyskutowany w tekście

późniejszych danych, oddzielnie wartości  $2MW_1$  i  $\nu W_2$  jako funkcje  $q^2$  dla ustalonych wartości  $x$ . Po rozszerzeniu obszaru kinematycznego i zmniejszeniu błędów doświadczalnych, zaobserwowano wyraźne łamanie skalowania.

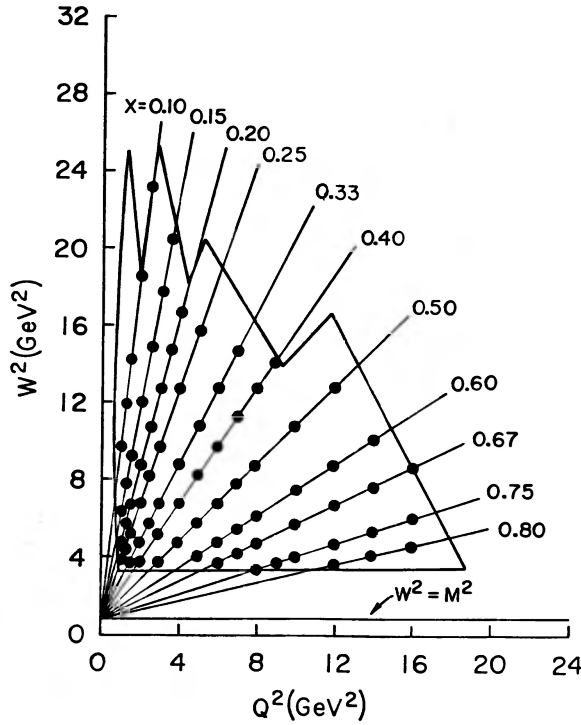


Rys. 13. Wczesna obserwacja skalowania:  $\nu W_2$  dla protonu w funkcji  $q^2$  dla  $W > 2$  GeV i przy  $\omega = 4$

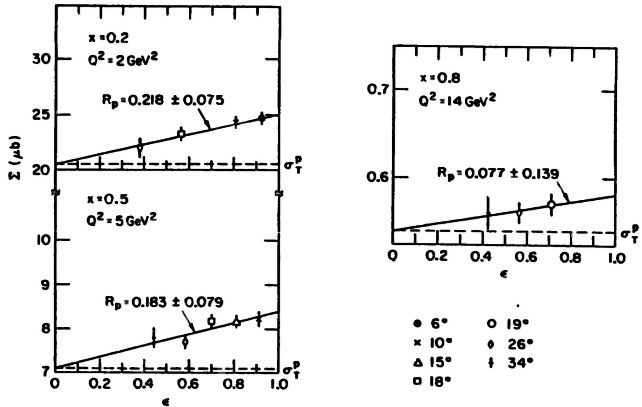
## 6. Teoretyczne wnioski z danych nieelastycznego rozpraszania elektron-proton

Jak wspominaliśmy, odkrycie w pierwszych pomiarach rozpraszania nieelastycznego na protonie słabej zależności funkcji struktury  $\nu W_2$  od  $q^2$ , wspólnie z ideą skalowania zrodzoną z algebry prądów i jej korzeni w teorii kwarków, natychmiast otworzyło nowe możliwości dla rozumienia struktury nukleonu. Na spotkaniu w Wiedniu w 1968 r., gdzie po raz pierwszy wyniki te opublikowano, sprawozdawca W.K.H. Panofsky tak podsumował wnioski: “A zatem spekulacje teoretyczne koncentrują się na możliwości tego, iż dane te mogłyby dostarczyć dowodów na obecność punktowych, naładowanych struktur wewnątrz nukleonu” [24].

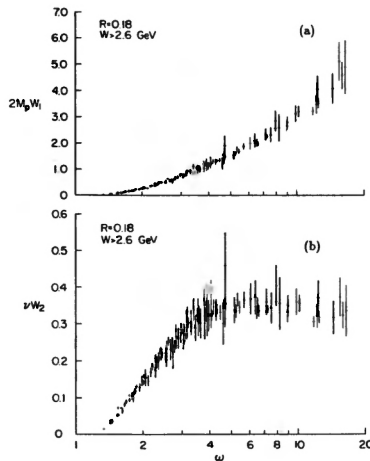
Zainteresowanie teoretyków w SLAC-u implikacjami danych z nieelastycznego rozpraszania wzrosło znacznie po wizycie R.P. Feynmana, w sierpniu 1968. Próbował on opisać oddziaływania hadron-hadron przy wysokich energiach zakładając istnienie wewnętrznych składników, które nazwał *partonami*. Zapoznawszy się z danymi z rozpraszania nieelastycznego, natychmiast dojrzał w partonach wyjaśnienie zarówno skalowania, jak i słabej zależności od  $q^2$ . W początkowym sformułowaniu [46], obecnie zwanym naiwnym modelem partonowym, założył on, że proton składa się z punktowych partonów, na których elektrony rozpraszane były niekoherentnie. Model rozpatrywał układ odniesienia nieskończonego pędu. W układzie tym relatywistyczna dylatacja czasu spowalniała ruch składników. Pęd poprzeczny został zaniedbany – od przybliżenia tego odstąpiono w późniejszych pracach. Założono, że partony nie oddziałują ze sobą w czasie wymiany wirtualnego fotonu – jest to znane z mechaniki kwantowej przybliżenie impulsowe. Innymi słowy, w modelu tym elektrony rozpraszane były na “swobodnych” składnikach, zatem proces rozpraszania odzwierciedlał własności oraz



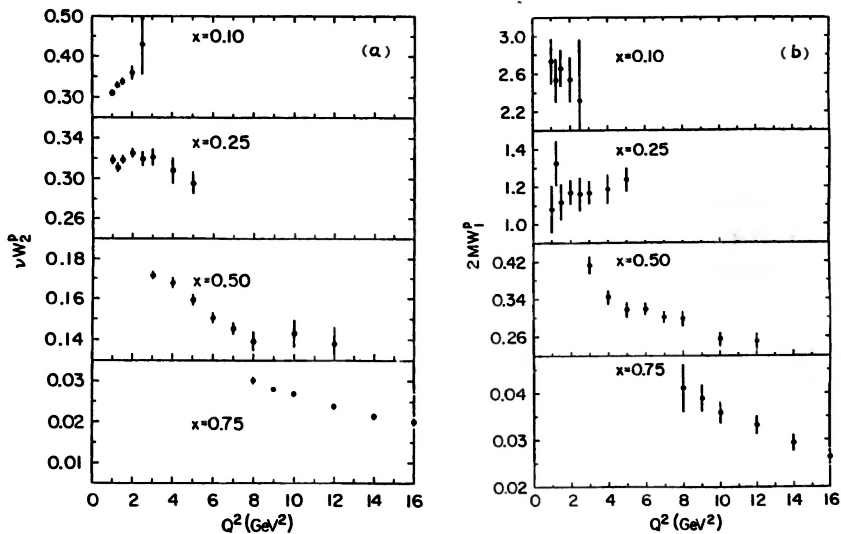
Rys. 14. Obszar kinematyczny w płaszczyźnie  $q^2 - W^2$  dostępny do wyznaczenia  $R$  i funkcji struktury. Rozdzielenia dokonano w przedstawionych 75 punktach ( $\nu, q^2$ )



Rys. 15. Dopasowania metodą najmniejszych kwadratów do zależności  $\Sigma$  od  $\epsilon$  na tle danych protonowych. Wielkości  $R$  i  $\sigma_T$  były parametrami dopasowania, z których wyznaczono następnie  $\sigma_L$



Rys. 16(a, b). Skalowanie:  $F_1 = 2MW_1(\omega)$  w funkcji  $\omega$ , oraz  $F_2 = \nu W_2(\omega)$  w funkcji  $\omega$



Rys. 17. Wielkości  $F_1$  i  $F_2$  jako funkcje  $q^2$  dla ustalonych wartości  $x$

ruch składników. Jak następnie pokazano, poczynione założenie o nieoddziaływaniu partonów podczas rozpraszania leptonów, w granicy Bjorkena, jest jedną z konsekwencji QCD, zwaną *asymptotyczną swobodą*. Zawitawszy ponownie w Stanford w październiku 1968, Feynman wygłosił pierwszy publiczny wykład na temat swojej teorii partonów, wytyczając kurs znacznej części dalszej pracy teoretyków, która to ostatecznie doprowadziła do identyfikacji partonów z kwarkami.

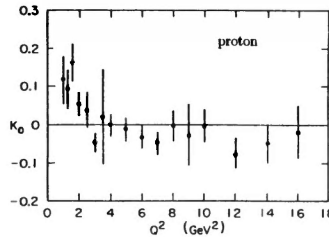
W listopadzie 1968, Curt Callan i David Gross [47] pokazali, że  $R$ , dane

przez równanie (6), zależy od spinu składników w modelu partonowym, oraz że zależność  $R$  od kinematyki stanowi ważny test tych modeli. Dla spinu  $1/2$ ,  $R$  powinno być małe, a w naiwnym modelu partonowym, gdzie zakładamy swobodę składników w granicy Bjorkena,  $R = q^2/\nu^2$  (tzn.  $F_2 = xF_1$ ). W ogólności, dla partonów o spinie  $1/2$ ,  $R = g(x)(q^2/\nu^2)$ . Jest to równoważne skalowaniu  $\nu R$ .

Istnienie partonów o spinie 0 lub 1 dałoby w granicy Bjorkena  $R \neq 0$  i wskazywałoby na obecność w protonie elementarnych bozonów. Eksperymentalnie stwierdzono małe wartości  $R$ , co było całkowicie niezgodne z przewidywaniami modelu dominacji mezonów wektorowych. Późniejsze prace teoretyczne [48] wykazały, że odstępstw od ogólnej reguły Callana-Grossa spodziewać się można przy niskich  $x$  i  $q^2$ . Bezpośrednie sprawdzenie relacji Callana-Grossa w naiwnym modelu partonowym daje wartość

$$K_0 = F_2/(xF_1) - 1,$$

która znika gdy relacja jest spełniona. Wartość  $K_0$  w funkcji  $q^2$  przedstawiona jest na rys. 18. Poza spodziewanymi odstępstwami dla niskich  $q^2$ ,  $K_0$  jest zgodne



Rys. 18. Relacja Callana-Grossa:  $K_0$  w funkcji  $q^2$ , gdzie  $K_0$  zdefiniowano w tekście. Wyniki te wyznaczyły wartość spinu partonów jako  $1/2$

z zerem, co wskazuje na spin partonów równy  $1/2$ .

## 7. Epilog

Po ukończeniu pierwszych pomiarów nieelastycznego rozpraszania, rozpoczęto badania deuteronu w celu poznania funkcji struktury neutronu. Eksperymenty obejmowały teraz większy zakres kąta rozpraszania, a statystyczne, radiacyjne i systematyczne błędy zostały zmniejszone. Funkcje struktury neutronu okazały się różne od protonowych. Model dominacji mezonów wektorowych został zarzucony, a ok. r. 1972 wszystkie modele dyfrakcyjne, oraz hipoteza demokracji cząstek, okazały się niespójne z doświadczeniem. Coraz bardziej szczegółowe obliczenia, wraz z regułami sum dla kwarków, wskazywały na istnienie w nukleonie kwarków morza – wirtualnych par kwark-antykwar, następnie zaś gluonów – neutralnych bozonów przenoszących oddziaływanie między kwarkami.



Na polu teoretycznym pojawiła się specjalna klasa teorii z asymptotyczną swobodą składników, pozostających jednakże w zgodności z niezbędnym dla trwałości nukleonów uwięzieniem. Eksperymenty neutrinowe potwierdziły połówkowy spin partonów oraz ich ułamkowy, a nie całkowity, ładunek. Liczba kwarków “walencyjnych” okazała się równa 3, jak w oryginalnym modelu z 1964.

Do roku 1973 obraz nukleonu rozjaśnił się do tego stopnia, iż możliwe stało się skonstruowanie obszernej teorii kwarków, gluonów i ich silnych oddziaływań: QCD. Teoria ta zbudowana została na pojęciu “koloru”, który – już uprzednio wprowadzony [49] – pozwolił kwarkowym funkcjom falowym nukleonu być w zgodzie z zasadą Pauliego; a przy założeniu, iż tylko “neutralne kolorowo” stany istnieją w przyrodzie, wyjaśnił również nieistnienie wszystkich nie obserwowanych konfiguracji kwarkowych (takich jak kwark-kwark, czy kwark-kwark-antykwar) wśród znanych hadronów. Co więcej, jak już wspominaliśmy, pokazano, że QCD jest teorią z asymptotyczną swobodą [50, 51].

W tym samym czasie model kwarkowo-partonowy, jak go zwykle nazywano, zadowalająco opisywał oddziaływania elektron-nukleon i neutrino-nukleon, oraz z grubsza wyjaśniał wysokoenergetyczne “twarde” rozpraszanie nukleon-nukleon, pierwszy raz wówczas obserwowane. Eksperymentatorzy rozumieli je jako zderzenia kwark-kwark.

Z końcem dekady zaczęto rozumieć, co się dzieje z kwarkami odrzucanymi wewnątrz nukleonu w zderzeniach wysokoenergetycznych. Przykładowo, po wyprodukowaniu pary kwarków w zderzaczach elektron-pozyton, mogą one utworzyć dwa przeciwnie skierowane pęki złożone z hadronów (w większości pionów) o charakterystycznym dla obiektów o spinie  $1/2$  rozkładzie kątowym. Przewidziano, a następnie odkryto istnienie także pęków gluonowych, o rozkładzie kątowym odpowiednim dla spinu 1, przypisanego gluonom przez QCD. Teoretycy zaczęli się również zajmować, z pewnymi sukcesami, problemem uwięzienia kwarków w stabilnych hadronach.

Chromodynamika kwantowa opisuje silne oddziaływania hadronów i potrafi wyjaśnić ich własności – przynajmniej w stanie podstawowym; wyjaśnia też zagadnienie rozpraszania hadron-hadron. Słabe i elektromagnetyczne oddziaływania hadronów są dobrze opisywane przez teorię elektroslabą, sformułowaną w późnych latach 60-tych. Obraz nukleonu jako obiektu rozciągniętego i bez struktury odszedł na dobre, zastąpiony prężną i niemal kompletną teorią.

## Podziękowania

Wiele osób wniosło zasadniczy wkład w powstanie tej pracy. Obszerny wykaz podziękowań dajemy w pozycji [52].

Tłumaczyli:

Andrzej Kupść i Michał Szleper

Instytut Problemów Jądrowych

Warszawa

## Literatura

- [1] R.E. Taylor, "Deep Inelastic Scattering: The Early Years", w: *Les Prix Nobel 1990: Nobel Prizes, Presentations, Biographies and Lectures*, Almquist & Wiskell, Stockholm 1991; tłumaczenie polskie: *Postępy Fizyki* 43, 123 (1992).
- [2] J.I. Friedman, "Deep Inelastic Scattering: Comparison with the Quark Model", w: *Les Prix Nobel 1990, Nobel Prizes, Presentations, Biographies and Lectures*, Almquist & Wiskell, Stockholm 1991; tłumaczenie polskie: *Postępy Fizyki* 43, w druku.
- [3] S.C. Frautschi, *Regge Poles and S-Matrix Theory*, W.A. Benjamin, New York 1963.
- [4] G.F. Chew, S.C. Frautschi, *Phys. Rev. Lett.* 8, 394 (1961).
- [5] P.D.B. Collins, E.J. Squires, *Regge Poles in Particle Physics*, Springer-Verlag, Berlin 1968.
- [6] M.L. Perl, *High Energy Hadron Physics*, Wiley, New York 1974.
- [7] G.F. Chew, S.C. Frautschi, S. Mandelstam, *Phys. Rev.* 126, 1202 (1962).
- [8] G. Veneziano, *Nuovo Cimento* 57A, 190 (1968); zob. też J.H. Schwarz, *Phys. Rep.* 8, 269 (1973).
- [9] J.J. Sakurai, *Phys. Rev. Lett.* 22, 981 (1969).
- [10] M. Gell-Mann, *Phys. Lett.* 8, 214 (1964).
- [11] G. Zweig, CERN-8182/Th.401 (styczeń 1964) i CERN-8419/Th.412 (luty 1964), oba niepublikowane.
- [12] M. Gell-Mann, *C.I.T. Synchrotron Lab. Report*, CTSL-20 (niepublikowane); Y. Ne'eman, *Nucl. Phys.* 26, 222 (1961); zob. też M. Gell-Mann, Y. Ne'eman, *The Eightfold Way*, W.A. Benjamin, New York 1964.
- [13] L.W. Jones, *Rev. Mod. Phys.* 49, 717 (1977).
- [14] *Proc. XIII Int. Conference on High Energy Physics*, Univ. of California, Berkeley 1966.
- [14a] *Proc. 1967 Int. Symposium on Electron and Photon Interactions at High Energy*, Stanford, California, Sept. 5-8, 1967.
- [15] C. Becchi, G. Morpurgo, *Phys. Lett.* 17, 352 (1965).
- [16] K. Gottfried, *Phys. Rev. Lett.* 18, 1174 (1967).
- [17] M. Riordan, *The Hunting of the Quark*, Simon & Schuster, New York 1987.
- [18] A. Pais, *Inward Bound*, Oxford University Press, New York 1986.
- [19] A. Pickering, *Constructing Quarks*, Univ. of Chicago Press, Chicago 1984.

- [20] M. Gell-Mann, *Physics* **1**, 63 (1964).
- [21] J.D. Bjorken, SLAC Publ. 338, Aug. 1967, (niepublikowane) w: *Selected Topics in Particle Physics: Proc. Int. School of Physics "Enrico Fermi"*, Course XLI, red. J. Steinberger, Academic Press, New York 1968.
- [22] "Proposal for Spectrometer Facilities at SLAC", przesłany przez grupy A i C w SLAC-u oraz fizyków z MIT i CIT. (Stanford, California, bez daty, niepublikowane). "Proposal for Initial Electron Scattering Experiments Using the SLAC Spectrometer Facilities": propozycja 4b "The Electron-Proton Inelastic Scattering Experiment", przesłana przez współpracę SLAC-MIT-CIT, 1 stycznia 1966 (niepublikowane).
- [23] *The Stanford Two Mile Accelerator*, red. R.B. Neal, W.A. Benjamin, New York 1968.
- [24] W.K.H. Panofsky, w: *Proc. XIV Int. Conf. High Energy Physics*, Vienna 1968, red. J. Prentki, J. Steinberger, CERN, Genève 1968, s.23.
- [25] E.D. Bloom i in., *Phys. Rev. Lett.* **23**, 920 (1969).
- [26] M.J. Breidenbach i in., *Phys. Rev. Lett.* **23**, 935 (1969).
- [27] R. Ditzler i in., *Phys. Lett.* **57B**, 201 (1957).
- [28] L.W. Whitlow i in., *Phys. Lett.* **B250**, 193 (1990); L.W. Whitlow, SLAC Report 357, marzec 1990 (niepublikowane).
- [29] M. Rosenbluth, *Phys. Rev.* **79**, 615 (1950).
- [30] P.N. Kirk i in., *Phys. Rev.* **D8**, 63 (1973).
- [31] S.D. Drell, J.D. Walecka, *Ann. Phys. (USA)* **28**, 18 (1964).
- [32] L. Hand, *Phys. Rev.* **129**, 1834 (1963).
- [33] J.D. Bjorken, *Phys. Rev.* **179**, 1547 (1969).
- [34] J.D. Bjorken, *Ann. Phys. (USA)* **24**, 201 (1963).
- [35] J.I. Friedman, *Phys. Rev.* **116**, 1257 (1959).
- [36] D. Isabelle, H.W. Kendall, *Bull. Am. Phys. Soc.* **9**, 9564.
- [37] S. Klawansky, H.W. Kendall, A.K. Kerman, D. Isabelle, *Phys. Rev.* **C7**, 795 (1973).
- [38] G. Miller i in., *Phys. Rev.* **D5**, 528 (1972).
- [39] L.W. Mo, Y.S. Tsai, *Rev. Mod. Phys.* **41**, 205 (1969).
- [40] Y.S. Tsai, w: *Nucleon Structure: Proc. Int. Conf.*, Stanford 1963, red. R. Hofstadter, L.I. Schiff, Stanford Univ. Press, Stanford 1964, s. 221.
- [41] G. Miller i in., *Phys. Rev.* **D5**, 528 (1972).
- [42] J.S. Poucher, praca doktorska, MIT 1971 (niepublikowane).
- [43] A. Bodek i in., *Phys. Rev.* **D20**, 1471 (1979).
- [44] W. Bartel i in., *Phys. Lett.* **B28**, 148 (1968).
- [45] J.I. Friedman, H.W. Kendall, *Annu. Rev. Nucl. Sci.* **22**, 203 (1972).
- [46] R.P. Feynman, *Phys. Rev. Lett.* **23**, 1415 (1969).
- [47] C. Callan, D.J. Gross, *Phys. Rev. Lett.* **21**, 311 (1968).
- [48] R.P. Feynman, *Photon-Hadron Interactions*, W.A. Benjamin, Reading, Mass. 1972.
- [49] M.Y. Han, Y. Nambu, *Phys. Rev.* **139B**, 1006 (1965).
- [50] D. Gross, F. Wilczek, *Phys. Rev. Lett.* **30**, 1343 (1973).
- [51] D. Politzer, *Phys. Rev. Lett.* **30**, 1346 (1973).
- [52] J.I. Friedman, H.W. Kendall, R.E. Taylor, *Rev. Mod. Phys.* **63**, 629 (1991).

## RÓŻNE

Wojciech Królikowski

*Instytut Fizyki Teoretycznej**Uniwersytet Warszawski**Warszawa***Badania przyrodnicze a wiedza powszechna w warunkach kryzysu\*****Scientific research and common knowledge when in crisis condition**

*Abstract:* The daring paraphrase: "investigare necesse est, vivere non est necesse" of the old motto ascribed to the period of great geographic discoveries is used to characterize our XX century as the age of scientific revelations. The crucial importance of interrelations between research and common knowledge in society is stressed. The crisis condition in Poland is briefly commented on.

*Investigare necesse est,  
vivere non est necesse*  
(parafraza napisu na  
Domu Żeglarza w Bremie)

Nasz trudny XX wiek, który symbolicznie począł się w 1914 r., a zdaje się, jako syndrom, dożywać swoich dni na naszych oczach, był nie tylko okresem największych wojen i masowych zbrodni w dotychczasowej historii. Była to również epoka największego wysiłku w badaniach zjawisk przyrody, w pewnej mierze analogiczna w swych motywach i skutkach (tych wzniosłych i tych mniej wzniosłych) z epoką wielkich odkryć geograficznych (*navigare necesse est, vivere non est necesse* – głosiło słowami zapożyczonymi ze starożytności jej hasło-wytrych). Sądzę że nasza parafraza dość trafnie ilustruje różne oblicza epoki wielkich odkryć naukowych, od jej niekiedy niewątpliwej ideowości (Maria Skłodowska-Curie), poprzez twarde konieczności wynikające z zagrożeń cywilizacji (Manhattan project), aż po bezwzględny wyścig technologiczno-ekonomiczny (rewolucja krzemowa w elektronice). Przytoczone w nawiasach przykłady dotyczą badań fizycznych, nietrudno jednak byłoby znaleźć analogiczne przykłady z zakresu innych nauk przyrodniczych, np. medycznych.

---

\*W roku pięćsetlecia odkrycia Ameryki.

Intensywny i szybki rozwój badań przyrodniczych w XX wieku miał dwie uboczne konsekwencje, które wpłynęły w istotny sposób na charakter i kondycję tych badań w chwili obecnej. Z jednej strony, badania te stały się intelektualnie i technologicznie trudne, wymagając od swych nowych adeptów niemałych uzdolnień umysłowych i wyraźnej determinacji odbycia zaawansowanych studiów specjalistycznych, tym trudniejszych im dana dziedzina bardziej się rozwinęła w skali światowej. Z drugiej strony, badania te znacznie podrożały, żądając tym większych nakładów im są bardziej zaawansowane (choć w porównaniu ze zbrojeniami są ciągle jeszcze tanie). Motywacja u młodych ludzi do odbycia trudnych studiów specjalistycznych oraz dostępność w społeczeństwie środków finansowych będą czynnikiem kształtującym rozwój nauk przyrodniczych w nadchodzących latach. W naszym kraju, w warunkach kryzysu gospodarczego i społecznego oraz występujących opóźnień technologicznych, wrażliwość nauk przyrodniczych na te czynniki jest i będzie specjalnie dramatyczna. Jedną z (niestety nie tak wielu) okoliczności dla nas optymistycznych jest fakt istnienia szerokiej, dobrze zorganizowanej współpracy międzynarodowej (przede wszystkim europejskiej) w zakresie badań przyrodniczych oraz na ogół zadowolający status nauki polskiej w schemacie tej współpracy. Na przykład, można tu wymienić oficjalną przynależność Polski (jako pierwszego kraju postkomunistycznego) do Europejskiej Organizacji Badań Jądrowych w Genewie, zespołu laboratoriów badawczych, głównie w zakresie fizyki cząstek elementarnych, zrzeszającego specjalistów ze wszystkich krajów Europy Zachodniej (należy podkreślić, że ten tzw. CERN nie zajmuje się organizacją badań, ale je naprawdę czynnie prowadzi na najwyższym aktualnym poziomie, w czym może być wzorem efektywnej współpracy naukowej).

Motywacja u młodych ludzi do nieprzypadkowego obioru trudnych studiów w zakresie nauk przyrodniczych (i nie nadzwyczajnie intratnej, zwłaszcza u nas, drogi życiowej po ich zakończeniu) jest z pewnością psychologicznie złożona. Może być uwarunkowana oczywiście przez tzw. wrodzone zdolności i rozbudzone zainteresowania, ale też przez aktualny prestiż nauk przyrodniczych w opinii społecznej oraz tzw. wiedzę powszechną społeczeństwa (może również zależeć od formującej się w świadomości młodego człowieka skali wartości skłaniającej do "poszukiwania prawdy w Przyrodzie"). Główna rola w kształtowaniu tych elementów decyzji przypada tradycyjnie domowi rodzinnemu oraz szkole powszechnej i średniej, ale również piśmiennictwu i środkom masowego przekazu popularyzującym idee i wyniki naukowe (a także postawy i koncepcje filozoficzne). W warunkach kryzysu w Polsce, pozytywna rola domu (np. w rodzinach nauczycielskich) oraz piśmiennictwa popularnonaukowego (ale na światowym poziomie) wydaje się szczególnie warta podkreślenia.

Wiedza powszechna będąca projekcją rozwoju nauki i technologii na sferę świadomości społecznej jest oczywiście istotną częścią kultury i cywilizacji. Ale, z drugiej strony, jest też czynnikiem rozwojogennym dla świadomości i zdolności intelektualnych człowieka (jako gatunku). Stąd jej niezwykle znaczenie "humanistyczno-biologiczne". Ponieważ ta druga strona wiedzy powszechnej nie często jest podkreślana, weźmy dla ilustracji przykład związany z fizyką. Dla Zenona z Elei (V w. przed n.e.) nie do pomyślenia było, aby lecąca strzała, znajdując się w pewnej chwili w pewnym położeniu, nie spoczywała w tym położeniu. A ponieważ według niego sytuacja ta zachodziła w każdej chwili czasu, dostrzegał sprzeczność w samym pojęciu ruchu, co przewrotnie wyrażał stwierdzeniem, że strzała w ogóle nie może się poruszać. Po odkryciu przez Newtona w XVII w. pojęcia prędkości jako pochodnej (ciągłego) położenia względem (ciągłego) czasu, zjawisko ruchu

stało się z biegiem lat ogarnialne myślowo i rozumiało. Ale, już w XX w., newtonowska prędkość (lub poprawniej pęd) mierzona jednocześnie z położeniem uległa dalszej ewolucji, stając się po odkryciu przez Heisenberga zasady nieoznaczoności nieadekwatna w zastosowaniu do świata atomowego. Obecnie ciągle ćwiczymy intelektualną akceptację (rozumienie) tego faktu, choć jeszcze w niezbyt szerokim gronie fizyków oraz ich naukowych i filozoficznych przyjaciół.

Przechodząc od obserwacji do przypuszczeń (i asekurując się lekkim przymrużeniem oka), można wysunąć hipotezę, że nasza epoka wielkich odkryć naukowych będzie w przyszłości ulegała zmianom ilościowym wskazującym na jej powolne starzenie się. Akcent spoczywający obecnie na rewelacjach poznawczych w zakresie nauk przyrodniczych będzie się z wolna przesuwiał na ich konsekwencje technologiczne oraz adaptację ich treści do sfery wiedzy powszechnej. Będzie temu towarzyszyć dalszy wzrost znaczenia edukacji na różnych poziomach (z uniwersyteckim włącznie), ale motywowany raczej potrzebami użytkownika niż odkrywania (mogą się więc pojawić znaczące zmiany w programach nauczania w kierunku uproszczeń i popularyzacji). Sama świadomość różnic między badaniami podstawowymi a ich zastosowaniami a nawet ich popularyzacją może zacząć się zacierać (sporadycznie z niejaką korzyścią finansową dla pierwszych). W sferze badań przyrodniczych będzie się nasilać obserwowana już w tej chwili tendencja przejmowania roli indywidualnych Kolumbów przez wieloosobowe zespoły naukowców (i ich technicznych współpracowników) rozumiejących na ogół tylko wycinki problemów badawczych (i technicznych). I tak, np. w 2000 roku przeczytamy w *Tribune de Genève*, że 1000-osobowy zespół fizyków XYZ (wspierany przez 1000 techników) odkrył w CERN-ie podstrukturę kwarku, bądź nową (inną) strukturę nukleonu, związaną z nową siłą przyrody ukrytą w głąbiach materii.

Powyższy hipotetyczny scenariusz daje czas na "humanistyczno-biologiczne" spożytkowanie dotychczasowych osiągnięć epoki wielkich odkryć naukowych. Z drugiej strony, osłabia idealistyczny walor przyszłych badań przyrodniczych ("szukanie prawdy w Przyrodzie"), implikując różnokierunkowe przesunięcia w skali wartości. Dotyczy to zwłaszcza młodych ludzi. "Ale to już zupełnie inna historia" (Kipling).

W warunkach kryzysu gospodarczego i społecznego w Polsce realizacja tego hipotetycznego scenariusza może rzeczywiście nastąpić i to w wersji przyspieszonej (zwulgaryzowanej), grożąc dalszym narastaniem opóźnień rozwojowych naszego kraju w stosunku do Europy Zachodniej w sferze nauki i techniki, zwłaszcza gdy idzie o ich efektywność. Takie opóźnienie, wręcz groteskowe w swym dramatyzmie, już się kiedyś zdarzyło: przypomnijmy sobie naszą epokę saską i jej *signum temporis: Nowe Ateny albo Akademia wszelkiej sciencje pełna* ... (1745–46 i 1753–63)<sup>1</sup>.

Stąd wskazanie najwyższej rozwagi przy podejmowaniu reform systemu edukacji w Polsce, aby nowinki i tendencje populistyczne (zgodne niestety z zabłąkanym gdzieś na rozstajach duchem czasu) nie niszczyły tej części naszego systemu edukacyjnego, który ma żywotne znaczenie dla rozwoju efektywnych (a więc wyspecjalizowanych i zaawansowanych) badań naukowych. Na przykład, życzeniowe hasło unifikacji nauk przyrodniczych (bądź unifikacji ich nauczania), filozoficznie sympatyczne, ale sprzeczne z ich rzeczywistą materią, jest zgubne dla efektywności nauk przyrodniczych. Ale, oczywiście, celem wyższych studiów nie jest (i tym bardziej nie będzie) kształcenie wyłącznie przyszłych

<sup>1</sup>Wielka Encyklopedia francuska wyszła w latach 1751–72.

naukowców. Poziom studiów nie może więc być nadmiernie wygórowany, dopasowany jedynie do potrzeb badań naukowych. Sądzę, że wiele błędów popełnionych w tej sprawie w dotychczasowej praktyce naszych uniwersytetów można poprawić obniżając w znaczący sposób wymagania egzaminacyjne na ocenę dostateczną (zachowując w zasadzie dotychczasową rangę oceny dobrej). Podobnie powinny być obniżone minimalne wymagania związane z zaliczeniem ćwiczeń i pracowni. Praktykowany już obecnie na niektórych wydziałach naszych uniwersytetów uzus prowadzenia podstawowych wykładów kursowych w dwu wersjach, prostszej i bardziej ambitnej, powinien być standardem docelowym. Sądzę, że wydzielenie studiów pedagogicznych przy wydziałach uniwersyteckich jest również działaniem we właściwym kierunku.

A więc na zakończenie, mówiąc bardzo lapidarnie, nasz scenariusz przewiduje, że epoka Kolumbów w badaniu przyrody będzie z wolna przechodzić w okres kolonizacji już (w zasadzie) odkrytych kontynentów (niekiedy z udziałem Pilgrim Fathers, a niekiedy Robinsonów Crusoe). Scenariusz ten apeluje do nas o szczególną rozwagę.

## WSPOMNIENIA – ROCZNICE

**Janusz A. Zakrzewski**

*Instytut Fizyki Doświadczalnej*

*Uniwersytet Warszawski*

*Warszawa*

## Wspomnienie o Jerzym Pniewskim

### Recollection of Jerzy Pniewski

*Abstract:* A short account of the life of Professor Jerzy Pniewski is given. His main scientific achievements are briefly described.

#### 1. Największe odkrycie

W 1989 r. zmarł Jerzy Pniewski [1–6], jeden z najwybitniejszych fizyków polskich. Był on współtwórcą, wraz z Marianem Danyszem, nowej dziedziny nauki – fizyki hiperjądrowej, stanowiącej przez wiele lat domenę fizyków polskich. Dziedzinę tę zapoczątkowali Danysz i Pniewski pod koniec 1952 r., odkrywając w Warszawie pierwszy przypadek hiperjądra. Został on zarejestrowany w emulsji fotograficznej naświetlonej w locie balonowym promieniowaniem kosmicznym. Z rozbitego przez cząstkę kosmiczną jądra emulsji (bromu lub srebra) wybiegał fragment jądrowy, którego tor wskazywał, że zatrzymuje się on w emulsji. Z końca toru fragmentu wychodziły cztery tory cząstek wtórnych powstałych w wyniku spontanicznego rozpadu tego fragmentu. Danysz i Pniewski wysunęli śmiałą hipotezę, że fragment jądrowy zawierał związany hiperon  $\Lambda$  powodujący jego nietrwałość wskutek oddziaływania słabego.

Odkrycie to, potwierdzone wkrótce obserwacjami analogicznych przypadków przez innych badaczy, uogólniało pojęcie materii jądrowej: okazało się, że może się ona składać nie tylko z nukleonów lecz również z hiperonów  $\Lambda$ . Jądro atomowe zawierające związany hiperon  $\Lambda$  nazywa się właśnie “hiperjądrem”; słusznie można więc mówić o “materii hiperjądrowej”. Hiperjądra są nietrwałe i rozpadają się w oddziaływaniu słabym bądź mezonowo (z emisją mezonu  $\pi$ ) bądź niemezonowo, w swoistym procesie promieniotwórczym.

Odkrycie materii hiperjądrowej znalazło się wkrótce w podręcznikach fizyki [7, 8], wpisując nazwiska Danysza i Pniewskiego na zawsze do historii nauki. Fakt, że hiperony  $\Lambda$  stanowią, wraz z nukleonami, budulec materii jądrowej należy obecnie do kanonu naszej wiedzy.





Jerzy Pniewski, 1982 r.

## 2. Życie i osiągnięcia

Jerzy Pniewski urodził się 1 czerwca 1913 r. w Płocku [9]<sup>1</sup>. Tam też ukończył Gimnazjum im. marszałka Stanisława Małachowskiego, w którym jego ojciec Henryk Pniewski, matematyk, był nauczycielem. On właśnie wpoił Jerzemu głębokie zainteresowanie matematyką. Ze swym miastem rodzinnym utrzymywał Jerzy żywe kontakty do końca życia. Studiował na Uniwersytecie Warszawskim, uzyskując magisterium z matematyki w 1936 r. i magisterium z fizyki w 1938 r. Mimo, że wybrał ostatecznie fizykę, do końca życia interesował się matematyką, a rozwiązywanie problemów matematycznych zawsze stanowiło jego hobby. Z Uniwersytetem Warszawskim związał się w 1935 r. kiedy, będąc uczniem prof. Stefana Pińkowskiego, podjął pracę w charakterze młodszego asystenta w Zakładzie Fizyki Doświadczalnej, przekształconym – już pod koniec lat czterdziestych – w Instytut Fizyki Doświadczalnej Uniwersytetu Warszawskiego. Działalność naukową Pniewskiego w zakresie optyki molekularnej przerywa wojna; podczas okupacji naucza

<sup>1</sup>“Wspomnienia autobiograficzne” Jerzego Pniewskiego [9] powinien przeczytać każdy, kogo zainteresuje życiorys tego niezwykłego człowieka.



Marian Danysz i Jerzy Pniewski, 1963 r.



Wykład promocyjny Pniewskiego, doktora *honoris causa* Uniwersytetu Karola Rupprechta w Heidelbergu, 1980 r.

na tajnych kompletach uniwersyteckich, wyklada fizykę ogólną dla różnych wydziałów działającego w konspiracji Uniwersytetu Warszawskiego, którego rektorem był Stefan Pieńkowski. Po wojnie, wezwany z Kielc, gdzie po Powstaniu Warszawskim kontynuował nauczanie na tajnych kompletach, a następnie na tzw. Akademickich Kursach, powraca do Warszawy i od 1 sierpnia 1945 r. podejmuje pracę jako adiunkt zajmując się, pod kierunkiem Pieńkowskiego, odbudową ośrodka fizyki przy ulicy Hożej w Warszawie (na-



Symposium z okazji stulecia urodzin Marii Skłodowskiej-Curie, Warszawa 1967 r., od lewej: E.H.S. Burhop, J. Pniewski, J. Zakrzewski

zywanej dalej "Hożą") i organizacją działalności dydaktycznej. Po trzech latach wyczerpującej pracy w Warszawie, Pniewski wyjeżdża. wysłany przez Profesora Pieńkowskiego do Anglii, gdzie w latach 1948–50 odbywa dwuletni staż naukowy w Uniwersytecie w Liverpoolu, zajmując się badaniami z zakresu spektroskopii beta. Na podstawie wykonanej tam pracy otrzymuje w 1951 r. stopień naukowy doktora nauk matematyczno-fizycznych w Uniwersytecie Warszawskim. Po powrocie w 1952 r. do Warszawy Mariana Danysza, z którym Jerzy Pniewski zaprzyjaźnił się pod koniec swego pobytu w Liverpoolu (Danysz przeniósł się wkrótce do Bristolu), dokonują w 1952 r. odkrycia hiperjader. Mimo skrajnie różnych charakterów i bardzo różnego podejścia do fizyki, Marian Danysz i Jerzy Pniewski współpracowali ze sobą przez wiele lat, uzupełniając się nawzajem w działalności naukowej i organizacyjnej.

W listopadzie 1953 r., po nagłej śmierci Stefana Pieńkowskiego, Jerzy Pniewski obejmuje kierownictwo Instytutu Fizyki Doświadczalnej UW, pozostając na stanowisku dyrektora do 1975 r., a przez następne sześć lat pełni funkcję dziekana Wydziału Fizyki UW. Przez wiele lat był kierownikiem Katedry Fizyki Doświadczalnej, a następnie Katedry Fizyki Cząstek Elementarnych. Przez 15 lat był też jednocześnie kierownikiem jednego z zakładów Instytutu Badań Jądrowych (powstałego w 1955 r.). W 1970 r. zaangażował się w projekt budowy w Warszawie cyklotronu ciężkich jonów U-200, zainicjowany przez Sławomira Chojnackiego, przy poparciu Georgija N. Florowa ze Zjednoczonego Instytutu Badań Jądrowych w Dubnej. Organizował też Środowiskowe Laboratorium Ciężkich Jonów, w którym ma się prowadzić badania naukowe w tej dziedzinie fizyki.

W 1954 r. Jerzy Pniewski zostaje profesorem nadzwyczajnym, a w 1963 r. – profesorem zwyczajnym w Uniwersytecie Warszawskim. W 1964 r. zostaje wybrany na członka korespondenta Polskiej Akademii Nauk, a w 1971 r. – na członka rzeczywistego.

Pierwsze pięć lat kierowania Instytutem odsuwa go całkowicie od własnej pracy



Podczas uroczystości nadania doktoratu *honoris causa* Uniwersytetu Warszawskiego E.H.S. Burhopowi

badawczej; cały swój czas i energię poświęca pracy organizacyjnej. Do pracy naukowej powraca w 1958 r., podejmując – wraz z zespołem młodych fizyków z Warszawy – badania fragmentacji ciężkich jąder w oddziaływaniach wielkich energii przy użyciu techniki emulsyjnej. Wkrótce jego zainteresowania kierują się ponownie ku fizyce hiperjądrowej: wszystkie jego dalsze prace dotyczą już tylko tej dziedziny. Uczestniczy w badaniach nad zaobserwowanym w Warszawie, w emulsji naświetlonej szybkimi mezonami  $K^-$  w Europejskiej Organizacji Badań Jądrowych CERN w Genewie, pierwszym hiperjądrem podwójnym, zawierającym dwa związane hiperony  $\Lambda$ . W 1962 r. wysuwa wraz z Marianem Danyszem hipotezę izomerii hiperjądrowej, t.j. istnienia długożyciowych stanów wzbudzonych hiperjader, rozpadających się w oddziaływaniu słabym. Można to uważać za początek nowego działu fizyki hiperjader – spektroskopii hiperjądrowej.

Pod koniec lat sześćdziesiątych Pniewski rozpoczyna, wraz z młodymi współpracownikami z Warszawy, serię eksperymentów techniką licznikową, poszukując przejść elektromagnetycznych we wzbudzonych hiperjadrach. Razem z Henrykiem Piekarczykiem i Jadwigą Piekarcz, przeprowadza pierwszy eksperyment w Zjednoczonym Instytucie Badań Jądrowych w Dubnej, a następnie wraz z nimi i fizykami z Heidelbergu, kierowanymi przez



Jerzy Pniewski z żoną Marią Magdaleną, 1972 r.

Bogdana Povha i Volkera Soergela, podejmuje ten eksperyment w Europejskiej Organizacji Badań Jądrowych CERN w Genewie. Ten niezmiernie ważny eksperyment, zakończony w 1971 r., doprowadził do zaobserwowania fotonów  $\gamma$  powstających w przejściach elektromagnetycznych w hiperwodorze 4 i hiperhelu 4. Dalsze prace w tej dziedzinie kontynuował Pniewski we współpracy z fizykami z Lyonu, których kierownikiem był Mark Gusakov; ostateczne wyniki uzyskane w 1979 r. dały nowe, istotne informacje o oddziaływaniu spinowym hiperonu  $\Lambda$  z nukleonami.

W latach tych fizycy polscy z Warszawy uczestniczyli we wszystkich ważnych eksperymentach dotyczących hiperjader. Fizyce hiperjądrowej poświęcono co najmniej 11 specjalnych konferencji międzynarodowych, poczynając od pierwszej w St. Cergue w Szwajcarii w 1963 r., na której ogłoszono odkrycie hiperjądra podwójnego. Jedną z takich konferencji (w 1979 r.) zorganizował Pniewski w Jabłonie; skupiła ona wszystkich czołowych fizyków, eksperymentatorów i teoretyków z całego świata, zajmujących się badaniem hiperjader. Ostatnia konferencja poświęcona fizyce hiperjądrowej odbyła się w 1991 r. w Shimoda, w Japonii.

Jerzy Pniewski przeszedł na emeryturę w 1983 r.; pozostał jednak nadal związany z



Na wakacjach – Międzyzdroje 1962 r.

“Hożą”, z Instytutem Fizyki Doświadczalnej, gdzie приходził codziennie i był rzeczywiście aktywny. Przygotowywał prace naukowe, uczestniczył w posiedzeniach rad Instytutu i Wydziału, w działalności różnych komisji, komitetów i towarzystw naukowych, w tym Polskiej Akademii Nauk i Towarzystwa Naukowego Warszawskiego, którego był członkiem rzeczywistym od 1982 r. Brał udział w seminariach; sam prowadził comiesięczne konwersatorium w Instytucie Fizyki Doświadczalnej. Starannie dobierał wykładowców, troszcząc się o to, by referaty nie były zbyt specjalistyczne lecz zrozumiałe dla szerszego grona. Ostatnia jego praca naukowa, dotycząca pewnych aspektów analizy pierwszego hiperjądra podwójnego, znalezionej ponad ćwierć wieku wcześniej w Warszawie, napisana wraz z kilkoma wybitnymi fizykami brytyjskimi i autorem tego wspomnienia<sup>2</sup> została wysłana do druku w kwietniu 1989 r. Dnia 8 czerwca 1989 r. Jerzy Pniewski wygłosił swój ostatni referat na temat hiperjąder, we Wrocławiu, a 12 czerwca 1989 r. brał po raz ostatni udział w posiedzeniu Rady Wydziału Fizyki UW. Zmarł 16 czerwca 1989 r.

<sup>2</sup>Swoją współpracę z prof. Pniewskim opisuję szczegółowo w [6].

### 3. Spuścizna

Zasługi Jerzego Pniewskiego dla fizyki światowej zostały docenione przez polską i zagraniczną społeczność fizyków. W 1971 r. został on wybrany na członka zagranicznego Akademii Nauk w Heidelbergu; w 1975 r. otrzymał doktorat honorowy Uniwersytetu Claude Bernarda w Lyonie, a w 1980 r. – Uniwersytetu Karola Ruprechta w Heidelbergu. Polskie Towarzystwo Fizyczne przyznało mu w 1969 r. swe najwyższe odznaczenie: Medal Mariana Smoluchowskiego, a Polska Akademia Nauk w 1983 r. – Medal Mikołaja Kopernika. Był też wyróżniony licznymi nagrodami i wysokimi odznaczeniami państwowymi.

Pozostawił po sobie bogaty dorobek w postaci publikacji naukowych, wykładów konferencyjnych i artykułów przeglądowych oraz popularnonaukowych<sup>3</sup>. Pozostawił też grono uczniów; wielu jest dziś profesorami i członkami Polskiej Akademii Nauk, a jeden z nich – Andrzej K. Wróblewski – rektorem Uniwersytetu Warszawskiego. Chociaż działał w tak szerokim zakresie, dbając o dobro nie tylko swojej specjalności, ale całej fizyki w Polsce, to jednak najważniejsza dla niego była "Hoża". Dla ludzi z "Hożej" stanowił ostateczny autorytet, przychodzili do niego w trudnych chwilach po radę i pomoc. Nigdy jej nie odmawiał, w każdą podjętą sprawę angażował się bez reszty, aż do jej załatwienia. Wszyscy mieli świadomość jego wsparcia w razie potrzeby. Dla tych, którzy go znali i kochali, jego odejście, mimo upływu lat, stanowi niepowetowaną stratę.

### Literatura

- [1] J.A. Zakrzewski, "Jerzy Pniewski (1913 – 1989)", *Acta Phys. Pol.* B20, no. 10 (1989).
- [2] W.O. Lock, J.A. Zakrzewski, "Jerzy Pniewski 1913 – 89", *Phys. World.* 2, no. 12 (1989).
- [3] J. Chojnacki, *Notatki Płockie*, Nr 2/139, 3 (1989).
- [4] A.K. Wróblewski, *ibid*, 5 (1989).
- [5] J.A. Zakrzewski, "Profesor Jerzy Pniewski (1913 – 1989)", *Fizyka w Szkole* 37, 195 (1991).
- [6] J.A. Zakrzewski, "Wspomnienie o Jerzym Pniewskim", *Kwart. Hist. Nauki Techn.* 35, (2) 103 (1991).
- [7] A. Piekara, *Elektryczność i budowa materii*, PWN, Warszawa 1955.
- [8] K.N. Muchin, *Doświadczalna fizyka jądrowa*, (tłum. z ros.), WNT, Warszawa 1978.
- [9] J. Pniewski, "Wspomnienia autobiograficzne", *Kwart. Hist. Nauki Techn.* 33, (2)325 (1988).

<sup>3</sup>Pełna bibliografia publikacji Jerzego Pniewskiego zawarta jest w [6].

**Stefan Pokorski**

*Instytut Fizyki Teoretycznej  
Uniwersytet Warszawski  
Warszawa*

## Wspomnienie o Grzegorz Białkowskim

### Recollection of Grzegorz Białkowski

Grzegorz Białkowski odszedł od nas nagle w pełni swego aktywnego życia fizyka i humanisty. Grono jego najbliższych kolegów i współpracowników odczuło tę śmierć nie tylko jako ogromny wstrząs, ale także jako zdarzenie całkowicie nieprawdopodobne. Jego życie dokonywało się w naszej obecności, niejednokrotnie z naszym udziałem.

Urodził się 8 grudnia 1932 r. w Warszawie. W r. 1950 ukończył liceum, uzyskując jednocześnie dyplom laureata Olimpiady Matematycznej, i rozpoczął studia na ówczesnym Wydziale Matematyki, Fizyki i Chemii Uniwersytetu Warszawskiego. Studia ukończył w 1955 r., a następnie w 1959 r. uzyskał stopień doktora fizyki. Był uczniem prof. Wojciecha Królikowskiego, który prowadził jego pracę magisterską i doktorską. Ten pierwszy okres określił zainteresowania naukowe Grzegorza. Skupiły się one wokół teorii cząstek elementarnych. Po doktoracie, w 1960 r., wyjeżdża na 7-miesięczny staż naukowy do ZIBJ w Dubnej a potem na 2 lata do CERN-u i Turynu.

Powrót z zagranicy jesienią 1963 i habilitacja w 1964 r. rozpoczynają drugi, bardzo wyraźny okres w jego życiu, którego efektem jest trwały wkład Grzegorza do rozwoju badań z fizyki wysokich energii w ośrodku warszawskim, a szczególnie w Instytucie Fizyki Teoretycznej UW. Miałem przyjemność być pierwszym uczniem Białkowskiego, gdy jesienią 1963 rozpocząłem przygotowywanie pracy magisterskiej pod jego kierunkiem. Praca dotyczyła teorii związków dyspersyjnych lub ogólniej mówiąc teorii macierzy  $S$ , obiecującego, jak się wtedy wydawało, podejścia teoretycznego do procesów zachodzących w zderzeniach cząstek elementarnych wysokich energii. Badania Grzegorza koncentrowały się w tym okresie na podobnej tematyce. Jego praca habilitacyjna poświęcona była teorii dyspersyjnej elektromagnetycznych czynników postaci nukleonów.

W dorosłym życiu zadajemy sobie czasem pytanie co zawdzięczamy swoim nauczycielom. W przypadku Grzegorza odpowiedź jest prosta. Uczył on zawsze i pobudzał zainteresowanie zjawiskiem fizycznym, kładł nacisk na rozumienie jego istoty. Cenił wprawdzie bardzo aparat matematyczny, ale wyznaczał mu jednak rolę służebną, rolę precyzyjnego przekazywania treści fizycznej. Gdyby podzielić fizyków teoretyków na tych, dla których punktem wyjścia do badań jest chęć zrozumienia określonych zjawisk fizycznych (fenomenolodzy) i takich, dla których tym punktem wyjścia jest przede wszystkim poszukiwanie spójnego formalizmu matematycznego, to Grzegorz na pewno należał do tych pierwszych.





Grzegorz Białkowski

Nie lubił on dzielić fizyki na fizykę teoretyczną i doświadczalną. Był promotorem zacieśnienia więzów między grupą teoretyczną i doświadczalną w ośrodku warszawskim. Jego zasługi w tym kierunku były bardzo duże. Te ścisłe związki były i nadal są jednym z podstawowych czynników rozwoju badań w fizyce wysokich energii. W drugiej połowie lat sześćdziesiątych Białkowski nawiązuje ścisłą współpracę naukową z warszawską grupą doświadczalną fizyki wysokich energii. Koledzy eksperymentatorzy uczestniczą w owym czasie w doświadczeniach prowadzonych w CERN-ie. Prowadzone są badania nad produkcją cząstek w zderzeniach hadronów przy najwyższych (wtedy) energiach zderzeń i fizycy polscy znajdują się w czołówce tych badań. Grzegorz decyduje się zaangażować w tę tematykę od strony teoretycznej, skupia wokół siebie grono młodych teoretyków i rozwija badania nad fenomenologią oddziaływań silnych w ramach takich efektywnych modeli teoretycznych jak model multiperyferyczny, model cząstki wiodącej, model Reggego, model Glaubera itp. Współpraca Grzegorza i jego grupy z kolegami doświadczalnikami jest bardzo intensywna i spontaniczna. Leszek Michejda, Ryszard Sosnowski, Andrzej K. Wróblewski, Maria Szeptycka, Andrzej Ziemiński są partnerami niezliczonych dyskusji, wykładów, seminariów i wielu wspólnych działań. Wtedy właśnie, z inicjatywy Grzegorza i Leszka Michejdy rozpoczyna swoją działalność na Hożej (istniejące do dziś) wspólne doświadczalno-teoretyczne seminarium fizyki wysokich energii. Wspólnie z Ryszardem Sosnowskim, Grzegorz pracuje nad monograficznym podręcznikiem fizyki cząstek elemen-

tarnych, który wydany zostaje w roku 1971 r. Oczywiście, prowadzone są także wspólne badania, które owocują całą serią wspólnych prac. Bardzo wyjątkowa jest atmosfera tych lat. Grzegorz potrafił pobudzać zainteresowanie fizyką i tworzył atmosferę zaangażowania i pasji badawczej. Ale nie tylko te "naukowe" więzy łączyły jego współpracowników. Potrafił także być kolegą, przyjacielem, towarzyszem wspólnych pozanaukowych zainteresowań i przeżyć.



Grzegorz Białkowski jako rektor otwiera rok akademicki 1988/89 w Uniwersytecie Warszawskim

Działalność Białkowskiego miała wymierne skutki organizacyjne: w 1969 r. przy poparciu prof. Wojciecha Królikowskiego w Instytucie Fizyki Teoretycznej UW powstaje Zakład Fizyki Teoretycznej Wysokich Energii, którego Białkowski był potem kierownikiem przez wiele lat.

Początek lat 70-tych okazał się przełomowy dla fizyki wysokich energii. Stało się jasne, że teoria macierzy  $S$  nie może pretendować do teorii oddziaływań elementarnych. Istotną dla dalszego poznania podstawowych praw budowy materii okazała się struktura kwarkowa hadronów i oddziaływania między kwarkami. Wzajemne sprzężenie badań doświadczalnych i teoretycznych nabiera nowego wymiaru. Białkowski wyraźnie dostrzega właściwy kierunek rozwoju fizyki wysokich energii i aktywnie włącza się w tę działalność, rozwijając dalej swój zakład oraz współpracę z grupą doświadczalną. Jego fenomenologiczne nastawienie do teorii odgrywa szczególnie ważną rolę w szybkim rozwoju badań w tym przełomowym okresie. Kształcił kolejnych młodych teoretyków (w sumie 9 doktorów) oraz rozwija intensywne kontakty z zagranicą, przede wszystkim z ośrodkami we Włoszech i we Francji.

W międzyczasie w 1971 r., zostaje mianowany profesorem nadzwyczajnym, a w 1977 r. uzyskuje tytuł profesora zwyczajnego.

Istotną rolę w życiu Białkowskiego w latach 60-tych i 70-tych odgrywa działalność dydaktyczna i organizacyjna na Wydziale Fizyki. Lubi wyładować (w 1975 r. wydaje podręcznik *Mechanika klasyczna*) i przyciąga studentów na specjalizację fizyki teoretycznej. Tłumaczy na język polski wiele wartościowych podręczników akademickich, m. in. doskonale podręczniki L.D. Landaua i E.M. Lifszycy. W 1972 r. jest jednym z inicja-

• torów utworzenia serii "Biblioteka Fizyki" w PWN i następnie wiceprzewodniczącym Komitetu Redakcyjnego tej serii. Przez wiele lat jest zastępcą dyrektora IFT UW, zaś w latach 1976–81 jest koordynatorem programu badawczego "Pola, cząstki, czasoprzestrzeń", wnosząc zasadniczy wkład w zorganizowanie tej formy finansowania badań w zakresie fizyki teoretycznej.

Prawdziwą pasją Białkowskiego jest twórczość z pogranicza fizyki, historii i filozofii nauki a także z zakresu dydaktyki i metodologii fizyki. Twórczość ta znakomicie odzwierciedla sylwetkę Grzegorza – utalentowanego fizyka a jednocześnie wrażliwego humanisty o szerokich zainteresowaniach z dziedziny estetyki, filozofii i literatury. Jego talent literacki (wydał 7 tomików wierszy) przyczynia się w istotny sposób do tego, że uprawia tę działalność z przyjemnością i sukcesem. Jest autorem ok. 20 publikacji z historii i filozofii nauki. Bardzo interesują go takie zagadnienia jak miejsce nauki w świecie kultury oraz elementy wspólne w uprawianiu nauki i sztuki, a szczególnie rola wyobraźni, emocji i intuicji. Bardzo interesującą częścią jego twórczości jest 3-tomowy cykl *Stare i nowe drogi fizyki*, w którym wyraźnie widać wątki historyczne, metodologiczne i filozoficzno–światopoglądowe. Czynią one ten cykl refleksją nad fizyką i jej miejscem w kulturze ludzkiej.

Grzegorz Białkowski jest także autorem ok. 15 artykułów z zakresu dydaktyki fizyki. Szczególną wagę przywiązywał do nauczania fizyki w szkołach, upatrując tam źródła siły lub słabości całej fizyki. Nie tylko pisze na te tematy, lecz także przez wiele lat konkretnie działa w kierunku ulepszenia procesu kształcenia nauczycieli fizyki i programów nauczania fizyki w szkołach (m.in. był przewodniczącym Zespołu Dydaktyczno–Wychowawczego Fizyki i Astronomii przy Ministrze Nauki, Szkolnictwa Wyższego i Techniki oraz współautorem podręczników fizyki dla liceum ogólnokształcącego w klasach o profilu humanistycznym i klasycznym).

Ważną częścią dorobku Białkowskiego stanowią jego osiągnięcia w dziedzinie popularyzacji fizyki wysokich energii i fizyki w ogólności. Jest autorem ponad 30 publikacji i opracowań w *Postęпах Fizyki*, *Problemach*, *Delcie* i innych czasopismach. Prowadzi wykłady z zakresu historii fizyki dla studentów matematyki i wydziałów humanistycznych. Robi to wszystko z dużym talentem. Białkowski – fizyk ponownie spotyka się z Białkowskim – utalentowanym humanistą.

W ostatnim okresie życia (ostatnie 10 lat) wątki humanistyczne zaczynają odgrywać coraz większą rolę w jego życiu. Łączy się z tym jego przejście do szerszej działalności publicznej. W 1985 r. zostaje rektorem Uniwersytetu Warszawskiego. Wielkie zaangażowanie w sprawy Uniwersytetu i troska o jego harmonijny rozwój przynoszą duże uznanie środowisk uniwersyteckich, nie tylko w Warszawie. W czerwcu 1988 r. jest gospodarzem Konferencji Rektorów Uniwersytetów Europejskich, która odbyła się w Warszawie. Jest prezesem Towarzystwa Popierania i Krzewienia Nauk, wreszcie zostaje wybranym senatorem w pierwszych wyborach do Senatu RP. Niestety – umiera 29 czerwca 1989, na kilka dni przed pierwszym posiedzeniem Senatu.

Był do końca wśród nas, potrzebny i pełen planów na przyszłość.

## NOWOŚCI NAUKOWE

Krzysztof Doroba

*Instytut Fizyki Doświadczalnej  
Uniwersytet Warszawski  
Warszawa*

## Znakowanie zapachów w oddziaływaniach hadronów z dużym pędem poprzecznym

### Flavour tagging in high $p_T$ hadron-hadron interactions

*Abstract:* High  $p_T$  proton-proton interactions with identified single particle in the final state are analysed. Flavour tagging technique is used to distinguish between different parton-parton subprocesses. The data are analysed in the framework of QCD-inspired quark-parton model.

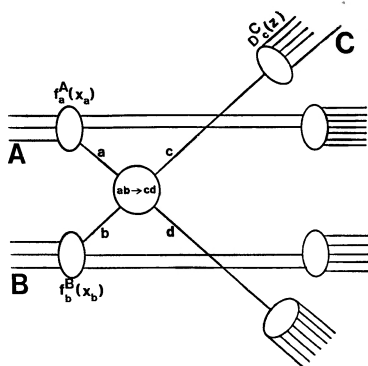
#### 1. Wstęp

Artykuł poświęcony jest doświadczalnej analizie twardych (tj. zachodzących z bardzo dużym przekazem pędu) oddziaływań silnych. Szczególny nacisk położony jest na rezultaty pochodzące z detektora Split Field Magnet (w skrócie SFM), który działał do 1983 r. przy pierścieniach akumulujących ISR (Intersecting Storage Rings) w CERN-ie. Pierwszy rozdział poświęcony jest krótkiemu rysowi historycznemu oraz doświadczalnym dowodom istnienia pęków w oddziaływaniach hadronów. Rozdział drugi przedstawia zasadę techniki znakowania zapachów (flavour tagging) stosowanej w detektorze SFM. Kolejne rozdziały zawierają omówienie wyników doświadczalnych dotyczących produkcji mezonów  $\pi^\pm$  i  $K^\pm$  z dużym pędem poprzecznym i związanego z tym statystycznego rozróżnienia pęków kwarkowych i gluonowych.

#### 2. Pęki w oddziaływaniach hadronów

W 1971 r. Berman, Bjorken i Kogut [1] zwrócili uwagę, że na gruncie modelu partonowego [2] należy oczekiwać w oddziaływaniach hadronów klasy zdarzeń, które charakteryzować się będą obecnością w stanie końcowym cząstek o dużym pędzie poprzecznym. Proces, który w ramach modelu partonowego prowadzi do dużych pędów poprzecznych w stanie końcowym, przedstawiony jest schematycznie na rys. 1. W procesie tym składnik a niosący część  $x_a$  pędu hadronu A oddziałuje ze składnikiem b niosącym część

$x_b$  pędu hadronu B. Następnie produkty tego oddziaływania ulegają fragmentacji<sup>1</sup> na obserwowane w stanie końcowym cząstki. Znane z głęboko nieelastycznego rozpraszania leptonów funkcje struktury hadronów A i B pozwalają określić prawdopodobieństwo znalezienia składników a i b niosących odpowiednio część  $x_a$  i  $x_b$  pędu hadronów. Funkcje fragmentacji produktów rozpraszania c i d można w zasadzie otrzymać z analizy reakcji  $e^+e^- \rightarrow$  hadrony. Do opisu procesu potrzebna jest jeszcze informacja o oddziaływaniu  $ab \rightarrow cd$ , związana z naturą partonów. Berman i współpracownicy założyli, że partonami a i b są kwarki, które oddziałują poprzez wymianę wektorowego gluonu.



Rys. 1. Schematyczny obraz twardego oddziaływania hadronów w modelu partonowym. Funkcje  $f(x)$  i  $D(z)$  oznaczają odpowiednio funkcje struktury i fragmentacji

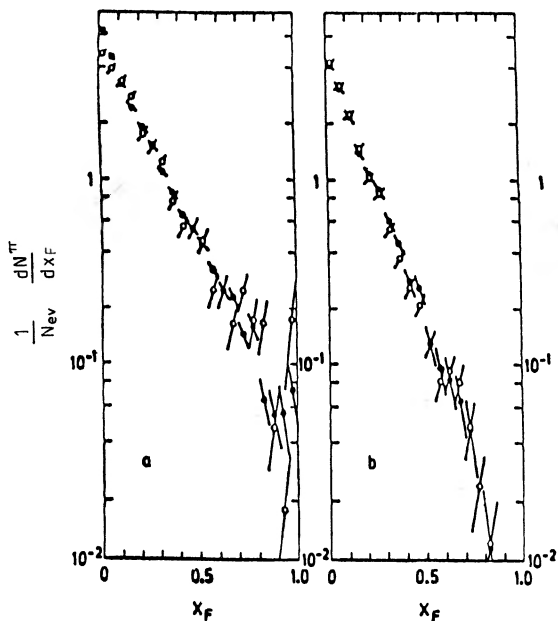
Pierwsze doniesienia doświadczalne dotyczące produkcji cząstek z dużym pędem poprzecznym  $p_T$  opublikowane zostały w 1972 r. [3]. Trzy niezależne grupy badające oddziaływanie protonów (pp) w pierścieniach akumulujących ISR zaobserwowały stosunkowo obfitą produkcję mezonów  $\pi$  przy dużym  $p_T$  [4]. Zmierzony przekrój czynny na produkcję mezonów  $\pi^0$  o dużym  $p_T$  okazał się o wiele rzędów wielkości wyższy niż należałoby oczekiwać z ekstrapolacji danych przy niskich  $p_T$ . Ten bardzo ważny wynik zapoczątkował całą serię doświadczeń kontynuowanych przez przeszło dekadę. W doświadczeniach tych poszukiwano już nie pojedynczej cząstki, ale całego zespołu cząstek o dużym pędzie poprzecznym stanowiących pęk [5]. Pojedyncza cząstka o dużym  $p_T$  mogłaby być bowiem rezultatem jakiegoś szczególnego typu fragmentacji partonów o małym pędzie poprzecznym [6]. Wbrew początkowym oczekiwaniom na pozytywny rezultat poszukiwań trzeba było oczekiwać dość długo [7]. Wyraźną dominację procesów produkcji pęków stwierdzono dopiero w oddziaływaniach pp w Super Synchrotronie Protonowym (SppS) dla  $\sqrt{s} = 540$  GeV [8]. Również w oddziaływaniach pp w pierścieniach akumulacyjnych ISR przy maksymalnej energii  $\sqrt{s} = 62$  GeV wykazano obecność pęków cząstek wtórnych [9].

<sup>1</sup>Pojedyncze partony niosą ładunek kolorowy. W procesie fragmentacji ładunek ten jest neutralizowany przez ładunek partonów pochodzących z morza par parton-antyparton. W stanie końcowym obserwowane są tylko pozbawione koloru cząstki elementarne.

### 3. Technika znakowania zapachów

Doświadczalna obserwacja pęków w oddziaływaniach silnych dowodzi obecności twardej składowej w tych oddziaływaniach, czyli istnienia oddziaływających silnie punktowych składników wewnątrz hadronów. W ramach modelu kwarkowo-partonowego składniki te utożsamiane są ze znanymi z głęboko nieelastycznego rozpraszania leptonów partonami: kwarkami i gluonami. W twardech oddziaływaniach silnych mogą brać udział wszystkie znane partony, więc w stanie końcowym możemy mieć do czynienia z pękiem powstałym z fragmentacji zarówno kwarka jak i gluonu. Zatem doświadczalne rozróżnienie pęków, które pochodzą z fragmentacji różnego typu partonów, pozwoliłoby badać strukturę hadronów oraz mechanizm twardego rozpraszania.

Możliwość dokonania tego typu rozróżnienia pęków wynika z faktu, że najszybsza cząstka powstała w trakcie fragmentacji partonu powinna być najsilniej związana z macierzystym partonem. Inaczej mówiąc, oczekujemy silnej korelacji między układem kwarków walencyjnych tej cząstki a macierzystym partonem. Potwierdzają to dane doświadczalne. Na rys. 2 przedstawiony jest [10] zmierzony w oddziaływaniach neutrin i antyneutrin przekrój czynny na produkcję mezonów  $\pi$ , wyrażony w funkcji zmiennej feynmanowskiej  $x_F = 2p_L/\sqrt{s}$  (gdzie  $p_L$  oznacza pęd podłużny). W oddziaływaniach neutrin  $\nu$  ( $\bar{\nu}$ ), gdzie



Rys. 2. Rozkład  $x_F$  dla mezonów  $\pi^+$  i  $\pi^-$  produkowanych w oddziaływaniach  $\nu p$  i  $\bar{\nu} p$ . (z pracy [10]). Na rys. 2a pełne kółka opisują produkcję mezonów  $\pi^+$  w oddziaływaniach  $\nu p$ , zaś okręgi produkcję mezonów  $\pi^-$  w oddziaływaniach  $\nu p$ . Na rys. 2b pełne kółka opisują produkcję mezonów  $\pi^+$  w oddziaływaniach  $\bar{\nu} p$ , zaś okręgi produkcję  $\pi^-$  w oddziaływaniach  $\bar{\nu} p$ .

w kierunku do przodu emitowany jest kwark  $u(d)$ , obserwujemy znacznie więcej mezonów  $\pi^+(\pi^-)$  niż  $\pi^-(\pi^+)$ . Efekt jest szczególnie wyraźny dla dużych wartości  $x_F$ . Jeśli zatem

badamy twarde oddziaływania silne i rejestrujemy pojedyncze cząstki o dużym pędzie poprzecznym, to żądanie aby cząstka ta była na przykład mezonem  $\pi^+$  zwiększa (w stosunku do całej próbki) udział pęków powstałych z fragmentacji kwarka u. Postępowanie to nosi nazwę znakowania zapachów (flavour tagging).

Zgodnie z rys. 1 oczekujemy w stanie końcowym czterech pęków. Z cząstką o dużym  $p_T$  związany jest pęk cząstki wyzwalającej. Z drugim z oddziałujących partonów związany jest pęk oddalający się. Natomiast fragmentacja pozostałych partonów, tych które nie uczestniczyły bezpośrednio w twardym oddziaływaniu, prowadzi do powstania dwóch pęków spektatorów. Badanie korelacji pomiędzy tymi czterema pękami pozwala otrzymać nie tylko dodatkowe informacje na temat typu wybitego partonu ale także i to, z którego z hadronów pochodził ów parton. W oddziaływaniach proton-proton jest to możliwe, jeśli obserwujemy cząstki o dużym pędzie poprzecznym pod kątem mniejszym niż  $\pi/2$ . Jest to związane z silną zależnością kątową elementarnego procesu rozpraszania parton-parton [11].

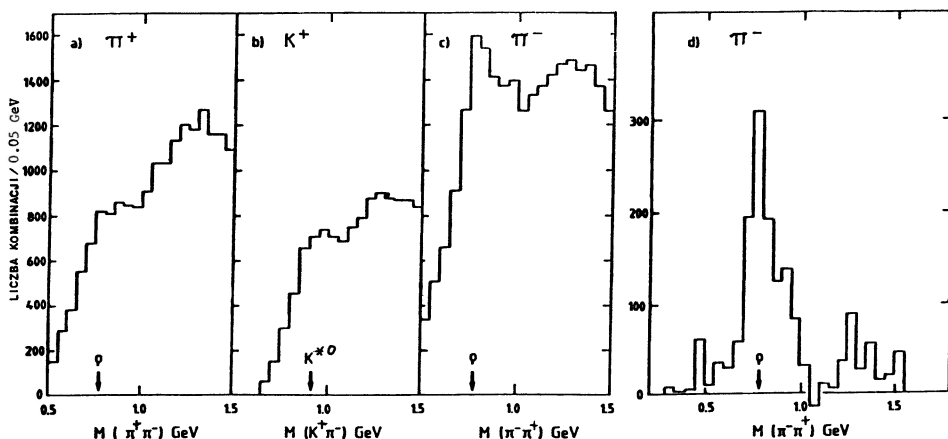
Detektor SFM zlokalizowany przy pierścieniach akumulujących ISR był z wielu powodów idealnym narzędziem do tego typu badań. Poza detektorem SFM, który zapewniał detekcję cząstek wtórnych w niemal pełnym kącie bryłowym, oraz umożliwiał wybór oddziaływań z pojedynczą cząstką o dużym  $p_T$  w stanie końcowym, wykorzystywany był system progowych liczników Czerenkowa. Liczniki te służyły do identyfikacji (rozróżnienia  $\pi/K/p$ ) cząstek o dużym  $p_T$  emitowanych pod kątami 10, 20 i 50 stopni. Maksymalna energia wiązek protonowych wynosiła  $\sqrt{s} = 62$  GeV i, jak wspomniano w poprzednim rozdziale, była dostatecznie duża aby widoczne było twarde rozpraszanie składników. Jednocześnie stosunkowo niskie energie cząstek wtórnych pozwalały stosować względnie proste techniki ich identyfikacji. Głównym celem rozpoczętego w 1979 r. eksperymentu była pełna analiza przypadków twardego oddziaływań ze znacznym "zapachem" pęków. Zbieranie danych doświadczalnych zakończono wraz z zamknięciem pierścieni akumulujących ISR w 1983. Analiza części danych doświadczalnych trwa do chwili obecnej.

#### 4. Produkcja mezonów z dużym pędem poprzecznym

Rozdział ten poświęcony jest wyodrębnieniu w danych doświadczalnych wkładów od różnych procesów partonowych, takich jak rozpraszanie kwark-kwark czy kwark-gluon [12, 13]. Wiadomo, że w badanych w detektorze SFM oddziaływaniach cząstka wyzwalająca, czyli cząstka o dużym  $p_T$  niosła dużą (ok. 75%) część energii pęku [14, 15, 9]. Jest to w pełni zgodne z przedstawionym w poprzednim rozdziale prostym obrazem korelacji pomiędzy liczbami kwantowymi cząstki wyzwalającej i rozproszonego partonu. Obraz ten byłby jednak zakłócony przez silną produkcję neutralnych mezonów wektorowych

$$d \rightarrow \rho^0 \rightarrow \pi^+, \quad d \rightarrow K^{*0} \rightarrow K^+.$$

Oszacowano wkład tego typu procesów. Na rys. 3a-c przedstawione są rozkłady masy  $\pi^+\pi^-$  i  $K^+K^-$ , otrzymane poprzez łączenie cząstki wyzwalającej ( $\pi$  bądź  $K$ ) z cząstkami wtórnymi przeciwnego znaku (o których założono, że są mezonami  $\pi$ ). Użyto tylko cząstek wtórnych, których kąt azymutalny nie różnił się więcej niż o  $\pm 90^\circ$  od kąta azymutalnego cząstki wyzwalającej. Produkcja mezonów wektorowych jest widoczna. Przykładowo, sygnał  $\rho^0$  otrzymany po odjęciu gładkiego tła przedstawiony jest na rys. 3d.



Rys. 3. Rozkład masy efektywnej otrzymany przez łączenie cząstki wywalającej ( $\pi^+$ ,  $K^+$  i  $\pi^-$  odpowiednio na rys. 3a,b,c) z cząstkami wtórnymi o przeciwnym ładunku, o których założono, że są mezonami  $\pi$ . Pęd poprzeczny  $p_T$  cząstki wywalającej zawarty jest w przedziale od 4 do 6 GeV/c. Rysunek 3d przedstawia rezultat odjęcia od rozkładu z rys. 3c gładkiego tła

Tło otrzymane jest przez mieszanie cząstek pochodzących z różnych oddziaływań [16]. Porównując jednak sygnał z liczbą zarejestrowanych przypadków stwierdzamy, że w mniej niż 5% cząstka wywalająca pochodzi z rozpadu mezonu wektorowego<sup>2</sup>.

Dalsze argumenty wykorzystywane w wydzielaniu wkładu od poszczególnych procesów partonowych dotyczą: (1) Stosunków przekrojów czynnych przy dużych pędach poprzecznych; (2) Korelacji liczb kwantowych wewnątrz pędu cząstki wywalającej; (3) Korelacji między cząstką wywalającą a pękami spektatora; (4) Korelacji między cząstką wywalającą a pękiem oddalającym się.

W części (4.1) niniejszego rozdziału omówione będą dane, w których cząstka wywalająca jest mezonem i posiada wspólny kwark walencyjny z początkowym protonem:  $\pi^+$  (ud),  $\pi^-$  (du),  $K^+$  (us). W części drugiej (4.2.) omówiony zostanie przypadek mezonu  $K^-$  (su) jako cząstki wywalającej.

#### 4.1. Produkcja mezonów $\pi^\pm$ , $K^\pm$ z dużym pędem poprzecznym

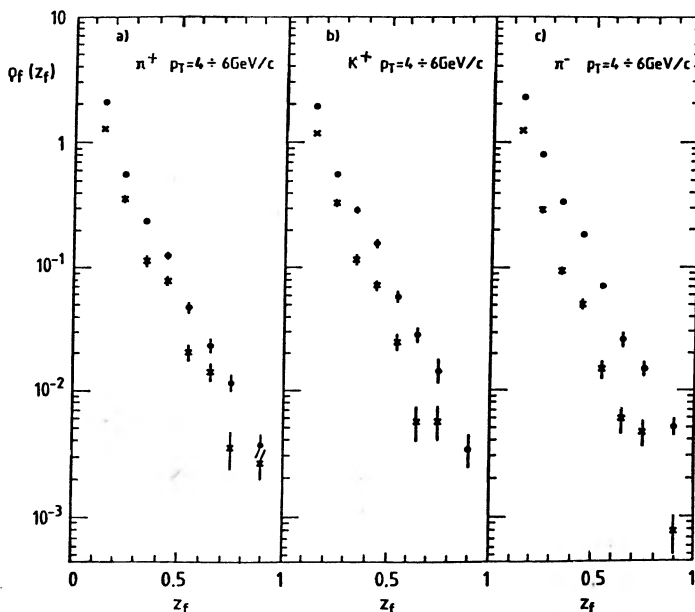
##### 4.1.1. Przekroje czynne przy dużych pędach poprzecznych

Pomiar względnej produkcji mezonów  $\pi^+$  i  $\pi^-$  [17] przedstawiony jest na rys. 4a w funkcji zmiennej  $x_T = 2p_T/\sqrt{s}$ . Stosunek  $\pi^+/\pi^-$  jest większy niż 1 i rośnie z  $x_T$ . Z tego, że stosunek ten jest różny od jedności wynika, że  $\pi^+$  i  $\pi^-$  nie mogą jednocześnie brać się z fragmentacji gluonu. Z tego, że stosunek jest większy od jedności, podobnie jak stosunek funkcji struktury  $u(x)/d(x)$  [18, 19], oraz że  $\pi^+/\pi^-$  rośnie z  $x_T$ , można wnosić, że mezony  $\pi^+$  w dużym stopniu biorą się z rozpraszania kwarka u. Warto zaznaczyć, że wkład kwarków morza jest dla  $p_T > 4$  GeV/c ( $x > 0.3$ ) mniejszy od 20% [19]. Zarówno  $\pi^+$  jak i  $K^+$

<sup>2</sup>Nie oznacza to, że względne (w stosunku do  $\pi$ ) inkluzywne przekroje czynne na produkcję  $\rho^0$  i  $K^{*0}$  są małe, lecz że tylko w małej części ich rozpadów cząstka wtórna jest cząstką o dużym  $p_T$ .



$\Theta > \Theta_{t.p.}$ . Kąt  $\Theta_{t.p.}$  jest kątem biegunowym wszystkich cząstek wtórnych pęku cząstki wyzwalającej uśrednionym po badanych przypadkach. Odpowiedni czynnik wagowy (równy 2) uwzględniony jest w przedstawianych rozkładach. Tylko cząstki wtórne o pędzie poprzecznym  $q_T$  względem osi pęku  $q_T < 1.5 \text{ GeV}/c$  były brane pod uwagę. Poprawione



Rys. 5. Gęstość cząstek w pęku cząstki wyzwalającej w funkcji  $z_f$  dla cząstek o ładunkach takich samych (krzyże) i przeciwnych (pełne kółka) co emitowana pod kątem  $\Theta \approx 50^\circ$  cząstka wyzwalająca: a.  $\pi^+$ , b.  $K^+$ , c.  $\pi^-$ . Pęd poprzeczny cząstki wyzwalającej zawarty jest w przedziale od 4 do 6  $\text{GeV}/c$

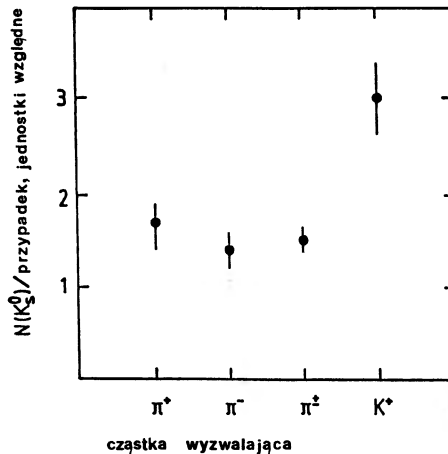
na akceptację detektora rozkłady gęstości dla cząstek wyzwalających będących mezonami  $\pi^+$ ,  $K^+$ ,  $\pi^-$  przedstawione są na rys. 5 (odpowiednio a, b i c). W rozważanych obecnie schematach fragmentacji partonów oczekujemy, że cząstki kreowane blisko siebie w przestrzeni fazowej będą przeciwnych znaków. Tego typu lokalne zachowanie ładunku obserwowane jest w pękach powstałych zarówno w oddziaływaniach  $e^+e^-$  [22] jak i pp [23]. Rzeczywiście, gęstość cząstek znaku przeciwnego niż cząstka wyzwalająca jest na rys. 5 zawsze większa. Bardziej ilościowo można to wyrazić obliczając wielkość

$$R_t(h) = \int_{0.4}^{1.0} \rho_i^{-Q}(z_f, h) dz_f / \int_{0.4}^{1.0} \rho_i^Q(z_f, h) dz_f, \quad (2)$$

czyli stosunek liczb cząstek o ładunkach przeciwnych i takich samych jak cząstka wyzwalająca.

W przypadku gdy cząstką wyzwalającą jest mezon  $\pi^+$  lub  $K^+$  stosunek ten wynosi odpowiednio  $R_t(\pi^+) = 1.77 \pm 0.12$  i  $R_t(K^+) = 2.41 \pm 0.22$ . Zbliżona wartość  $R_t$  wskazuje, że  $\pi^+$  i  $K^+$  pochodzą z fragmentacji tego samego typu partonu. Dla mezonów  $\pi^-$  jako cząstek wyzwalających mamy  $R_t(\pi^-) = 3.94 \pm 0.27$ , a więc znacząco więcej niż dla  $\pi^+$

i  $K^+$ . Przy lokalnej kompensacji ładunku wartość  $R_i$  winna rosnać ze wzrostem różnicy ładunku między cząstką wyzwalamającą a macierzystym partonem. Z danych można wnosić, że ładunek tego partonu jest bliższy ładunkowi  $\pi^+$  i  $K^+$  niż dla mezonu  $\pi^-$ . Jest to niezgodne z założeniem, że dominującą rolę w produkcji mezonów odgrywają kwarki morza:  $d \rightarrow \pi^+$ ,  $u \rightarrow \pi^-$ . Zgadza się to natomiast z poprzednio otrzymanym wnioskiem, że dominującym źródłem mezonów  $\pi^+$  i  $K^+$  o dużym pędzie poprzecznym są kwarki u. Natomiast dominującym źródłem mezonów  $\pi^-$  są kwarki d oraz gluony. Rysunek 6



Rys. 6. Średnia liczba zrekonstruowanych  $K_s^0$  o  $z_f > 0.2$  na przypadek dla różnych cząstek wyzwalamających emitowanych pod kątem  $\Theta \approx 50^\circ$

przedstawia zależność liczby zrekonstruowanych mezonów  $K_s^0$  dla różnych cząstek wyzwalamających [23]

$$N(K_s^0) = \int_{0.2}^{1.0} \rho_i^0(z_f, K_s^0) dz_f. \quad (3)$$

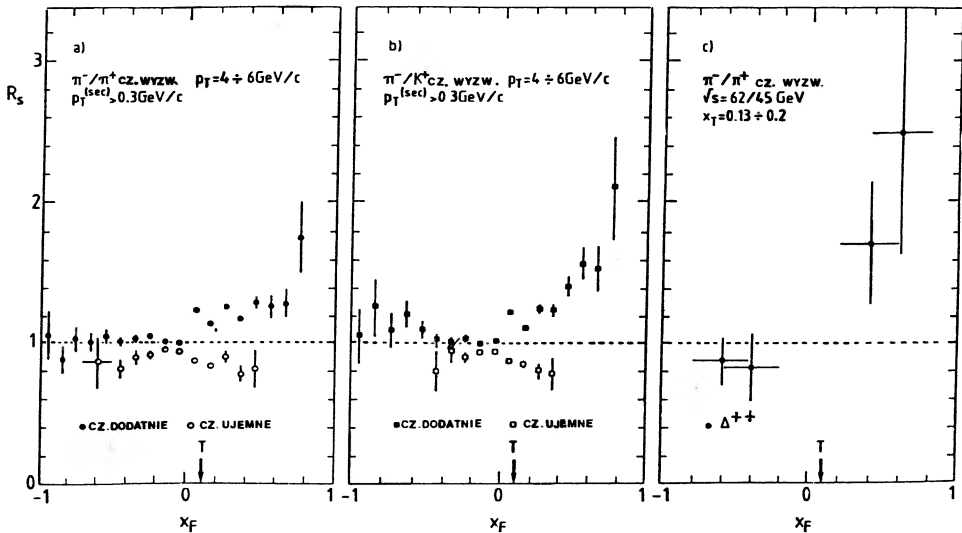
Liczba zrekonstruowanych  $K_s^0$  na przypadek jest wyraźnie większa, gdy cząstką wyzwalamającą jest  $K^+$  (w porównaniu do  $\pi^+$ ). Również ten fakt zgodny jest z wnioskiem, że mezony  $K^+$  powstają z fragmentacji niedziwnego kwarka u; natomiast dziwność zachowywana jest lokalnie wewnątrz pęku cząstki wyzwalamącej.

#### 4.1.3. Korelacje między cząstką wyzwalamającą a pękami spektatora

Jak stwierdzono w rozdz. 3, oczekujemy korelacji pomiędzy zapachem partonu będącego źródłem pęku cząstki wyzwalamącej, a zapachem unoszonym przez pęk spektatora. Wobec tego, skład partonów w pęku spektatora winien być różny dla różnych cząstek wyzwalamających. Stosunek  $R_s^\pm$  gęstości  $\rho_s^\pm$  dodatnich i ujemnych cząstek wtórnych dla różnych cząstek wyzwalamających ( $\pi^+$ ,  $K^+$ ,  $\pi^-$ ), przedstawiony jest na rys. 7 w funkcji zmiennej  $x_F$

$$R_s^\pm = \frac{\rho_s^\pm(\pi^-)}{\rho_s^\pm(\pi^+)} \quad (\text{na rys. 7a}) \quad \text{i} \quad R_s^\pm = \frac{\rho_s^\pm(\pi^-)}{\rho_s^\pm(K^+)} \quad (\text{na rys. 7b}). \quad (4)$$

Uwzględnione są tylko cząstki wtórne o  $p_T > 0.3 \text{ GeV}/c$ . Rozważanie stosunków rozkładów (a nie pojedynczych rozkładów) ma na celu zminimalizowanie roli poprawek akceptacyjnych. Dla ujemnych wartości  $x_F$  (cząstka wyzwalająca produkowana jest z  $x_F \approx 0.1$ ) przedstawione na rys. 7 a i b stosunki są bliskie jedynki. Wnosić stąd można, że średnio



Rys. 7. a-b. Stosunek gęstości dodatnich i ujemnych cząstek wtórnych w funkcji  $x_F$  dla  $\pi^-$  jako cząstek wyzwalających do odpowiednich gęstości dla  $\pi^+$  (a) i  $K^+$  (b) jako cząstek wyzwalających. c. Względna produkcja rezonansu  $\Delta^{++}$  w oddziaływaniach z mezonami  $\pi^-$  i  $\pi^+$  jako cząstki wyzwalającej, dla  $\sqrt{s} = 45$  i  $62 \text{ GeV}$ . Kąt  $\Theta$  cząstki wyzwalającej  $\approx 50^\circ$

skład partonowy pęku spektatora w tym obszarze ( $x_F < 0$ ) jest ten sam dla  $\pi^\pm$  czy  $K^+$  jako cząstki wyzwalającej. Dla dodatnich wartości  $x_F$  gęstości  $\rho_s(\pi^+)$  i  $\rho_s(K^+)$  są podobne i różnią się od  $\rho_s(\pi^-)$ . Przedstawione stosunki wyraźnie odbiegają od jedności, co świadczy o długozasięgowej korelacji pomiędzy cząstką wyzwalającą a najszybszymi cząstkami pęku spektatora. Z tego, że  $\rho_s(\pi^+)$  i  $\rho_s(K^+)$  są różne od  $\rho_s(\pi^-)$  wynika, że  $\pi^+$  i  $K^+$  oraz  $\pi^-$  jako cząstki wyzwalające nie mogą pochodzić z fragmentacji tego samego partonu. Korelacja dotyczy szybkich cząstek w pęku spektatora, tych, które wiążemy z kwarkami walencyjnymi. Trudno jest wobec tego przypuszczać, że cząstki wyzwalające biorą się głównie z fragmentacji kwarków morza ( $d \rightarrow \pi^+$ ,  $u \rightarrow \pi^-$ ), gdyż wymagałoby to silnego wpływu morza na kwarki walencyjne.

Z rys. 7a-b widać również, że  $R_s^+ > 1 > R_s^-$ , a zatem pozostałe, nie oddziałujące partony nosą więcej ładunku dodatniego w przypadku, gdy cząstką wyzwalającą jest  $\pi^-$ , niż dla  $\pi^+$  i  $K^+$ . Zatem ładunek partonu, którego fragmentacja prowadzi do powstania  $\pi^+$  lub  $K^+$  jako cząstki wyzwalającej, jest większy niż w przypadku, gdy cząstką wyzwalającą jest  $\pi^-$ . Prowadzi to jeszcze raz do wniosku, że rozproszone kwarki u są głównym źródłem  $\pi^+$  i  $K^+$  jako cząstek wyzwalających, podczas gdy  $\pi^-$  pochodzą z fragmentacji partonów, które noszą ujemny bądź zerowy ładunek.

Kolejnym argumentem świadczącym o poprawności przedstawianej interpretacji da-

nych jest produkcja  $\Delta^{++}$  w pęku spektatora [16]. Względna produkcja tego rezonansu dla  $\pi^+$  i  $\pi^-$  jako cząstek wyzwalających przedstawiona jest na rys. 7c. Dane pochodzą w tym przypadku z oddziaływań o  $\sqrt{s} = 45$  i 62 GeV. Wyniki zgodne są z obrazem, w którym w przypadku gdy cząstką wyzwalającą jest mezon  $\pi^+$  ( $\pi^-$ ), pęk spektatora powstaje na skutek fragmentacji układu  $ud$  ( $uu$ ).

#### 4.1.4. Korelacje między cząstką wyzwalającą a pękiem oddalającym się

Jak wynika z wyznaczonych funkcji struktury kwarków i gluonów, te ostatnie mają znacznie częściej mniejsze pędy cząstkowe. Oczekujemy zatem, że procesy typu  $qq \rightarrow qq$  i  $qg \rightarrow qg$  w średniej będą prowadziły do różnych konfiguracji w przestrzeni fazowej. Rozpraszanie kwark-kwark winno częściej prowadzić do sytuacji, w której rozproszone partony fragmentują w cząstki o przeciwnym znaku pędu podłużnego. Konfiguracja taka, nazwana "tyłem do siebie", odpowiada rozpraszaniu składników o podobnym pędzie. W przypadku rozpraszania kwark-gluon pędy składników są na ogół na tyle różne, że transformacja Lorentza układu środka masy dwóch partonów do układu środka masy  $pp$  powoduje przemieszczenie obu pęków do jednej półkuli tego ostatniego układu. W tej konfiguracji, nazwanej "bokiem do siebie", pędy podłużne cząstek z obu pęków będą tego samego znaku.

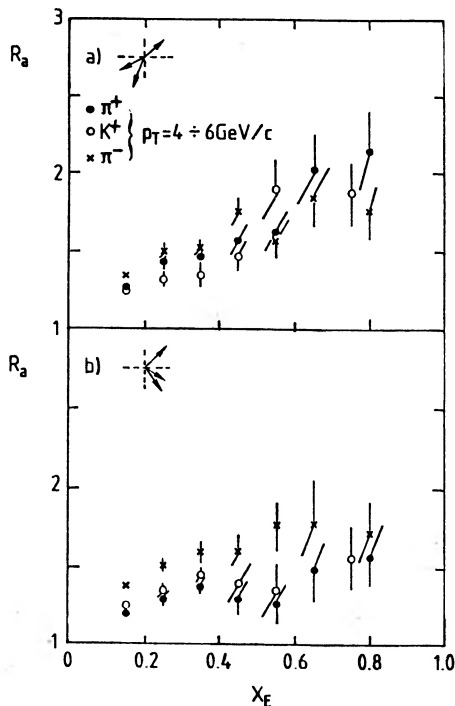
Ładunek macierzystego partonu w pęku oddalającym się znajduje odbicie w ładunkach obserwowanych cząstek. Stosunek  $R_a$  gęstości dodatnich i ujemnych cząstek wtórnych w pęku oddalającym się

$$R_a = \rho_a^+ / \rho_a^-$$

przedstawiony jest na rys. 8. W powyższym stosunku gęstości  $\rho_a^\pm$  zdefiniowane są analogicznie jak dla pęku cząstki wyzwalającej, z tym że wyrażone są w funkcji zmiennej  $x_E = p_T / p_T^{\text{Tr}}$  czyli stosunku pędu poprzecznego cząstki do pędu poprzecznego najszybszej cząstki w pęku (cząstki wyzwalającej). Uwzględnione są tylko cząstki wtórne o kącie azymutalnym  $180^\circ \pm 25^\circ$ . Dane nie są poprawione na akceptację detektora, gdyż poprawki te nie zależą od rodzaju cząstki wyzwalającej oraz są symetryczne względem  $x_F = 0$ .

Dla konfiguracji "tyłem do siebie" (dokładniej dla cząstek wtórnych o  $x_F < 0$ ) stosunek  $R_a$ , jak widać na rys. 8a, jest podobny dla różnych ( $\pi^\pm, K^+$ ) cząstek wyzwalających i zmienia się od 1.3 dla  $x_E = 0.2$  do ok. 2 dla  $x_E \approx 0.8$ . Jak wynika z różnych obliczeń modelowych, dla dużych  $x_E$  ( $x_E \geq 0.4$ )  $R_a$  powinien odzwierciedlać ładunek rozproszonego partonu. Otrzymany wynik jest zgodny z dominującym wkładem od fragmentacji kwarka  $u$ . Ponieważ  $K^+$  i  $\pi^+$  powstają również głównie z fragmentacji kwarka  $u$ , konfiguracja "tyłem do siebie" stowarzyszona z  $K^+$  i  $\pi^+$  zawiera głównie oddziaływania dwóch kwarków walencyjnych.

Dla konfiguracji "bokiem do siebie" ( $x_F > 0$ ) stosunek  $R_a$  (rys. 8b) w przypadku  $K^+$  i  $\pi^+$  jako cząstek wyzwalających, zmienia się wolniej z  $x_E$  i osiąga dla dużych  $x_E$  znacznie niższe wartości: ok. 1.4. Takie zachowanie zgodne jest z założeniem, że cząstki wtórne są w tym przypadku w dużej mierze produktem fragmentacji nienaładowanego partonu. Sama topologia zdarzeń wskazuje, że partony te mają "mniejszą" funkcję struktury niż te, których fragmentacja prowadzi do powstania mezonów  $\pi^+$  i  $K^+$ . Zatem gluony i kwarki morza wydają się być głównym źródłem obserwowanych pęków oddalających się (w konfiguracji "bokiem do siebie").



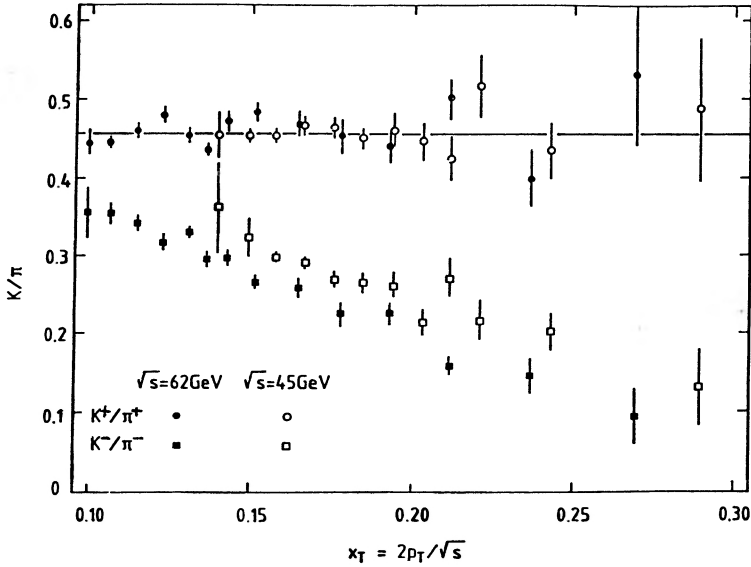
Rys. 8. Stosunek gęstości dodatnich i ujemnych cząstek wtórnych wewnątrz pędu oddalającego się w funkcji  $x_E$ , dla konfiguracji: a. "tyłem do siebie" (dla cząstek o przeciwnym znaku  $x_F$  niż cząstka wyzwalająca); b. "bokiem do siebie" (dla cząstek o tym samym znaku  $x_F$  co cząstka wyzwalająca). Kąt  $\Theta$  cząstki wyzwalającej ( $\pi^+$ ,  $K^+$  i  $\pi^-$ )  $\approx 50^\circ$

Wartości stosunku  $R_a$  dla konfiguracji "bokiem do siebie" i mezonów  $\pi^-$  jako cząstek wyzwalających są wyższe niż w przypadku mezonów  $\pi^+$  i  $K^+$ . Zgodne jest to z wcześniejszym stwierdzeniem, że pewna część mezonów  $\pi^-$  jako cząstek wyzwalających pochodzi z fragmentacji gluonu. W tym przypadku pęk oddalający się powinien być rezultatem fragmentacji kwarka, a nie gluonu, co oznacza wzrost  $R_a$ .

## 4.2. Produkcja mezonu $K^-$ z dużym pędem poprzecznym

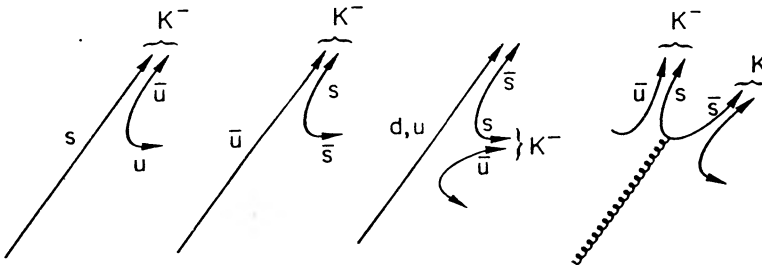
### 4.2.1. Przekroje czynne dla dużych pędów poprzecznych

Wyniki pomiaru względnej produkcji mezonów  $K^-$  i  $\pi^-$  z dużym pędem poprzecznym przedstawione są w funkcji  $x_T$  na rys. 9 [17]. Dla porównania przedstawiony jest również stosunek  $K^+/\pi^+$ . Dane dotyczą oddziaływań pp o  $\sqrt{s} = 45$  i  $62$  GeV, z cząstką wyzwalającą emitowaną pod kątem ok.  $50^\circ$ . Wyniki innych eksperymentów badających cząstki z dużym pędem poprzecznym wyglądają podobnie [25]. Zwraca uwagę wyraźna różnica pomiędzy stosunkiem  $K^+/\pi^+$  a  $K^-/\pi^-$ . Ten ostatni spada wyraźnie z  $x_T$ . W poprzednich rozdziałach wykazano, że  $\pi^-$  jako cząstka wyzwalająca bierze się głównie z fragmentacji walencyjnego kwarka d protonu. Mezon  $K^-$  nie posiada wspólnych kwarków walencyjnych z protonem. Obserwowany efekt może zatem świadczyć, że funkcja struk-



Rys. 9. Stosunek inkluzywnych przekrojów czynnych  $K/\pi$  w funkcji  $x_T$  dla  $\sqrt{s} = 45$  i  $62 \text{ GeV}$ . Kąt  $\Theta$  cząstki wyzwalającej  $\approx 50^\circ$

tury partonu macierzystego dla  $K^-$  jest stosunkowo miękka (miększa niż dla kwarka d), albo też, że mezony  $K^-$  nie są w większości przypadków fragmentami pierwszego rzędu (first rank) [26] fragmentujących kwarków walencyjnych. (patrz rys. 10, gdzie schematycznie przedstawione są rozpatrywane schematy fragmentacji prowadzące do utworzenia mezonu  $K^-$  z dużym pędem poprzecznym.)

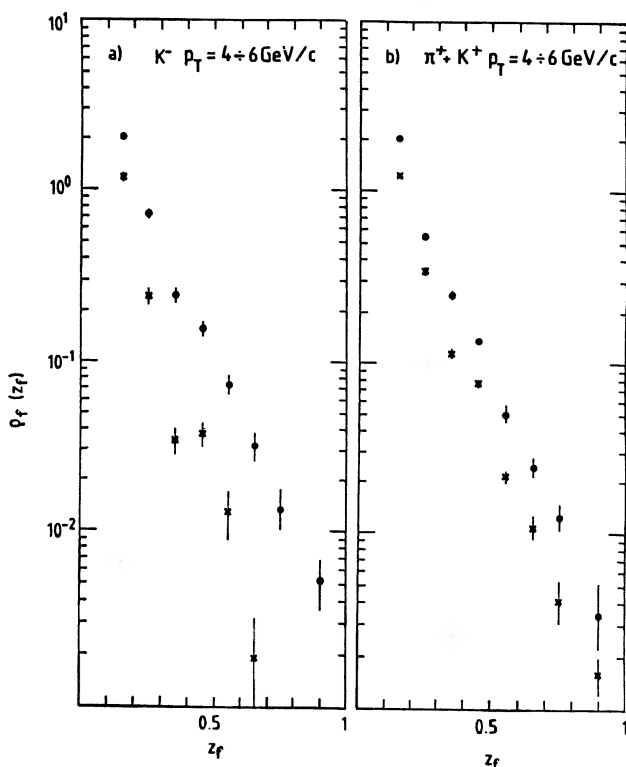


Rys. 10. Możliwe schematy fragmentacji prowadzące do utworzenia mezonu  $K^-$  z dużym pędem poprzecznym

#### 4.2.2. Korelacje liczb kwantowych wewnątrz pędu cząstki wyzwalającej

Na rys. 11a przedstawione są rozkłady gęstości cząstek wtórnych wewnątrz pędu cząstki wyzwalającej  $\rho_i^\pm(z_f, h)$  (patrz wzór (1)) dla oddziaływań, w których cząstką wyzwalającą jest mezon  $K^-$ . Dla porównania pokazano również analogiczny rozkład dla

oddziaływań z  $\pi^+$  lub  $K^+$  jako cząstką wyzwalającą (rys. 11b). Uderzająca jest różnica w



Rys. 11. Gęstość cząstek w pęku cząstki wyzwalającej w funkcji  $z_f$  dla cząstek o ładunku takim samym (krzyże) i przeciwnym (pełne kółka), co emitowana pod kątem  $\approx 50^\circ$  cząstka wyzwalająca; a.  $K^-$ , b.  $K^+$  lub  $\pi^+$

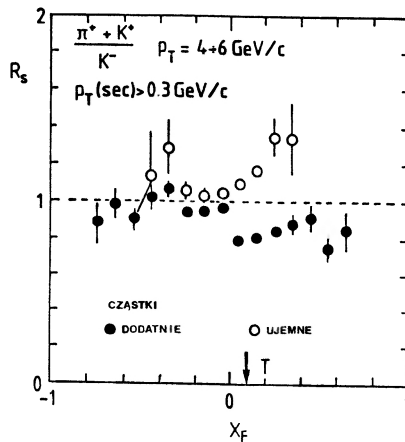
rozkładach gęstości cząstek przeciwnego znaku niż cząstka wyzwalająca w obu tych przypadkach. Bardziej ilościowo ujmują to zdefiniowane wcześniej stosunki  $R_t(h)$  (wzór (2)). Wartość  $R_t(K^-) = 5.36 \pm 0.87$ , podczas gdy  $R_t(\pi^+$  lub  $K^+) = 2.00 \pm 0.19$ . Cytowana już wielkość  $R_t(\pi^-)$  wynosi  $3.94 \pm 0.27$ . Przy lokalnym zachowaniu ładunku wartości  $R_t$  winny być takie same dla identycznych różnic ładunku między macierzystym partonem a obserwowaną cząstką. Zatem jeśli  $K^-$  powstawałby jako rezultat fragmentacji  $u$  (patrz rys. 10) to oczekivalibyśmy  $R_t(K^-) = R_t(\pi^+)$ , co jest niezgodne z danymi. Gdyby natomiast  $K^-$  powstawał jako rezultat fragmentacji kwarka  $s$ , to powinno być  $R_t(K^-) = R_t(\pi^-)$ , gdyż  $\pi^-$  wydaje się w dużej mierze produktem fragmentacji kwarka  $d$ . Ta ostatnia hipoteza jest, choć nie najlepiej, zgodna z danymi doświadczalnymi. Inne możliwości to, że  $K^-$  jako cząstki wyzwalające biorą się z fragmentacji gluonów, bądź też są fragmentami wyższych rzędów kwarków walencyjnych. Oczekujemy wtedy  $R_t(K^-) > R_t(\pi^-)$ , co dobrze odpowiada danym doświadczalnym.

Liczba zrekonstruowanych  $K_s^0$ ,  $N(K_s^0)$ , (patrz wzór (3)) jest w przypadku  $K^-$  jako cząstek wyzwalających ok. dwa razy większa niż dla  $\pi^\pm$ :  $N(K_s^0)_{K^-} / N(K_s^0)_{\pi^\pm} = 2.1 \pm 0.33$ . Analogicznie zatem jak w przypadku mezonu  $K^+$  (por. rozdz. 4.1.2) można stąd wnosić,

że mezon  $K^-$  jako cząstka wyzwalamąca powstaje z fragmentacji partonu nie niosącego dziwności.

#### 4.2.3. Korelacje między cząstką wyzwalamącą a pękiem spektatora

Przedstawione dotychczas dane zgodne są z obrazem, w którym dyskutowane mezony  $K^-$  są albo rezultatem fragmentacji gluonów, albo wyższego rzędu fragmentami kwarków walencyjnych. W tym ostatnim przypadku postać pęku spektatora winna być zbliżona do tej jaka występuje dla  $\pi^+$  i  $K^+$  jako cząstek wyzwalamących.<sup>3</sup> Zdefiniowane w rozdz. 4.1.3 (wzór (4)) stosunki gęstości cząstek wtórnych wewnątrz pęku spektatora  $R_s^+ = \rho_s^\pm(\pi^+ \text{ lub } K^+)/\rho_s^\pm(K^-)$  przedstawione są na rys. 12. Tak jak poprzednio (rozdz.



Rys. 12. Gęstość dodatnich i ujemnych cząstek wtórnych w funkcji  $x_F$  dla  $\pi^+$  lub  $K^+$  jako cząstek wyzwalamych w stosunku do gęstości dla  $K^-$  jako cząstek wyzwalamych. Kąt  $\Theta$  cząstki wyzwalamącej  $\approx 50^\circ$

4.1.3), dla  $x_F < 0$  wartości  $R_s^\pm$  są bliskie jedności. Dla  $x_F > 0$  natomiast są one znacząco różne od jedności, co świadczy przeciwko pochodzeniu mezonów  $K^-$  z fragmentacji kwarków walencyjnych. Wartości  $R_s^+$  są natomiast zgodne z hipotezą, że głównym źródłem mezonów  $K^-$  jako cząstek wyzwalamych jest fragmentacja neutralnego partonu.

#### 4.2.4. Korelacje między cząstką wyzwalamącą i pękiem oddalającym się

Różnice  $\Delta_a = \rho_a^+(\pi^+ + K^+) - \rho_a(K^-)$  oraz  $\Delta_a = \rho_a(\pi^-) - \rho_a(K^-)$  gęstości cząstek wtórnych dla różnych cząstek wyzwalamych przedstawione są w funkcji pospieszności (rapidity)<sup>4</sup>  $y$  na rys. 13. Rozkłady  $\rho_a(h)$  zdefiniowane były w rozdz. 4.1.4. Z rys. 13 wy-

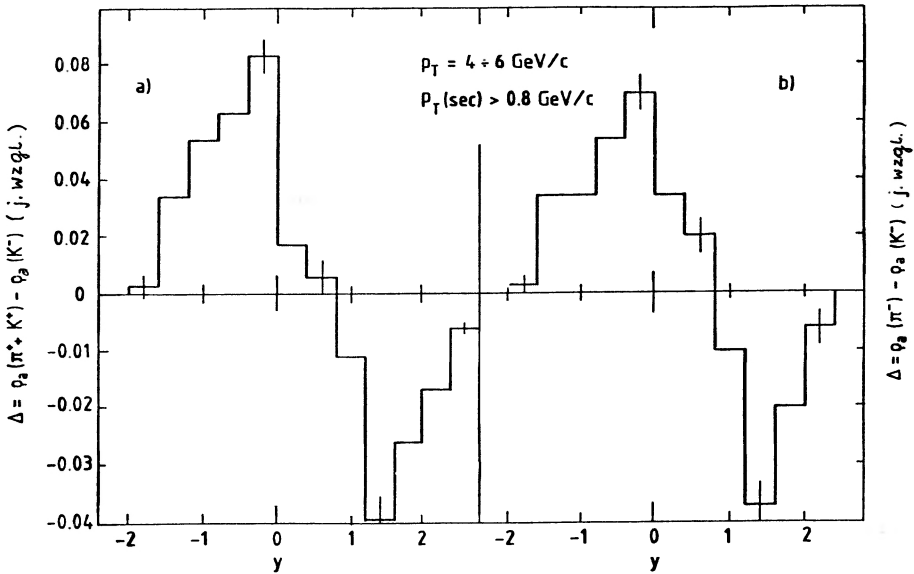
<sup>3</sup>Kwarki u stanowią większość kwarków walencyjnych w protonie. Z drugiej strony, w poprzednich rozdziałach wykazano, że  $\pi^+$  i  $K^+$  jako cząstki wyzwalamące biorą się głównie z fragmentacji kwarka u.

<sup>4</sup>Pospieszność, nazywana też chyżością, zdefiniowana jest wzorem:

$$y = 0.5(E + p_L)/(E - p_L)$$

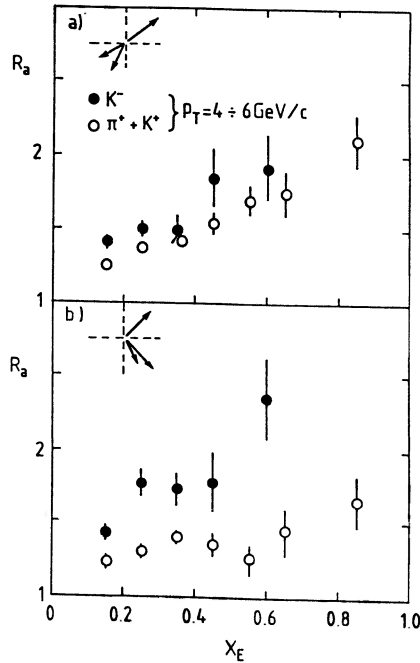
gdzie  $E$  oznacza energię, a  $p_L$  pęd podłużny cząstki.





Rys. 13. Różnica gęstości cząstek wtórnych (w jednostkach względnych) w funkcji popieszczości  $y$  dla różnych cząstek wyzwalających emitowanych pod kątem  $\approx 50^\circ$ ; a.  $K^+$  lub  $\pi^+$  i  $K^-$ , b.  $\pi^-$  i  $K^-$

nika, że w przypadku gdy cząstką wyzwalającą jest  $\pi^+$  lub  $K^+$  ( $o p_T > 4 \text{ GeV}/c$ ,  $y \approx 0.8$ ) pęk oddalający się jest częściej produkowany w konfiguracji “tyłem do siebie” ( $y < 0$ ) niż gdy cząstką wyzwalającą jest mezon  $K^-$ . Odwrotnie, konfiguracja “bokiem do siebie” ( $y > 0$ ) zdarza się częściej w oddziaływaniach, w których cząstką wyzwalającą jest mezon  $K^-$ . Zatem w oddziaływaniach z cząstką wyzwalającą  $K^-$  jeden z twardo rozproszonych partonów ma bardziej miękką funkcję struktury niż w przypadku  $\pi^+$  i  $K^+$  jako cząstek wyzwalających. Jak pokazano, mezony  $\pi$  i  $K^+$  są wiodącymi cząstkami pęków powstałych z fragmentacji rozproszonych kwarków  $d$  bądź  $u$ , zatem, niezależnie od przytoczonych już argumentów, wspomniany parton o miękkiej funkcji struktury nie może być identyfikowany z żadnym z kwarków walencyjnych protonu. Stosunek  $R_a = \rho_a^+ / \rho_a^-$  gęstości dodatnich do ujemnych cząstek wewnątrz pęku oddalającego się przedstawiony jest na rys. 14 w funkcji zmiennej  $x_E$ . Pokazane są punkty dla  $K^-$  oraz  $K^+$  lub  $\pi^+$  jako cząstek wyzwalających. Dla konfiguracji “tyłem do siebie” (rys. 14a) również dla  $K^-$  obraz jest taki sam jak diskutowany w rozdz. 4.1.4; wzrost stosunku  $R_a$  zgodny jest z fragmentacją kwarka walencyjnego. Natomiast dla konfiguracji “bokiem do siebie” (rys. 14b) dane dla  $K^-$  i  $K^+$  bądź  $\pi$  wyraźnie się różnią. W przypadku mezonów  $K^-$  jako cząstek wyzwalających stosunek  $R_a$  jest zgodny ze stosunkiem ładunków znalezionym dla konfiguracji “tyłem do siebie” dla tegoż mezonu i wyraźnie większy niż dla  $\pi^+$  i  $K^+$ . Wskazuje to, że w przypadku gdy cząstką wyzwalającą jest mezon  $K^-$ , pęk oddalający się jest najczęściej wynikiem fragmentacji kwarka walencyjnego, niezależnie od konfiguracji kinematycznej. Potwierdza to, że macierzystym partonem dla mezonu  $K^-$  jako cząstki wyzwalającej jest w dużej części przypadków wspomniany parton o bardziej miękkiej niż kwarki walencyjne funkcji struktury. Wcześniej wykazano, że parton ten



Rys. 14. Stosunek gęstości dodatnich i ujemnych cząstek wtórnych wewnątrz pęku oddalającego się w funkcji  $x_E$ , dla konfiguracji: a. "tyłem do siebie" (dla cząstek o przeciwnym znaku  $x_F$  niż cząstka wyzwalająca) b. "bokiem do siebie" (dla cząstek o tym samym znaku  $x_F$  co cząstka wyzwalająca). Kąt  $\Theta$  cząstki wyzwalającej ( $K^+$  lub  $\pi^+$  i  $K^-$ )  $\approx 50^\circ$

nie jest kwarkiem (antykwarciem) morza, nie niesie ładunku ani dziwności. Najbardziej oczywistym wnioskiem, który można stąd wysnuć w ramach opartego na QCD modelu kwarkowo-partonowego jest, że partonem tym jest gluon.

Podsumowując, należy przede wszystkim podkreślić, że otrzymane tu wnioski nie są *de facto* oparte na żadnych modelowych obliczeniach numerycznych. Analiza oparta jest na prostych argumentach i pokazuje, że w doświadczeniach ze zidentyfikowaną, pojedynczą cząstką o dużym  $p_T$  można wyodrębnić (wzbogacić) wkład różnych procesów w twardym rozpraszaniu proton-proton. Identyfikacja wiodących cząstek w pęku pozwala (statystycznie) znacząco zapach rozproszonego partonu. W szczególności wiodące  $\pi^+$  i  $K^+$  wzbogacają w próbce udział pęków powstałych z fragmentacji kwarka  $u$ , natomiast  $\pi^-$  – kwarka  $d$  z pewną domieszką gluonów. Wreszcie wiodące mezony  $K^-$  wzbogacają w próbce udział pęków powstałych z fragmentacji rozproszonego gluonu. Udział różnych procesów ( $qq \rightarrow qq$ ,  $qg \rightarrow qg$ ) można zwiększać, dobierając odpowiednio konfigurację kinematyczną; na przykład konfiguracja "tyłem do siebie" zdominowana jest przez rozpraszanie kwark-kwark. Warto również podkreślić, że zaobserwowana zależność składu ładunkowego i konfiguracji geometrycznej pęku oddalającego się od zapachu cząstki wyzwalającej (dla  $K^-$  inna niż dla  $\pi$  lub  $K^+$ ) dowodzi, że struktura pękowa obserwowanych przypadków nie jest trywialną konsekwencją prawa zachowania pędu.

Otrzymane rezultaty zdecydowanie popierają oparty na QCD model kwarkowo-partonowy z twardym rozpraszaniem składników.

### Literatura

- [1] S.M. Berman, J.D. Bjorken, K. Kogut, *Phys. Rev.* **D4**, 3388 (1971).
- [2] J.D. Bjorken, *Phys. Rev.* **179**, 1547 (1969); J.D. Bjorken i P. Paschos, *Phys. Rev.* **185**, 1975 (1969); R.P. Feynman, *Phys. Rev. Lett.* **23**, 1415 (1969).
- [3] E. Lillethun, Materiały XVI Międzynarodowej Konferencji Fizyki Wysokich Energii, Chicago-Batavia, 1972, t 1, s 211.
- [4] B. Alper i in., *Phys. Lett.* **44B**, 521 (1973); M. Banner i in., *Phys. Lett.* **44B**, 537 (1973); F.W. Busser i in., *Phys. Lett.* **44B**, 471 (1973).
- [5] J.D. Bjorken. *Phys. Rev.* **D8**, 4098 (1973).
- [6] M. Jacob, P.V. Landshoff, *Nucl. Phys.* **B113**, 395 (1976).
- [7] P. Dariulat. *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.* **30**, 159 (1980); B.C. Brown i in., *Phys. Rev. Lett.* **49**, 711 (1982); B.C. Brown i in., *Phys. Rev.* **D29**, 1895 (1984); C. DeMarzo i in., *Phys. Lett.* **112B**, 173 (1982); C. DeMarzo i in., *Nucl. Phys.* **B211**, 375 (1983).
- [8] M. Banner i in., *Phys. Lett.* **118B**, 203 (1982); G. Arnison i in., *Phys. Lett.* **123B**, 115 (1983).
- [9] A.L.S. Angelis i in., *Phys. Lett.* **126B**, 132 (1983); A. Breakstone i in., *Z. Phys.* **C23**, 1 (1984).
- [10] P. Allen i in., *Nucl. Phys.* **B214**, 369 (1983).
- [11] A.L.S. Angelis i in., *Nucl. Phys.* **B209**, 284 (1982); G. Arnison i in., *Phys. Lett.* **136B**, 294 (1984); P. Bagnaia i in., *Phys. Lett.* **144B**, 283 (1984); D. Drijard i in., *Phys. Lett.* **121B**, 433 (1983).
- [12] A. Breakstone i in., *Z. Phys.* **C25**, 21 (1984).
- [13] A. Breakstone i in., *Z. Phys.* **C27**, 205 (1985).
- [14] H.G. Fischer, Materiały Międzynarodowej Konferencji Fizyki Wysokich Energii, Lisboa 1981, str. 297.
- [15] J.L. Alonso, *Z. Phys.* **C6**, 21 (1980).
- [16] A. Breakstone i in., *Z. Phys.* **C21**, 321 (1984); D. Drijard, H.G. Fischer i T. Nakada, *Nucl. Instr. and Meth.* **225**, 367 (1984); T. Nakada. Praca doktorska, Uniwersytet w Heidelbergu 1983, CERN/P Internal Report 83-10.
- [17] A. Breakstone i in., *Phys. Lett.* **135B**, 505 (1984).
- [18] H. Abramowicz i in., *Z. Phys* **C12**, 289 (1982).
- [19] D. Allasia i in., *Phys. Lett.* **135B**, 231 (1984).
- [20] A. Breakstone i in., *Phys. Lett.* **135B**, 510 (1984).
- [21] A. Breakstone i in., *Z. Phys.* **C23**, 9 (1984).
- [22] R. Brandelik i in., *Phys. Lett* **100B**, 357 (1981).
- [23] T. Akesson i in., *Z. Phys.* **C30**, 27 (1986).
- [24] D. Drijard i in., *Z. Phys.* **C12**, 217 (1982).
- [25] T. Akesson i in., *Nucl. Phys.* **B246**, 408 (1984); C.N. Brown i in., FERMILAB-Conf-86/97-E.
- [26] R.P. Feynman, R.D. Field, G.C. Fox, *Phys. Rev.* **D18**, 3320 (1978); R.P. Feynman, R.D. Field, *Nucl. Phys.* **B136**, 1 (1978).

ZE ZJAZDÓW I KONFERENCJI



XXXI

Zjazd Fizyków Polskich

Poznań, 23-25 września 1991



XXXI Zjazd Fizyków Polskich odbył się w dniach 23–25 września 1991 r. w Poznaniu. Organizatorami Zjazdu było środowisko fizyków poznańskich z Instytutu Fizyki Molekularnej PAN, Instytutu Fizyki Uniwersytetu Adama Mickiewicza, Instytutu Fizyki Politechniki Poznańskiej i Katedry Fizyki Akademii Rolniczej w Poznaniu. Sponsorami Zjazdu byli: Komitet Fizyki Polskiej Akademii Nauk, Ministerstwo Edukacji Narodowej, Rada Miejska oraz Prezydent Miasta Poznania. Obrady Zjazdu oraz imprezy towarzyszące odbyły się w pięknej Auli Uniwersyteckiej będącej salą koncertową Poznania oraz w przyległym Collegium Minus.

Głównym celem Zjazdu, obok integracji ludzi zajmujących się fizyką i jej nauczaniem, była popularyzacja najnowszych osiągnięć fizyki. Celowi temu służył dobór wykładów dokonany przez Komitet Naukowy i Komitet Programowy Zjazdu. Odbyło się dwanaście wykładów plenarnych przedstawiających większość gałęzi współczesnej fizyki. Wykładem specjalnym, otwierającym Zjazd był wykład laureata Medalu Mariana Smoluchowskiego prof. Władysława Świątlickiego (Berkeley, USA) na temat porządku, chaosu i dynamiki jądrowej. Pozostałe referaty to:

1. "Fullereny  $A_xC_{60}$  – nowa klasa nadprzewodników", w którym dr Piotr Byszewski z Warszawy omówił aspekty technologii uzyskiwania tej nowej klasy węgla jak również własności tych węgli związanych z kationami;

2. "Magnetyzm – od fizyki do technologii", w którym prof. Janusz Morkowski z Poznania przedstawił rozwój teorii magnetyzmu zarówno dla elektronów zlokalizowanych jak i wędrownych aż do najnowszych teorii fluktuacji spinowych w układach elektronów silnie skorelowanych. Wskazał on rolę teorii w zrozumieniu własności i w technologii uzyskiwania nowych "rekordowych" materiałów do produkcji magnesów trwałych, cienkich warstw modulowanych oraz materiałów do zapisu magnetycznego;

3. "Światło w nowym blasku"; – prof. Adam Kujawski z Warszawy w pasjonujący sposób przedstawił tu problemy i osiągnięcia elektroniki kwantowej i kwantowej teorii światła oraz ich zastosowania gdy w femtosekundowych impulsach światła osiąga się natężenie pola większe niż w atomach, dzięki czemu odżyła nadzieja na syntezę jądrową w wiązce laserowej;

4. "Elektronika molekularna – czy tylko nowa technologia?", w którym prof. Jerzy Prochorow z Warszawy dyskutował tezę głoszącą, że elektronika molekularna nie jest prostym przeniesieniem "architektury" mikroelektroniki na układy molekularne lecz nowym podejściem do zjawisk transportu ładunków i "sterowania" strukturą elektronową

układów molekularnych. Przedstawił najnowsze dane o układach stanowiących "druty molekularne";

5. "Fizyka i metafizyka pomiaru kwantowego"; prof. Zbigniew Onyszkiewicz z Poznania omówił w tym referacie koncepcje leżące u podstaw interpretacji współczesnej mechaniki kwantowej. Przedstawił jak wygląda oddziaływanie między układami mierzającymi a kwantowym obiektem pomiaru i jakie paradoksy pojawiają się przy różnych interpretacjach tego problemu;

6. "Klasyfikacja cząstek i pól fundamentalnych", – tutaj prof. Jerzy Rayski z Krakowa w pełny sposób przedstawił współczesną klasyfikację cząstek elementarnych, problemy unifikacji i spontanicznego łamania symetrii oraz zalety i wady teorii GUT (Grand Unification Theory);

7. "Dlaczego hałas jest hałasem?" prof. Rufin Makarewicz z Poznania w barwny i pasjonujący sposób przedstawił w nim problem hałasu i świata dźwięków, w którym jesteśmy zanurzeni. Hałas, który organizm pierwotnego człowieka wprowadzał w stan mobilizacji przeciw niebezpieczeństwu, nie spełnia obecnie tej roli, a jego wszechobecność w świecie współczesnym wprowadza permanentne pobudzenie organizmu i stres. Należy nauczyć się żyć z hałasem i od niego się izolować. Czułość, zakres słyszalności i inne parametry swojego słuchu mogli słuchacze wykładu ocenić na podstawie demonstracji i testów przedstawionych przez wykładowcę;

8. "W poszukiwaniu teorii nowych nadprzewodników" prof. Jerzy Spałek z Warszawy przedstawił w nim alternatywne teorie proponowane do opisu wysokotemperaturowych nadprzewodników oraz dążenie do unifikacji teorii stanu nadprzewodzącego z teorią magnetyzmu, teorią przejść metal-izolator oraz teorią półprzewodników magnetycznych;

9. "Czy i kiedy elektrownie fotosyntetyczne? Kinetyka i wydajność wytwarzania ładunku w centrum aparatu fotosyntetycznego", w którym prof. Andrzej Dobek z Poznania wzbudził nadzieję, że wydajne procesy fotosyntezy mogą stanowić niebawem istotne źródło energii. Omówił współczesną wiedzę o mechanizmach fotosyntezy oraz rolę badań fizycznych w ich zrozumieniu i zastosowaniu w praktyce;

10. "Pierwiastki promieniotwórcze w środowisku naturalnym". W referacie tym prof. Andrzej Hryniewicz z Krakowa w porywający i przekonujący sposób omówił zawartość pierwiastków promieniotwórczych w skorupie ziemskiej, ich możliwą lokalizację i aspekty akumulowania ich w organizmie ludzkim oraz wpływ ich obecności na człowieka. Wskazał, że naturalne tło promieniowania pierwiastków promieniotwórczych nie jest do pominięcia i może mieć istotny wpływ na człowieka chociaż roczna dawka promieniowania stanowi tylko ok. 1/50 dawki uznawanej za dopuszczalną;

11. "Przełomowe eksperymenty fizyki cząstek elementarnych" – prof. Janusz Zakrzewski z Warszawy omówił tutaj kluczowe, wielkie eksperymenty fizyki cząstek elementarnych, które dostarczyły wyników potwierdzających przewidywania teorii i prowadzące do zamkniętej i skończonej liczby tych cząstek.

W czasie Zjazdu nie odbyła się normalna sesja plakatowa, ale poszczególne Oddziały PTF przedstawiły na planszach swoją działalność lub działalność naukową środowisk, które reprezentowały.

W Zjeździe brała udział duża liczba nauczycieli fizyki ze szkół średnich i podstawowych z całego kraju oraz wyróżniający się uczniowie i laureaci olimpiad fizycznych. Z myślą o nich została zorganizowana sesja dydaktyczna poświęcona pamięci prof. Grzegorza Białkowskiego, na której przedstawiono i dyskutowano problemy nauczania fizyki

na wszystkich szczeblach nauczania. Sylwetkę prof. Białkowskiego przedstawił prof. Jan Stankowski z Poznania. O problemach nauczania fizyki w szkole podstawowej mówiła mgr. E. Dubowik a problemy nauczania w szkole średniej omówiła mgr E. Strugała. O sukcesach w pracy pozalekcyjnej z uzdolnionymi uczniami szkoły średniej, wspartej współpracą z placówkami naukowymi Poznania mówiła mgr. B. Moldenhawer. O programach kształcenia nauczycieli fizyki w szkołach wyższych mówił dr B. Piątek, a aktualne tematy badań, problemy i tendencje światowej dydaktyki fizyki przedstawił prof. H. Szydłowski. W długiej i pełnej emocji dyskusji przebijała troska o przyszłość nauczania fizyki spychanej w szkołach na pozycję "satelity" nauk humanistycznych. Wskazywano, że wieloletnia negatywna selekcja na kierunki nauczycielskie daje wyraźnie znać o sobie, a uczniowie z entuzjazmem rozpoczynający naukę fizyki w szkole średniej opuszczają tę szkołę z negatywnym nastawieniem do tego przedmiotu. Niewątpliwy wpływ na taki stan rzeczy ma pasywne nauczanie fizyki oraz rozterki nauczycieli wybierających między "przerobieniem" materiału programowego a chęcią nauczania i zainteresowania zjawiskami fizycznymi. W wyniku tej dyskusji, z woli jej uczestników podjęto Uchwałę Zjazdu, dotyczącą nauczania fizyki w szkołach i przekazaną Ministrowi Edukacji Narodowej. Treść tej Uchwały zamieszczona jest poniżej:

\*

### UCHWAŁA

Fizycy polscy zebrani na swym XXXI Zjeździe w Poznaniu w dniach 23–25 września 1991 roku dostrzegając niedostatki obecnego systemu nauczania, pozytywnie oceniają intencje zmian wyrażone w "Koncepcji programu kształcenia ogólnego w polskich szkołach", a jednocześnie zdecydowanie negatywnie oceniają proponowane sposoby ich realizacji:

- sprzeciwiają się dalszemu ograniczaniu liczby godzin nauczania fizyki,
- kategorycznie odrzucają zaliczenie przedmiotów przyrodniczych, zwłaszcza fizyki do zajęć fakultatywnych już od pierwszej klasy szkoły średniej.

Fizycy polscy są głęboko przekonani, że nauki przyrodnicze, a w szczególności fizyka:

- stanowią podstawę wiedzy o otaczającym nas świecie materialnym,
- tworzą podstawy cywilizacji technicznej i humanistycznej koniecznej dla osiągnięcia poziomu krajów wysoko rozwiniętych.

Fizycy polscy oceniają politykę władz państwowych ograniczenia nauczania przedmiotów przyrodniczych, szczególnie fizyki, jako krótkowzroczną uważając, że:

- brak podstawowej wiedzy o świecie materialnym pozostawi próżnię, którą wypełni pseudonauka: gnoza, magia i szamaństwo,
- drastycznie zmniejszy dopływ do szkół wyższych kandydatów przygotowanych do studiowania nauk przyrodniczych, medycznych i technicznych, a tym samym liczbę wykształconych specjalistów w tych dziedzinach.

Fizycy polscy formułując powyższe stanowisko są w pełni świadomi trudności ekonomicznych, które obecnie przeżywa nasz kraj. Uważają jednak za swój obowiązek przestrzec władze odpowiedzialne za oświatę w Polsce przed okaleczeniem młodych pokoleń Polaków przez pozbawienie ich wiedzy, która stanowi podstawę współczesnej cywilizacji i gospodarki.

W Zjeździe wzięło udział 304 oficjalnych uczestników, w tym 106 nauczycieli i 12 uczniów. Większość nauczycieli i uczniów uczestniczyła w Zjeździe na koszt organizatorów, dzięki wsparciu finansowemu uzyskanemu na ten cel z Ministerstwa Edukacji Narodowej.

W programie Zjazdu było wiele imprez towarzyszących. Zaproszeni uczestnicy Zjazdu spotkali się w Sali Herbowej renesansowego Ratusza z Prezydentem Miasta Poznania drem hab. Wojciechem S. Kaczmakiem, który przedstawił zgromadzonym historię życia i działalności księdz-jezuita Józefa Rogalińskiego, autora pierwszego polskiego podręcznika fizyki. Odbył się tam również koncert polskiej muzyki fortepianowej. Uczestnicy Zjazdu mieli też możliwość oglądania spektaklu teatralnego "Dancing Dekadance" w Teatrze Nowym. Wysłuchali także koncertu muzyki chóralnej w wykonaniu chóru "Arion" oraz zwiedzali zabytki Poznania i Kórnik.

W czasie Zjazdu odbyło się Walne Zebranie Polskiego Towarzystwa Fizycznego na którym ustępujący Zarząd złożył sprawozdania oraz dokonano wyboru nowego Zarządu Głównego z prof. Stefanem Pokorskim jako Prezesem. Następnym Zjazdem Fizyków Polskich odbędą się we wrześniu 1993 r. w Krakowie.

Stanisław K. Hoffmann<sup>1</sup>

Instytut Fizyki Molekularnej PAN  
Poznań

## Kongres Optyki Stosowanej i Inżynierii Optycznej w San Diego

Jak co roku od wielu lat, w dniach 21–26 lipca 1991 odbył się w San Diego w Kalifornii 36 Kongres Międzynarodowego Towarzystwa Inżynierii Optycznej (SPIE). Ponad 6000 uczestników z całego świata (jednakże z ogromną przewagą liczebną uczestników ze Stanów Zjednoczonych), reprezentujących zarówno świat nauki jak i przemysłu, brało udział w obradach odbywających się w 46 sesjach. Tematyka Kongresu obejmowała wszystkie najważniejsze dziedziny optyki stosowanej. Były to m.in. zagadnienia dotyczące optyki instrumentalnej, metrologii laserowej, współczesnej fotografii i wideografii, optyki podczerwieni, ultrafioletu i optyki rentgenowskiej, materiałów optycznych i optoelektronicznych, optycznego i komputerowego przetwarzania informacji czy sztucznej inteligencji. Przedstawiono na sesjach tradycyjnych lub plakatowych ponad 2000 prac, które opublikowane będą w 44 tomach materiałów konferencyjnych wydawanych przez Międzynarodowe Towarzystwo Inżynierii Optycznej w serii *Proceedings SPIE* (tomy 1527–1570). Jak zwykle, imprezami towarzyszącymi były krótkie kursy edukacyjne z bardzo szeroko pojętej optyki stosowanej (ponad 80 tematów) dla inżynierów-praktyków, przygotowane przez naukowców (wysokiej klasy specjalistów w danej dziedzinie), mające na celu zapoznanie uczestników z najnowszymi metodami i możliwościami ich zastosowań, oraz wystawa sprzętu optycznego, na której ponad 300 firm przedstawiało swoje produkty.

<sup>1</sup>Profesor K. Hoffmann był przewodniczącym Komitetu Organizacyjnego omówionego Zjazdu (przyj. Red.).

Udział Polaków w Kongresie był wyjątkowo liczny. Powstanie Polskiej Sekcji SPIE spowodowało, że organizatorzy Kongresu zaproponowali i umożliwili szersze przedstawienie osiągnięć polskiej optyki. Podobnie, z tych samych powodów uprzywilejowani zostali Rosjanie i Chińczycy z Chin Ludowych. Polska ekipa liczyła 15 osób. Przedstawiono 15 prac w różnych sesjach.

Referat plenarny na temat naukowych zastosowań optyki w Polsce wygłosił prof. K. Patorski z Politechniki Warszawskiej. Polacy prowadzili również 4 kursy edukacyjne: M. Kujawińska z Politechniki Warszawskiej – Metody przestrzenne automatycznej analizy obrazów prążkowych, K. Patorski (wraz z M. Kujawińską) z Politechniki Warszawskiej – Zasady i zastosowania metody prążków mory, J. Piotrowski z VIGO Ltd. – Zasady konstruowania detektorów podczerwieni typu "blip" pracujących w temperaturze bliskiej pokojowej, oraz H. Podbielska z Politechniki Wrocławskiej – Projektowanie włókien optycznych.

Na wystawie sprzętu optycznego Polskę reprezentowało pięć instytucji państwowych: Centralne Laboratorium Optyki, Politechnika Warszawska, Uniwersytet Szczeciński, Instytut Meteorologii i Gospodarki Wodnej, Fabryka Kabli z Ożarowa oraz pięć prywatnych przedsiębiorstw: SOLARIS S.A., VIGO Ltd. i Precoptic Company z Warszawy, Lambda Company Consulting Engineers z Kielc oraz PPM Laboratory Ltd. ze Szczecina. Wystawiono m.in.: refraktometr przemysłowy (CLO), mikroskop ze zmienną długością fali (CLO), automatyczne systemy analizy obrazów prążkowych (Politechnika Warszawska, Uniwersytet Szczeciński), interferometry Fizeau (modułowy i układ mory projekcyjnej, Politechnika Warszawska), fotoelastyczne czujniki naprężeń (IMGW i Lambda), detektory podczerwieni (VIGO), elementy optyczne i optoelektroniczne (Solaris, VIGO).

Moje wrażenia z Kongresu są mieszane. Kongres organizowany z takim rozmachem i regularnie co roku odbywający się w tym samym miejscu niewątpliwie ułatwia współpracę naukowców z laboratoriów różnych uczelni z praktykami z przemysłu czy wojska, oraz umożliwia bezpośrednie kontakty fachowców z dziedzin pokrewnych. Jest to główny cel i największa zaleta tak ogromnej imprezy. Równocześnie wiąże to się jednak z ogromnymi trudnościami organizacyjnymi, chociażby przy ustalaniu szczegółowego programu, wymagającego sprowadzenia do minimum zachodzenia na siebie sesji o zbliżonej tematyce. To nie w pełni udało się organizatorom.

*Katarzyna Chałasińska-Macukow*  
Instytut Geofizyki UW  
Warszawa



## RECENZJE

**Biospektroskopia**, tom 1, pod redakcją Jacka Twardowskiego, PWN, Warszawa 1989, s. 312, wydanie I, nakład 1500 egz., cena zł. 1500.-

Pierwszy tom wydawnictwa *Biospektroskopia*<sup>1</sup> zawiera 3 rozdziały: "Zastosowanie dyfrakcji promieni Roentgena do badań struktury biomolekuł. Struktura białek globularnych" napisany przez Andrzeja M. Brzozowskiego, "Spektroskopia mössbauerowska" – przez Andrzeja Hrynkiwicza i "Promieniowanie rentgenowskie w badaniach układów biologicznych" przez Eugeniusza Rokitę.

Tom ten jest bez wątpienia wartościową pozycją w literaturze polskiej, pozwalającą na zapoznanie się z aktualnym stanem eksperymentalnych badań struktury i funkcji makrocząsteczek biologicznych, głównie białek.

Praca rozpoczyna się elementarnym wykładem na temat struktury przestrzennej kryształów oraz opisem dyfrakcji promieni rentgenowskich na krystalicznych strukturach periodycznych. Celem tego wprowadzenia jest zapoznanie czytelnika w sposób praktyczny z technikami, które pozwalają na znalezienie rozkładu gęstości elektronowej w komórce elementarnej kryształu, co z kolei pozwala na określenie położenia atomów i ostatecznie uzyskanie przestrzennego obrazu badanej struktury molekularnej. Dużo uwagi poświęcił Autor metodzie wielokrotnego podstawienia izomorficznego, która jest szczególnie przydatna w określaniu struktury przestrzennej makrocząsteczek biologicznych.

We wstępie do teorii dyfrakcji jest kilka nieścisłości, ale przyjmując, że Autor adresował swoją pracę do dość szerokiego grona czytelników: molekularnych biologów, biofizyków i fizyków, sędzę, że pogodził wymagania poglądowości ze ścisłością w wyprowadzaniu lub przedstawianiu formalnych relacji wiążących obraz dyfrakcyjny z uzyskiwaną ostatecznie strukturą przestrzenną makrocząsteczek.

Podstawowa część rozdziału poświęcona jest opisowi struktury wybranych, ciekawych pod względem biologicznym białek globularnych. Autor podaje również listę wykrystalizowanych białek, których struktura została zdeponowana w Protein Data Bank. Takie pojęcia jak drugo-, trzecio- i czwartorzędowa struktura białek znajdują swoją interpretację w opisie geometrycznych cech, charakterystycznych dla określonego poziomu organizacji struktury białek. Opis powtarzających się "wzorów" strukturalnych uzupełnia Autor elementarną analizą oddziaływań wewnątrz- i międzycząsteczkowych, które decydują o ostatecznym kształcie białek oraz ich biologicznej aktywności. W pracy przedstawiona jest szczególna strukturotwórcza rola cząsteczek wody. Cząsteczki te, wbudowane w przestrzenną strukturę białek, tworzą ciekawe i dosyć złożone układy wiązań wodorowych, co ma istotne znaczenie dla stabilizacji całej struktury przestrzennej białek i ich aktywności biologicznej.

<sup>1</sup>Zobacz recenzję tomu 3 napisaną przez Danutę Frąckowiak w *Postęпах Fizyki* 41, 297 (1990)(Przyp. Red.).

Pozytywną cechą tego rozdziału jest staranna grafika, co sprawia że pracę czyta się z zainteresowaniem i co daje możliwość stosunkowo łatwego zrozumienia diskutowanych problemów.

Spektroskopia mössbauerowska, omówiona w rozdziale drugim przez Andrzeja Hrynkiwicza, pozwala badać nadsubtelne oddziaływania jądrowe co m.in. wykorzystuje się do uzyskania informacji o elektromagnetycznym otoczeniu jąder atomowych w makrocząsteczkach biologicznych.

Autor omówił m.in. emisję promieniowania  $\gamma$  takich nuklidów mössbauerowskich jak  $^{57}\text{Fe}$ , co w szczególności pozwala na określenie rodzaju koordynacji jonu żelaza, jego stopnia utlenienia oraz konfiguracji spinowej w białkach wiążących te jony. Przeprowadził poza tym analizę nadsubtelnej struktury linii promieniowania oraz omówił dynamiczne efekty spektroskopii mössbauerowskiej. Jest to ważny dział biofizyki molekularnej głównie z tego powodu, że bardzo dynamicznie rozwijające się symulacyjne techniki dynamiki molekularnej w coraz większym stopniu wykorzystują wyniki eksperymentalnych pomiarów mössbauerowskich.

Dynamiczne aspekty spektroskopii mössbauerowskiej zostały poparte przykładami z dziedziny dynamiki strukturalnej białek oraz dynamiki błony bębenkowej ucha. Na uwagę zasługuje także paragraf poświęcony badaniu tkanek biologicznych. Rozdział napisany jest w sposób przejrzysty i interesujący.

W rozdziale "Promieniowanie rentgenowskie w badaniach układów biologicznych", Eugeniusz Rokita przeprowadził obszerną analizę różnych rodzajów promieniowania rentgenowskiego (oraz, jako szczególnego przypadku, promieniowania synchrotronowego), które są stosowane w badaniach układów biologicznych. Opis generatorów tego promieniowania jest dość szczegółowy i może stanowić dobre kompendium wiedzy w tej dziedzinie, szczególnie przydatne dla fizyków i biofizyków eksperymentatorów.

Po zapoznaniu czytelników z fenomenologicznym modelem oddziaływania promieniowania rentgenowskiego z materią, Autor przedstawił wybrane modele specyficznego oddziaływania tego promieniowania z układami atomowymi i molekularnymi. Szczegółowo została przedstawiona analiza składu pierwiastków w molekularnych układach biologicznych. Na uwagę zasługuje również opis tomografii komputerowej, techniki, która pozwala m.in. na odtworzenie przestrzennej struktury makroskopowych układów biologicznych, np. wewnętrznych organów ciała człowieka, co ma olbrzymie znaczenie dla poprawnej diagnostyki medycznej w przypadkach chorobowych. Rozdział jest wartościową pozycją w polskiej literaturze, w dziedzinie zastosowań promieniowania rentgenowskiego w badaniach układów biologicznych.

Tom pierwszy *Biospektroskopii* polecałbym studentom starszych lat oraz młodszym pracownikom naukowym na kierunkach przyrodniczych.

*Bogdan Lesyng*

Zakład Biofizyki

Instytut Fizyki Doświadczalnej UW

Warszawa

**Biospektroskopia, tom 4, pod redakcją Jacka Twardowskiego, PWN,  
Warszawa 1990, s. 397, wydanie I, nakład 1500 egz.**

Pięciotomowa seria wydawnicza *Biospektroskopia* dotyczy zastosowań różnych metod spektroskopowych w badaniach biologicznych. Redaktorem jej jest przedwcześnie zmarły Jacek Twardowski, z wykształcenia fizyk, docent w Zakładzie Zoologii Uniwersytetu Jagiellońskiego, z zamiłowania organizator życia naukowego polskiego środowiska badaczy z zakresu biologii i medycyny. Wymieniona wyżej seria książek powstała jako wynik powołanych do życia przez Jacka Twardowskiego interdyscyplinarnych szkół na temat spektroskopowych i strukturalnych badań materiałów i układów o podstawowym znaczeniu w biologii i medycynie. Szkoły gromadziły międzynarodowe grono specjalistów począwszy od lekarzy, poprzez biologów i chemików aż do biochemików i biofizyków. Miały one na celu integrację polskiego środowiska, kontakt z nauką światową, skuteczne rozwiązywanie problemów interdyscyplinarnych.

Recenzowany czwarty tom serii dotyczy widm oscylacyjnych. Są w nim omówione dwie komplementarne metody badań: spektroskopia Ramana i spektroskopia absorpcyjna w podczerwieni. Całość składa się z trzech części. Autorem dwu pierwszych części pt.: I. "Spektroskopia Ramana" i II. "Spektroskopia rezonansowego efektu Ramana" jest Jacek Twardowski. Autorem części III pt. "Spektroskopia absorpcyjna w podczerwieni" jest Leonard M. Proniewicz blisko współpracujący przez szereg lat z J. Twardowskim.

Podobnie jak poprzednie tomy serii, książka jest przeznaczona głównie dla biologów, chemików, biochemików i biofizyków stosujących powyższe metody badań w medycynie, rolnictwie, biotechnologii przemysłowej itp. Z uwagi na tego typu czytelnika wydaje się bardzo stosowne przystępne omówienie w pierwszej części książki teoretycznych podstaw dotyczących oscylacji molekuł oraz zjawiska rozpraszania promieniowania. Rozdział trzeci jest poświęcony ramanowskiemu technikom pomiarowym z uwzględnieniem szybko rozwijających się współcześnie technik szczególnie przydatnych podczas badań materiału biologicznego jak: ramanowskiej spektroskopii różnicowej (RDS), mikroskopii ramanowskiej (MR), spektroskopii koherentnego antystokesowskiego rozpraszania Ramana (CARS), spektroskopii Ramana procesów szybkozmiennych (TRRS), ramanowskiej spektroskopii próbek zaadsorbowanych (SERS) i ramanowskiej aktywności optycznej (ROA). Techniki te Autor omawia krótko, ale z uwzględnieniem najistotniejszych szczegółów aparaturowych. Rozdział powyższy zamyka opis przygotowania próbek biologicznych do badań ramanowskich. Jest on zwarty, a z doboru wiadomości widać dobrą znajomość tematu. Autor zwraca baczną uwagę czytelnika na dostępne sposoby eliminacji tła fluorescencyjnego, będącego często największą przeszkodą w uzyskaniu widma Ramana próbek, w przypadku stosowania wzbudzenia w zakresie widzialnym. Kolejne cztery rozdziały poświęcił Autor szczegółowemu omówieniu obszernych grup związków, a mianowicie: białek, kwasów nukleinowych, lipidów i cukrów. Są to niewątpliwie najważniejsze grupy z punktu widzenia biologii. Na wstępie Autor podaje definicje terminów stosowanych w badaniach struktury białek związanych z ich stopniem zorganizowania (struktura pierwszorzędowa, drugorzędowa itd.). Dobór przykładów szczegółowiej omówionych wydaje się bardzo trafny. Rozdziały powyższe są ilustrowane typowymi widmami i tablicami częstości charakterystycznych drgań. Autor zwrócił również uwagę na specyficzne zmiany parametrów widma Ramana związanych np. ze zmianą pH roztworu dla podstawowych

składników kwasów nukleinowych, zmianę intensywności pasm w czasie przejść fazowych itp. Przy okazji kwasów nukleinowych zostały omówione także wirusy, a w rozdziale o lipidach błony biologiczne. Końcowy rozdział części pierwszej sygnalizuje biomedyczne zastosowania widm Ramana. Literatura omawianej części składa się z 241 pozycji i jest to cenny zbiór odnośników kontynuowany do początku lat osiemdziesiątych (w pozycji literaturowej 100b jest błąd drukarski w dacie konferencji 9th ICORS Tokyo; odbyła się ona w 1984 r., co jest prawidłowo podane w innych pozycjach).

Druka część książki, prawie o połowę krótsza od pierwszej, dotyczy rezonansowego efektu Ramana coraz szerzej stosowanego w biologii. Jest to niezwykle cenna metoda analizy wybranych fragmentów molekuly i jej osobne omówienie jest dużym walorem książki. Układ tej części jest podobny do poprzedniej. Po bardzo krótkim wstępie i części teoretycznej, w której Autor podaje najniezbędniejsze wiadomości oraz odsyła do monografii traktujących szczegółowo teorię zjawiska, następuje opis przygotowania doświadczeń ilustrowany schematami aparatury, a następnie opis rezonansowych widm Ramana uzyskanych z zastosowaniem wzbudzenia wiązką lasera w zakresie UV. Następne pięć rozdziałów zawiera przykładowe opisy badań enzymów, porfiryn i hemoprotein, białek niehemowych, flawin i flawoprotein oraz barwników różnego typu, występujących w układach biologicznych jak np. karotenoidów, chlorofili i in. Rozdziały te są ilustrowane wzorami chemicznymi, przykładami rejestrowanych widm i tablicami położenia pasm typowych układów biologicznych. Trzy ostatnie, krótkie rozdziały są poświęcone skrótemu omówieniu prac z bieżącej literatury dotyczących oddziaływania chromoforów z kwasami nukleinowymi, potencjałów błon biologicznych oraz badań *in vivo*. Zamykający część II książki spis literatury jest doprowadzony do połowy lat osiemdziesiątych i zawiera 151 pozycji.

Trzecia część książki dotyczy spektroskopii absorpcyjnej w podczerwieni. L.M. Proniewicz w oparciu o obszerną literaturę obejmującą 296 pozycji, także z lat osiemdziesiątych, ujął temat w postaci klarownego podręcznika kierowanego do czytelników zainteresowanych badaniami strukturalnymi biomolekuł. Autor poświęcił dużo uwagi opisom podstawowych części aparatury, sposobom przygotowania próbek i technikom pomiarowym. Uwzględnił on również techniki specjalne jak np. pomiary dichroizmu w świetle spolaryzowanym, technikę odbicia wewnętrznego (IRS) i rozproszonego odbicia (DRS), które omówił bardziej szczegółowo a także podał odnośniki literaturowe do wielu metod rzadziej stosowanych ale wartościowych, jak np. technika matryc niskotemperaturowych. Piąty, ostatni i najobszerniejszy rozdział jest poświęcony analizie strukturalnej opartej na charakterystycznych częstościach grupowych: polipeptydów i białek, porfiryn i hemoprotein, polinukleotydów i kwasów nukleinowych, lipidów i błon biologicznych, cukrów i glikokonjugatów. W tej części Autor zamieścił obszerny materiał ilustracyjny w postaci tablic liczb falowych charakteryzujących drgania różnych biomolekuł. L.M. Proniewicz jako również zamilowany ramanista nie omieszkiał podać szeregu zestawień widm IR i R dla różnego typu biomolekuł, co jest niezmiernie użyteczne dla czytelnika książki. Bardzo pomocna w interpretacji widm cukrów może być tablica zestawiająca charakterystyczne dla nich częstości drgań w przedziale liczb falowych 4500-450, w której jest podany rodzaj drgania, jego pochodzenie, a także określona w umownej skali słownej intensywność pasma. Rozdział jest zamknięty omówieniem zastosowań biomedycznych.

Recenzowana książka jest polską, wartościową, specjalistyczną pozycją, z której zainteresowany czytelnik może dowiedzieć się o dwu zjawiskach pozwalających na badanie

widm oscylacyjnych , oraz jak je praktycznie wykorzystać w badaniu biomolekuł. Ponieważ opisane metody są w istocie komplementarne i traktują często o tych samych lub podobnych układach biologicznych, bardzo przydałby się indeks rzeczowy oraz, dla trwałości książki i przyjemności czytania, lepszy papier (co oczywiście podniosłoby także cenę książki).

*Halina Barańska*

Instytut Chemii Przemysłowej  
Warszawa

## K R O N I K A

## PTF

## Oddział Gdański

W dniu 28 stycznia 1992 odbyło się Walne Zebranie Oddziału. Podsumowano działalność ustępującego Zarządu i wybrano nowy Zarząd na kadencję 1992–93: przewodniczący – Czesław Szmytkowski, z-ca przewodniczącego – Bartłomiej Kwiatkowski, sekretarz – Piotr Bałuk, skarbnik – Stanisław Zachara, członkowie – Krystian Kozłowski, Zofia Kuropatwińska i Radosław Szmytkowski.

W okresie sprawozdawczym Oddział zorganizował 9 zebrań naukowych, na których zaproszeni z kraju i z zagranicy goście wygłaszali referaty. Zorganizowano też cykl 4 odczytów popularnonaukowych "Fizyka a ekologia". Z uwagi na małą frekwencję młodzieży na zajęciach, zrezygnowano z popularyzowania fizyki wśród młodzieży szkolnej.

W omawianym okresie Zarząd zebrał się 7 razy oraz zorganizował 2 Walne Zebrania członków. Z uwagi na brak quorum na pierwszym z tych zebrań wybory nie odbyły się. Liczba członków Oddziału wzrosła z 96 do 106, są nimi głównie pracownicy Uniwersytetu Gdańskiego i Politechniki Gdańskiej.

Przewodniczący Komitetu Okręgowego Olimpiady Fizycznej, K. Kozłowski, przedstawił sprawozdanie z przebiegu XLI Olimpiady Fizycznej (OF). W okręgu gdańskim (obejmującym województwa: elbląskie, gdańskie, olsztyńskie i słupskie) odnotowano wzrost zainteresowania zawodami OF. W poprzedniej OF udział wzięło 48

uczniów, w obecnej (1991 r.) – 77. Na wyróżnienie zasługują uczniowie z I LO w Gdańsku: Krzysztof Giaro i Konrad Banaszek, którzy już kilkakrotnie byli finalistami zawodów ogólnopolskich.

W dyskusji zwrócono uwagę na brak zainteresowania działalnością Towarzystwa. W sprawozdaniu przewodniczącego Oddziału zabrakło rzeczowej oceny pracy Zarządu, a w szczególności pracy skarbnika, który nie dopilnował regularnego pobierania składek członkowskich (zaległości wynoszą ok. 1,5 mln zł.). Wyrażono życzenie aby nowy Zarząd śledził na bieżąco zamierzenia władz i Ministerstwa Edukacji Narodowej w zakresie zmian programowych nauczania fizyki w szkołach.

*Stanisław Zachara*

## Oddział Gliwicki

W dniu 30 stycznia 1992 na Walnym Zebraniu członków Oddziału Gliwickiego wybrano nowy Zarząd Oddziału w składzie: przewodniczący – Tomasz Goslar, z-ca przewodniczącego – Jacek Szuber, sekretarz – Roman Bukowski, skarbnik – Romuald Awiśnik, członek Zarządu – Stanisław Kochowski.

Komisję Rewizyjną Oddziału tworzą: Mieczysław F. Pazdur, Cezary Mukoid i Krystyna Skrodzka.

*Eugeniusz Soczkiewicz*

## Nominacje profesorskie

Prezydent RP nadał tytuł naukowy profesora nauk fizycznych 7 osobom. W dniu 8 października 1991 otrzymali go: Tomasz Dohnalik (Uniw. Jagielloński), Tadeusz Górecki (Wyższa Szkoła Inżynierska,

Opole), Aleksander Gutsze (Akad. Medyczna, Bydgoszcz), Stanisław Grzegorz Rohoziński (Uniw. Warszawski), a w dniu 19 października 1991 – Krzysztof Królas (Uniw. Jagielloński), Jan Mostowski (IF PAN, Warszawa) i Ryszard Parzyński (Uniw. Adama Mickiewicza, Poznań).

*Bul. KBN*, No 2  
(1991)

## EPS

W numerze 2(1992) *Europhysics News* zamieszczony jest raport prezesa Europejskiego Towarzystwa Fizycznego (EPS), M. Jacoba, przedstawiający obecną sytuację i projekty rozwoju EPS.

Nadszedł czas wymagający zmiany struktury Towarzystwa. Usunięcie żelaznej kurtyny stworzyło ogromne możliwości ale i poważne zadania, przede wszystkim umożliwienie dobrej współpracy zachód-wschód.

Projekt restrukturyzacji przewiduje, że wszyscy członkowie towarzystw należących do EPS staną się bezpośrednimi członkami tej organizacji. Towarzystwo mające 60 000 członków (tyle skupiają towarzystwa narodowe) może odgrywać znaczącą rolę w organizacji fizyki europejskiej. Obecnie towarzystwa narodowe rozpatrują ten projekt i odpowiednie wnioski zostaną przedstawione Radzie EPS na jej zebraniu w marcu 1993.

Ten projekt zmian organizacyjnych wynika częściowo z trudności finansowych w poprzednich latach. Wydaje się, że można poprawić finanse stając się organizacją bardziej widoczną skutkiem znacząco zwiększonej liczby członków ale może przede wszystkim skutkiem zasięgu podejmowanych działalności. Obecnie ok. 36% wpływów pochodzi ze składek od towarzystw narodowych 24% – od członków wspierających, 22% – od członków indywidualnych, 13% – ze sprzedaży *Europhysics News*.

Wobec bardzo ciężkiej sytuacji finansowej

krajów postkomunistycznych, prezes EPS zwrócił się z apelem do bogatszych towarzystw i do kolegów w bogatszych krajach, aby tymczasem choć częściowo pokrywali składki za towarzystwa i składki za członków indywidualnych w krajach uboższych. Z podobnym apelem wystąpił prof. W. Buckel w Niemczech (patrz notatka w tej Kronice).

W wielu krajach Europy, wobec zmniejszenia funduszy na badania naukowe, występuje presja aby przechodzić na wcześniejsze emerytury. Jacob zwraca się z apelem do tych fizyków, aby swoje długoletnie doświadczenie oddali do dyspozycji EPS.

Przedstawiciele Zarządu EPS odwiedzali w ostatnim roku Czecho-Słowację, Polskę i Węgry aby na miejscu dowiedzieć się jakie są najbardziej pilne potrzeby fizyków tych krajów.

Towarzystwa fizyczne w Albanii, Estonii i Litwie wystąpiły o przyjęcie do EPS. Komitet Wykonawczy EPS po zapoznaniu się ze statutami tych towarzystw i ich działalnością wystąpił do Rady EPS o przyjęcie ich do Europejskiego Towarzystwa Fizycznego.

Kontakty EPS z odpowiednimi komisjami Wspólnoty Europejskiej rozwijają się dobrze, w szczególności z Europejską Fundacją Naukową (European Science Foundation – ESF) w sprawie wspólnego organizowania Europejskich Konferencji Badawczych (European Research Conferences).

Bardzo zacieśniła się współpraca z Amerykańskim Towarzystwem Fizycznym, istnieją też stałe kontakty z Japońskim Towarzystwem Fizycznym i ze Stowarzyszeniem Towarzystw Fizycznych rejonu Azji i Pacyfiku.

Wobec powstania Europejskiego Towarzystwa Optycznego został skasowany Oddział Optyki EPS. Potrzebami fizyków-optyków będzie się teraz zajmował częściowo Oddział Elektroniki Kwantowej i częściowo Oddział Fizyki Atomowej i Mole-

kularnej. Postanowiono utworzyć silny Oddział Astrofizyki, aby zaspokoić potrzeby tych astrofizyków i astronomów, którzy nie chcą opuścić EPS i przenieść się do niedawno utworzonego Europejskiego Towarzystwa Astronomicznego.

Następna Konferencja Generalna EPS odbędzie się w dniach 14–17 września 1993 we Florencji. Będzie ona zarazem upamiętnieniem 25 lat istnienia Europejskiego Towarzystwa Fizycznego.

*Europhys. News* 23,  
No 2 (1992)

B. W.

### Czecho-Słowacja członkiem CERN-u

W grudniu 1991 Rada CERN-u postanowiła przyjąć na członka Federalną Republikę Czecho-Słowacji. Jest to już 17 państwo członkowskie tej organizacji.

Fizycy czecho-słowaccy mieli kontakty z CERN-em za pośrednictwem ZIBJ już od wczesnych lat sześćdziesiątych (m.in. współpraca w doświadczeniach z komorą pęcherzykową). Od kilku lat kontakty są bardziej bezpośrednie (udział w UA2 i w Heliosie).

Przyjęcie Czecho-Słowacji na członka jest kolejnym krokiem w paneuropeizacji CERN-u. Prawdopodobnie następnym członkiem zostaną Węgry. Zacieśniają się również kontakty z krajami pozaeuropejskimi, jak Australia, Chiny, Chile, Indie. Status obserwatora mają Izrael i Federacja Rosyjska.

*CERN Courier* 32, No  
1 (1992)

B. W.

### Medal Diraca

Anthony Leggett, profesor Uniwersytetu Illinois, USA, otrzymał od brytyjskiego Instytutu Fizyki (IOP) Medal Diraca za rok 1992 w uznaniu jego wkładu do fizyki teoretycznej, a w szczególności za rozwinięcie teorii nadciekłego  $^3\text{He}$  oraz teorii makroskopowego tunelowania kwantowego.

Leggett kształcił się w Oxfordzie. W 1983 r. przeniósł się do USA. Jego wkład do teorii nadciekłości  $^3\text{He}$  polegał przede wszystkim na wprowadzeniu pojęcia spontanicznego łamania symetrii spin-orbita, co wyjaśniło dlaczego oddziaływanie między jądrowymi momentami magnetycznymi atomów  $^3\text{He}$  daje znacznie silniejszy efekt niż oczekiwano i co doprowadziło do stworzenia pełnej teorii jądrowego rezonansu magnetycznego. Zainteresowanie Leggetta mechaniką kwantową układów makroskopowych doprowadziło go do rozważania superpozycji makroskopowo rozróżnialnych stanów. Szybko zdał sobie sprawę, że przeszkodą w detekcji takich stanów jest dysypacja. W 1983 opublikował wspólnie z A.D. Caldeirą podstawową pracę na temat mechaniki kwantowej makroskopowych układów dysypatywnych. Dotychczas jednak nie udało się jeszcze przeprowadzić definitywnego sprawdzianu stosowności mechaniki kwantowej do układów makroskopowych.

*Phys. World* 5, No 1  
(1992)

B. W.

### Medal Tellera

Amerykańskie Towarzystwo Jądrowe ustanowiło Medal Tellera za osiągnięcia w wykorzystaniu energii syntezy jądrowej. Pierwszymi laureatami Medalu Tellera zostali: Heinrich Hora (CERN), N.G. Basov (Moskwa), John H. Nuckolls (Lawrence Livermore Lab., USA) i Chiyo Yamana (Osaka).

*Phys. Bl.* 48, No 1  
(1992)

B. W.

### Jubileusz prof. Alfonsa Kawskiego

W dniu 10 stycznia 1992, w przeddzień 65 rocznicy urodzin prof. Alfonsa Kawskiego, zorganizowano na Uniwersytecie Gdańskim Seminarium Okolicznościowe z



okazji czterdziestolecia pracy naukowej Jubilata. Organizatorami Seminarium były: III Oddział Gdańskiego Towarzystwa Naukowego, Oddział Gdański PTF oraz Instytut Fizyki Doświadczalnej i Instytut Fizyki Teoretycznej UG.

Przewodniczący III Oddziału GTN, prof. Józef Heldt, przypomniał, że prof. Kawski był przez kilka kadencji przewodniczącym tego właśnie Oddziału GTN jak również przewodniczącym Oddziału Gdańskiego PTF (w latach 1965–66 i 1972–74), oraz, że pełnił wiele funkcji w Uniwersytecie Gdańskim – od kierownika Zakładu i dyrektora Instytutu do prorektora, od 30 lat jest on także kierownikiem Zespołu Naukowego Luminescencji.



Prof. A. Kawski (po prawej) otrzymuje od rektora UG prof. Z. Grzonki Medal Uniwersytetu Gdańskiego

W okolicznościowym referacie "Czterdzieści lat luminescencji w Gdańsku" prof. Czesław Bojarski przedstawił sylwetkę naukową Jubilata na tle innych grup zajmujących się luminescencją w Gdańsku. Kawski jest uczniem prof. Aleksandra Jabłońskiego. Pod jego kierunkiem wykonał w 1952 r. pracę magisterską "Nowe metody pomiaru stopnia polaryzacji". Jabłoński był również promotorem jego pracy doktorskiej "Samodepolaryzacja fluorescencji" (1960). W 1964 r. Kawski habilitował się na

Uniwersytecie Mikołaja Kopernika w Toruniu. Od 1 lutego 1953 rozpoczął pracę w Zakładzie Fizyki Politechniki Gdańskiej. W 1961 przeszedł do Wyższej Szkoły Pedagogicznej w Gdańsku. Uczelnia ta przekształciła się w 1970 r. w Uniwersytet Gdański, w którym prof. Kawski pracuje nadal naukowo.

Prace Kawskiego poświęcone są wszystkim aspektom badań luminescencyjnych. Do najważniejszych zaliczyć trzeba:

1) Prace poświęcone jednolitej teorii zjawisk migracji energii wzbudzenia pomiędzy drobinami luminezującymi jednakowego i różnego rodzaju w roztworach i udowodnienie licznymi wynikami doświadczalnymi słuszności tej teorii.

2) Prace teoretyczne i doświadczalne: (a) poświęcone anomalnemu przesunięciu Stokesowskiemu pasm absorpcji i fluorescencji w cieczech (wyznaczanie elektrycznych momentów dipolowych drobin w stanach wzbudzonych singletowym i tripletowym), (b) dotyczące wpływu temperatury na solwatochromowe przesunięcie widm elektronowych w pojedynczych i mieszanych rozpuszczalnikach (wpływ otoczek solwacyjnych na własności fluorescencyjne drobin), (c) poświęcone depolaryzacji obrotowej fluorescencji silnie wydłużonych drobin organicznych w rozpuszczalnikach o różnej lepkości, (d) dotyczące wyznaczania kierunków momentów przejść w absorpcji i emisji dla liniowych wieloatomowych drobin;

3) Prace poświęcone badaniom widm kwaziliniowych wieloatomowych drobin w sztywnych krystalicznych matrycach. Liczne prace z zakresu udoskonalania metod pomiarowych (współautor nowej metody różnicowej dekonwolucji zaniku fluorescencji).

Bogaty dorobek naukowy Kawskiego jest licznie cytowany w renomowanych czasopiśmie i monografiach.

Prof. Kawski był dotychczas promotorem 24 prac doktorskich, recenzentem liczn-

nych prac doktorskich i habilitacyjnych krajowych i zagranicznych, autorem i współautorem ok. 250 publikacji naukowych (w tym 3 monografie i 3 skryptów). Jest członkiem wielu towarzystw naukowych i członkiem kolegium redakcyjnego *Journal of Fluorescence* (USA).

W uznaniu działalności naukowo-dydaktycznej rektor UG prof. Z. Grzonka wręczył Jubilatowi Medal Uniwersytetu Gdańskiego. Na zakończenie uroczystości, w swoim krótkim przemówieniu, prof. Kawski serdecznie podziękował organizatorom jak również licznie zgromadzonym uczestnikom seminarium. Stwierdził, że sukcesy w pracy naukowej osiągnął dzięki współpracy z licznymi kolegami i uczniami a także dzięki dobrej organizacji warsztatu pracy. Powiedział, że jego nauczycielem był prof. Aleksander Jabłoński ("ojciec" luminescencji w Polsce), od którego wiele się nauczył. Również wielki wpływ na jego badania wywarły prace Jeana Perrina, Wawilowa i Förstera. Zdaniem Jubilata, za "dziadka" badań luminescencyjnych należy uznać Jana Wierusza-Kowalskiego, który jeszcze przed I wojną światową zajmował się luminescencją we Fryburgu w Szwajcarii, a następnie organizował w latach 1915–19 badania z zakresu optyki w Zakładzie Fizyki Uniwersytetu Warszawskiego. Kawski stwierdził, że należy do pokolenia fizyków, którzy zaczęli pracę badawczą w zakresie optyki od pomiarów wizualnych, następnie przeszli do fotograficznych i fotoelektrycznych aż do obecnie stosowanej nowoczesnej techniki komputerowej. Jako przykład, krótko przedstawił rozwój metod pomiarowych stopnia polaryzacji światła.

Przytoczę jeszcze na zakończenie słowa, jakie wypowiedział 20 lat temu Aleksander Jabłoński na seminarium w UMK w Toruniu: "spośród wielu moich uczniów tylko

Kawski w Gdańsku stworzył szkołę luminescencji".

*Stanisław Zachara*

## W trosce o kontakty fizyków ze Wschodniej Europy

Skutkiem złej sytuacji ekonomicznej krajów postkomunistycznych wielu członków indywidualnych Europejskiego Towarzystwa Fizycznego ma trudności z uiszczaniem składek. W tej sytuacji prof. Werner Buckel z Karlsruhe zaapelował do członków Niemieckiego Towarzystwa Fizycznego aby deklarowali opłacanie przez kilka lat składek za kolegów z Czecho-Słowacji, Polski i Rumunii.

Dodajmy od siebie, że nie jest przyjemnie przyjmować jałmużnę, niemniej trzeba uznać piękny gest solidarności fizyków.

*Phys. Bl.* 48, No 1  
(1992)

*B. W.*

## 28 Zimowa Szkoła Fizyki Teoretycznej

Od 17 do 29 lutego 1992 odbyła się w Karpaczu kolejna Szkoła Zimowa zorganizowana przez Instytut Fizyki Teoretycznej Uniwersytetu Wrocławskiego, która tym razem nosiła tytuł "Nieskończenie wymiarowa geometria w fizyce". Organizował ją doc. dr hab. Roman Gierelak przy współpracy dra Zbigniewa Hasiwicza i dra Zbigniewa Jaskólskiego. W Szkole wzięło udział 70 słuchaczy z kraju i zagranicy oraz 35 wykładowców. Wykłady Szkoły można podzielić na trzy grupy tematyczne: a) topologiczna teoria pola; b) metody stochastyczne; c) grupy kwantowe.

Topologiczna teoria pola zajmuje się własnościami, które nie zależą od metryki, i dlatego nazywa się je własnościami topologicznymi. Na Szkole omawiano szczegółowe zastosowania do klasycznej geometrii różniczkowej, dające nadzieję na rozwiązanie

starych zagadnień w niskich wymiarach, tudzież zastosowania do teorii superstrun. (Przedrostek "super" oznacza tutaj, że rozważa się symetrie łączące bozony z fermionami.)

Przedstawiciele drugiej grupy tematycznej odwołują się do potężnych metod teorii procesów stochastycznych dla rozwiązania problemów stojących przed kwantową teorią pola.

Geometria niekomutatywna bada struktury punktów, których "współrzędne" nie są przemienne. Istnieje nadzieja, że jest to geometria odpowiednia do opisu naszej przestrzeni na bardzo małych odległościach, czyli przy bardzo dużych energiach. Zbiór symetrii takiej przestrzeni nazywa się grupą kwantową. Nazwa ta jest trochę myląca, gdyż – jak się wyraził jeden z wykładowców – istnieje "standardowy żart": grupy kwantowe nie są ani grupami, ani kwantami.

Z tego pobieżnego opisu widać, że tegoroczna Szkoła miała bardzo matematyczny charakter. I rzeczywiście, wśród jej wykładowców i uczestników byli ludzie zarówno z instytutów fizyki, jak i matematyki z różnych ośrodków na świecie. Skoro już mowa o uczestnikach, to warto dodać, że na Szkołę przyjechało z Europy Zachodniej wielu młodych ludzi płacąc z pomocą macierzystych uczelni pewną kwotę w dewizach za przyjemność wysłuchania wykładów. Świadczy to o ustalonej już renomie Szkoły Zimowej w Karpaczu i oczekiwaniu wysokiego jej poziomu.

Trzeba przyznać, że organizatorzy zadbali o sprostanie tym oczekiwaniom. Zaproszono wybitnych specjalistów i dano im dostatecznie dużo czasu, aby mogli przedstawić swoje osiągnięcia w dłuższych cyklach wykładowych. W ten sposób spotkanie w Karpaczu rzeczywiście zasłużyło na nazwanie go Szkołą. (Bywały w przeszłości spotkania, które należałoby nazywać raczej konferencjami.)

Nastaly dziś takie czasy, że trzeba szukać sponsorów dla niemal każdej imprezy. Dlatego niniejszą notatkę zakończę stwierdzeniem, iż 28 Zimową Szkołę Fizyki Teoretycznej wsparły finansowo instytucje: Uniwersytet Wrocławski, Komitet Badań Naukowych, Fundacja Szkół Zimowych w Karpaczu, Politechnika w Lozannie i Międzynarodowe Centrum Fizyki Teoretycznej w Trieście. Materiały Szkoły podjęło się opublikować wydawnictwo Elsevier Science Publishers.

*Bernard Jancewicz*

### L.M. Woliński (1927 – 1991)

Dnia 28 września 1991 zmarł doc. dr hab. Leszek M. Woliński, zasłużony nauczyciel akademicki Instytutu Fizyki Doświadczalnej Uniwersytetu Gdańskiego.

Woliński urodził się 4 lutego 1927 w Rybniku. W czasie okupacji został wywieziony na roboty przymusowe do Niemic i Austrii. Po powrocie do kraju ukończył studia na Wydziale Mat-Fiz Uniwersytetu Mikołaja Kopernika w Toruniu.

W latach 1952–54 odbył staż asystencki w Katedrze Fizyki Politechniki Gdańskiej, następnie pracował w laboratorium naukowym Polskiego Rejestru Statków. Przewodzone tam przez niego badania nad widocznością morskich sygnałów optycznych zaowocowały rozprawą doktorską (UMK, Toruń 1965, promotor prof. A. Jabłoński).

Z końcem 1965 r. rozpoczął pracę na stanowisku adiunkta w Katedrze Fizyki WSP w Gdańsku, kontynuował ją potem w Instytucie Fizyki Doświadczalnej UG. Od podstaw stworzył laboratorium rozpraszania światła i spektroskopii molekularnej. Jego prace dotyczyły badania makromolekuł za pomocą metod rozpraszania światła, procesów fotodegradacji polimerów w roztworach, a ostatnio – konformacji i oddzia-

ływań polimerów o własnościach ciekłokrystalicznych. Był autorem 44 publikacji naukowych, skryptu nt. fizyki roztworów makrocząsteczkowych oraz kilku programów nauczania fizyki na kierunkach matematyki i chemii.

IIabilitował się w 1989 r. w Wyższej Szkole Technicznej w Merseburgu RFN na podstawie rozprawy o fotodegradacji polimerów.

Spośród licznych pełnionych przez niego funkcji organizacyjnych wymienić należy funkcję seniora budowy gmachu Matematyki i Fizyki Uniwersytetu Gdańskiego.

Jego upór i bezkompromisowe trzymanie się przyjętych zasad postępowania były podstawą powodzenia wielu jego przedsięwzięć, ale też niejednokrotnie przysparzały mu wrogów. Był człowiekiem niezmiernie pracowitym i mimo że miał właśnie przejść na zasłużoną emeryturę, nie chciał zrywać więzów z Instytutem i swoim laboratorium.

Pelen był twórczych planów i zamierzeń na przyszłość. Nie dane mu było, niestety, zrealizować ich do końca.

*Konrad Witkowski*

### Marian Mięśowicz (1907 – 1992)

Dnia 5 kwietnia 1992 zmarł w Krakowie Marian Mięśowicz, emerytowany profesor Akademii Górniczo-Hutniczej, członek Polskiej Akademii Umiejętności i Polskiej Akademii Nauk, doktor *honoris causa* Akademii Górniczo-Hutniczej, Uniwersytetu Jagiellońskiego i Uniwersytetu Warszawskiego. Miał wybitne osiągnięcia w dziedzinie fizyki ciekłych kryształów, promieniowania kosmicznego i oddziaływań wysokich energii.

Był członkiem honorowym Polskiego Towarzystwa Fizycznego i członkiem Rady Redakcyjnej naszego czasopisma.

## KALENDARZ IMPREZ

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

### 1992

26 sierpnia – 2 września 1992, Poznań

2nd School on Symmetry & Structural Properties of Condensed Matter.

Inst. Fizyki UAM. S. Walcerz, IF UAM, Matejki 48/49, 60-769 Poznań, tel. 66 24 87, fax 53 55 35.

Z: 1. 6. 92, P, U: 60, ang.

27 – 31 sierpnia 1992, Świeradów Zdrój

PSPA '92: Polish Seminar on Positron Annihilation. Inst. Fizyki Doświadczalnej UWr.

A. Ostrasz, IFD UWr, Cybulskiego 36, 50-205 Wrocław, fax 20 14 67.

Z: 1.7.92, P, U:70, ang.

31 sierpnia – 9 września 1992, Zakopane

XXVII Zakopane School of Physics: Selected Topics in Nuclear Physics. Inst. Fizyki Jądrowej. R. Broda IFJ, Radzikowskiego 152, 31-342 Kraków, fax 37 54 41.

2 – 4 września 1992, Wrocław

XI Int. Wrocław Symposium on Electromagnetic Compatibility. SEP i Politechnika

Wrocł. W. Moroń, EMC Symposium, skr. poczt. 2141, 51-645 Wrocław 12, tel. 48 10 41, tłx 71 21 18 ilw, fax 4871.

P, ang.

12 – 16 września 1992, Zakopane

DRP '92: Dielectric & Related Phenomena. Polit. Rzeszowska, prof. A. Szymański, Kat.

Fiz. PRz, Wincentego Pola 2, 35-959 Rzeszów, tel. 424 00 w. 463

21 – 25 września 1992, Warszawa

Int. Autumn School on Conducting Polymers: Transport Properties. Politechnika Warszawska. J. Plocharski, Wydział Chemii PW, Noakowskiego 3, 00-664 Warszawa, fax 29 29 62.

Z: 1. 8. 92, A: 1. 8. 92, U:80, ang.

25 – 27 września 1992, Wrocław

II Symp. Maksa Borna: Spinory, Twistory i Algebry Clifforda. Inst. Fizyki Teoretycznej

Uniw. Wrocł. Z. Oziewicz, B. Jancewicz i A. Borowiec, IFT UWr, pl. Maksa Borna 1, 50-205 Wrocław, tel. 22 23 63.

26 – 30 września 1992, Warszawa

Coherence of Experimental & Theoretical Aspects of Excited State Electron Transfer & Related Phenomena. Inst. Chemii Fizycznej PAN. K.J. Waluk, IChF PAN, Kasprzaka 44/52, 01-224 Warszawa.  
ang.

5 – 10 października 1992, Kudowa

16th Int. Seminar on Surface Physics. Inst. Fizyki Doświadczalnej Uniw. Wrocław. Prof. Maria Stęślicka, IFD UWr, Cybulskiego 36, 50-205 Wrocław.  
Z, A: 15.6.92, P, U: 120, ang.

19 – 21 października 1992, Warszawa

Int. Conf. Phase Contrast & Differential Interference Contrast. SPIE-Polish Chapter; spons.: SPIE, CLO, Sekcja Optyki SIMP, Sekcja Optyki PTF. Prof. M. Pluta, CLO, Kamionkowska 18, 03-805 Warszawa, tel. 18 44 97, tlx 82 59 60 clo, fax 13 32 65, e-mail OPTILAB @ PLEARN.  
Z: 15.3.92, A: 15.5.92, P, ang.

22 – 24 października 1992, Warszawa

Advanced Course on PhC & Interference Microscopy in Life Sciences. SPIE-Polish Chapter i CLO. Prof. M. Pluta, CLO, Kamionkowska 18, 03-805 Warszawa, tel. 18 44 98, tlx 82 59 60 clo, fax 13 32 65, e-mail OPTILAB @ PLEARN.  
Z: 15.3.92, ang.

22 – 24 października 1992, Warszawa

Advanced Course on PhC & Microinterferometry in Material Science. SPIE-Polish Chapter i CLO. Prof. M. Pluta, CLO, Kamionkowska 18, 03-805 Warszawa, tel. 18 44 98, tlx 82 59 60 clo, fax 13 32 65, e-mail OPTILAB @ PLEARN.  
Z: 15.3.92, ang.

## 1993

15 – 28 lutego 1993, Karpacz

XXIX Zimowa Szkoła Fizyki Teoretycznej: Fizyka Fononów. Inst. Fizyki Teoret. Uniw. Wrocław. Prof. T. Paszkiewicz, IFT UWr, pl. Maksa Borną 1, 50-205 Wrocław, fax 20 14 67, e-mail TAPASZ at PLWRTU11.  
Z: 30.1.93, P, U: 100, ang.

24 – 28 maja 1993, Warszawa

Diffractionmetry. SPIE-Polish Chapter. Prof. M. Pluta, CLO, Kamionkowska 18, 03-805 Warszawa.

## 1994

maj 1994, Warszawa

4th Int. Symposium on Systems with Fast Ionic Transport. Inst. Fizyki Politechniki Warszawskiej. Prof. W. Jakubowski, IF PW, Koszykowa 75, 00-662 Warszawa, tel. 49 98 31, tlx 81 33 07 pw.

16 – 20 maja 1994, Warszawa

Interferometry'94. SPIE-Polish Chapter. Prof. M. Pluta, CLO, Kamionkowska 18, 03-805 Warszawa.

## NOWE KSIĄŻKI

- Adam Dubik, *Zastosowanie laserów*, WNT, Seria "Fizyka dla Przemysłu", Warszawa 1991, s. 308, cena 20 000 zł.
- Krzysztof Ernst, *Fizyka Sportu*, PWN, Warszawa 1992, s. 334.
- Henryka Plucińska, *Andrzej Soltan 1897–1959. Monografia bio-bibliograficzna*, IPJ, Świerk 1991, Raport SINS 2115/B, s. 102.
- Maksymilian Pluta, *Mikrointerferometria w świetle spolaryzowanym*, WNT, Seria "Fizyka dla Przemysłu", Warszawa 1991, s. 346, cena 22 000 zł.
- Stanisław Salach, Tomasz Płazak, Zofia Sanok, *500 pytań testowych z fizyki*, WNT, Warszawa 1991, s. 132.

## Informacje dla autorów

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

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

2. Maszynopisy pracy (oryginał i jedną pełną – z rysunkami, tablicami itd. – kopię) należy nadsyłać pod adresem: Redakcja *Postępow Fizyki*, ul. Hoża 69, 00-681 Warszawa. W liście towarzyszącym prosimy podać dokładny adres do dalszej korespondencji (do przesłania korekty i honorarium autorskiego). O przyjęciu pracy do druku decyduje Komitet Redakcyjny.

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

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

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

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

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

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

9. Spis literatury winien być sporządzony według wzoru:

[1] A. Białas, W. Czyż, *Acta Phys. Pol. B* 5, 523 (1974)..

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

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

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



10. *Postępy Fizyki* są obecnie składane komputerowo. Aby skrócić cykl wydawniczy proponujemy Autorom przygotowującym swe artykuły na komputerach nadsyłać, wraz z maszynopisami, zapisów tekstów na dyskietkach. Możemy przyjmować dyskietki 5,25" i 3,5", o dowolnej gęstości zapisu, w standardzie IBM lub Mac. Osoby korzystające z T<sub>E</sub>X-u mogą nadsyłać gotowe składy (bez wyróżnień strony tytułowej itp.), po uwzględnieniu tego, że w stosowanym przez nas systemie LALEX (odmiana T<sub>E</sub>X-u) polskie litery są uzyskiwane poprzez złożenie /a=a,... /z=z, /x=x, /A=A, etc., a sam znak "/" przez //. Użytkowników innych systemów prosimy o dostarczanie tekstów zapisanych krojem podstawowym (bez podkreśleń, kursyw itp.). Teksty z ChiWritera (z podaniem klucza stosowanego dla polskich liter i położenia "z" i "ż"), Pelikana, Eli i QRTekstu możemy przyjmować w wersji oryginalnej, przy innych edytorach prosimy o przygotowanie niesformatowanego pliku ASCII z polskimi literami i znakiem dzielenia zapisanymi według podanych wyżej zasad, albo o pliki ASCII i listę kodów, pod którymi ukryte są znaki polskiego alfabetu. Wobec różnorodności stosowanych edytorów prosimy o uwzględnienie naszych uwag, ze swej strony Redakcja gwarantuje zwrot dyskietek natychmiast po skopiowaniu zapisów.

11. Autora obowiązuje wykonanie korekty autorskiej, którą należy zwrócić w ciągu 3 dni pod adresem Redakcji. Przetrzywanie korekty może spowodować przesunięcie artykułu do następnego zeszytu.

12. Autor otrzymuje bezpłatnie 25 egz. odbitek pracy. Dodatkowe odbitki można zamawiać odpłatnie przy przesyłaniu korekty autorskiej.

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

# POSTĘPY FIZYKI

(dwumiesięcznik)

## WARUNKI PRENUMERATY

1. Wpłaty na prenumeratę są przyjmowane na okresy półroczne.
2. Cena prenumeraty krajowej na I-VI 1992 r. wynosi 36 000 zł. Prenumerata ze zleceniem dostawy za granicę jest o 100% wyższa od krajowej.
3. Wpłaty na prenumeratę przyjmują:
  - na teren kraju — jednostki kolportażowe "Ruch" i urzędy pocztowe właściwe dla miejsca zamieszkania lub siedziby prenumeratora
  - na zagranicę — Zakład Kolportażu Prasy i Wydawnictw, 00-958 Warszawa, Poland. Konto PBK, XIII Oddział Warszawa, Poland, 370044-1195-139-11
4. Dostawa zamówionej prasy następuje:
  - przez jednostki kolportażowe "Ruch" — w sposób uzgodniony z zamawiającym,
  - przez urzędy pocztowe — pocztą zwykłą na wskazany adres, w ramach opłaconej prenumeraty z wyjątkiem zlecenia dostawy na zagranicę pocztą lotniczą do odbiorcy zagranicznego, której koszt w pełni pokrywa prenumerotor.
5. Terminy przyjmowania prenumeraty na kraj i zagranicę 20 stycznia — na I półrocze, do 20 maja na II półrocze.

## PRENUMERATA DLA CZŁONKÓW PTF

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

## INFORMATION FOR SUBSCRIBERS

A subscription order can be sent through the local press distributors or directly to the Zakład Kolportażu Prasy i Wydawnictw, 00-958 Warszawa, Poland. Our banker: Państwowy Bank Kredytowy, XIII Oddział Warszawa, Poland, 370044-1195-139-11.

## SPIS TREŚCI

Henry W. Kendall — Rozpraszanie głęboko nieelastyczne: eksperymenty na protonie i badanie skalowania . . . . .	243
RÓŻNE	
Wojciech Królikowski — Badania przyrodnicze a wiedza powszechna w warunkach kryzysu . . . . .	275
WSPOMNIENIA – ROCZNICE	
Janusz A. Zakrzewski — Wspomnienie o Jerzym Pniewskim . . . . .	279
Stefan Pokorski — Wspomnienie o Grzegorzu Białkowskim . . . . .	287
NOWOŚCI NAUKOWE	
Krzysztof Doroba — Znakowanie zapachów w oddziaływaniach hadronów z dużym pędem poprzecznym . . . . .	291
ZE ZJAZDÓW I KONFERENCJI . . . . .	309
RECENZJE . . . . .	315
KRONIKA . . . . .	321

## CONTENTS

Henry W. Kendall — Deep inelastic scattering: experiments on the proton and the observation of scaling . . . . .	243
MISCELLANEA	
Wojciech Królikowski — Scientific research and common knowledge when in crisis condition . . . . .	275
RECOLLECTIONS – ANNIVERSARIES	
Janusz A. Zakrzewski — Recollection of Jerzy Pniewski . . . . .	279
Stefan Pokorski — Recollection of Grzegorz Białkowski . . . . .	287
SCIENTIFIC NEWS	
Krzysztof Doroba — Flavour tagging in high $p_T$ hadron-hadron interactions . . . . .	291
MEETINGS AND CONFERENCES . . . . .	309
REVIEWS . . . . .	315
CHRONICLE . . . . .	321