

---

**PTF**

**DWUMIESIĘCZNIK  
POŚWIĘCONY  
UPOWSZECHNIANIU  
WIEDZY  
FIZYCZNEJ**

# **POSTĘPY FIZYKI**

**TOM 32  
ZESZYT 1  
1981**

---

ZARZĄD

Prezes

Prof. dr ZDZISŁAW WILHELMI

Wiceprezesa

Prof. dr GRZEGORZ BIAŁKOWSKI  
Prof. dr ANDRZEJ HRYNKIEWICZ

Sekretarz Generalny

Doc. dr PIOTR DECOWSKI

Skarbnik

Prof. dr AUGUST CHEŁKOWSKI

Członkowie Zarządu

Prof. dr JERZY CZERWONKO  
Prof. dr FRANCISZEK KACZMAREK  
Prof. dr JAN STANKOWSKI  
Dr hab. JAN TÓKE  
Prof. dr JANUSZ ZAKRZEWSKI

oraz redaktorzy naczelni czasopism PTF

Prof. dr ADAM SOBICZEWSKI — *Postępy Fizyki*  
Prof. dr WIESŁAW CZYŻ — *Acta Physica Polonica*  
Doc. dr MICHAŁ ŚWIĘCKI — *Delta*  
Prof. dr ROMAN INGARDEN — *Reports on Mathematical Physics*

PRZEWODNICZĄCY ODDZIAŁÓW TOWARZYSTWA

Prof. dr hab. EUDOKIA OSTASZEWICZ (*Białystok*)  
Doc. dr MIKOŁAJ ROZWADOWSKI (*Bydgoszcz*)  
Doc. dr STEFAN SZYMURA (*Częstochowa*)  
Doc. dr BRONISŁAW JACHYM (*Gdańsk*)  
Dr ANDRZEJ SYCZ (*Gliwice*)  
Dr JÓZEF KUŹMIŃSKI (*Katowice*)  
Doc. dr hab. WITOLD PRECHT (*Koszalin*)  
Prof. dr JACEK HENNEL (*Kraków*)  
Doc. dr MAKSYMILIAN PIŁAT (*Lublin*)  
Doc. dr STANISŁAW MICHAŁAK (*Łódź*)  
Doc. dr hab. JÓZEF KUSZ (*Opole*)  
Doc. dr hab. JERZY PIETRZAK (*Poznań*)  
Doc. dr hab. ALEKSANDER SZYMAŃSKI (*Rzeszów*)  
Doc. dr TADEUSZ REWAJ (*Szczecin*)  
Prof. dr hab. STANISŁAW ŁĘGOWSKI (*Toruń*)  
Doc. dr JAN PETYKIEWICZ (*Warszawa*)  
Prof. dr hab. KAZIMIERZ WOJCIECHOWSKI (*Wrocław*)

ADRES ZARZĄDU

00-681 WARSZAWA, ul. Hoża 69



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

# POSTĘPY FIZYKI

DWUMIESIĘCZNIK POŚWIĘCONY UPOWSZECHNIANIU  
WIEDZY FIZYCZNEJ

TOM 32, ZESZYT 1

PAŃSTWOWE WYDAWNICTWO NAUKOWE

1981

## RADA REDAKCYJNA

Ludwik Natanson, Leonard Sosnowski, czł. rzecz. PAN, Przemysław Zieliński

## KOMITET REDAKCYJNY

*Redaktor Naczelny* — Adam Sobiczewski

*Członkowie Redakcji* — Barbara Wojtowicz, Wojciech Rozmus, Marek Szczekowski

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

## Korespondenci Oddziałów PTF

mgr *Irena Lasocka* (Białystok)

dr *Wojciech Lenkow* (Częstochowa)

dr *Stanisław Zachara* (Gdańsk)

doc. dr hab. *Józef Szpilecki* (Gliwice)

dr *Janusz Frąckowiak* (Katowice)

dr *Anna Kapuścik* (Kraków)

mgr *Józef Pomorski* (Lublin)

prof. dr hab. *Leszek Wojtczak* (Łódź)

mgr *Wojciech Dindrof* (Opole)

doc. dr hab. *Andrzej Graja* (Poznań)

mgr *Alina Lakner-Małowicz* (Szczecin)

dr *Hanna Męczyńska* (Toruń)

doc. dr hab. *Aniela Wolska* (Warszawa)

dr *Bernard Jancewicz* (Wrocław)

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

Nakład 2733+107 egz. Ark. wyd. 8. Ark. druk. 7<sup>3</sup>/<sub>16</sub>+1 wkł. Papier druk. sat. kl. III. 70×100, 80 g. Oddano do składania w październiku 1980. Podpisano do druku w lutym 1981. Druk ukończono w lutym 1981. Zam. 748/80. Cena 15.—

*Drukarnia Uniwersytetu Jagiellońskiego, Kraków, Manifestu Lipcowego 13*

*Andrzej Graja*

Instytut Fizyki Molekularnej PAN  
Poznań

## Jednowymiarowe układy molekularne — cóż to takiego?

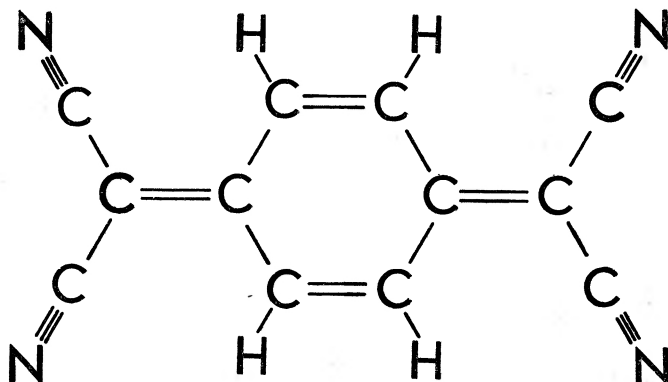
### One Dimensional Molecular Systems — What is That?

*Abstract:* The electric conductivity of certain organic crystals is close to that of metals, and exhibits very high anisotropy. Likewise, the other physical properties of the so-called one-dimensional molecular systems are anisotropic.

Our considerations bear on the causes of one-dimensionality, the differences between one- and more-dimensional systems, the electron and crystal structure of organic semiconductors and conductors, as well as the basic physical properties of one-dimensional systems. As examples of the latter, we discuss ion-radical salts and complexes with charge transfer consisting of TCNQ molecules and various electron donors. The role of molecular order in linear, mutually non-interacting chains is stressed, and attention is drawn to the degree of charge transfer as the factors determining the physical properties of one-dimensional organic crystals.

#### 1. Wstęp

Nie popełnimy wielkiego błędu stawiając znak równości między pojęciami: kryształ molekularny i kryształ organiczny. I rzeczywiście, ogromna większość organicznych ciał stałych zbudowana jest z molekuł powiązanych ze sobą słabymi oddziaływaniami van der Waalsa. Oznacza to, że energia wiązań wewnątrz-molekularnych znacznie przewyższa energię oddziaływań międzymolekularnych. Kryształ molekularny tworzą więc cząsteczki, które można wyodrębnić. Odrębność ta, jak również słabość oddziaływań międzymolekularnych decydują o sposobie uporządkowania molekuł w sieci krystalicznej. Czynniki te są również odpowiedzialne za własności fizyczne tych kryształów, w szczególności za ich niską temperaturę topnienia lub sublimacji, dużą ściśliwość i bardzo małe przewodnictwo elektryczne. W początkach lat sześćdziesiątych zwrócono uwagę, że istnieją również organiczne ciała stałe o własnościach krańcowo różnych od wyżej wspomnianych. Przede wszystkim ich przewodnictwo elektryczne jest zbliżone do przewodnictwa klasycznych półprzewodników a niekiedy nawet i metali. Okazało się również, że własności fizyczne tych nowych kryształów organicznych są silnie uzależnione od kierunku krystalograficznego. Pojawiła się więc nowa grupa kryształów molekularnych, które w zależności



Rys. 1. Molekuła czterocyjano-p-chinodwumetanu (TCNQ) — jeden z najsilniejszych akceptorów elektronów. Dużą aktywność chemiczną i predyspozycje do tworzenia liniowych łańcuchów TCNQ zawdzięcza obecności czterech grup  $C\equiv N$  oraz symetrycznej i płaskiej budowie

od własności elektrycznych przyjęto nazywać półprzewodnikami organicznymi albo metalami organicznymi.

Przewodniki i półprzewodniki organiczne, ze względu na swe niezwykle własności [1-10], zainteresowały tak fizyków jak i chemików. Ci ostatni znaleźli związek chemiczny zwany czterocyjano-p-chinodwumetanem (TCNQ), charakteryzujący się wyjątkowo dużą aktywnością chemiczną, wysoką symetrią oraz płaskością molekuly (rys. 1). Dzięki swym własnościom TCNQ może tworzyć kompleksy oraz sole jono-rodnikowe praktycznie z każdym donorem elektronów. Wspólną cechą tych wszystkich układów jest wysoki stopień uporządkowania molekuł TCNQ, zazwyczaj w liniowych łańcuchach (rys. 2).

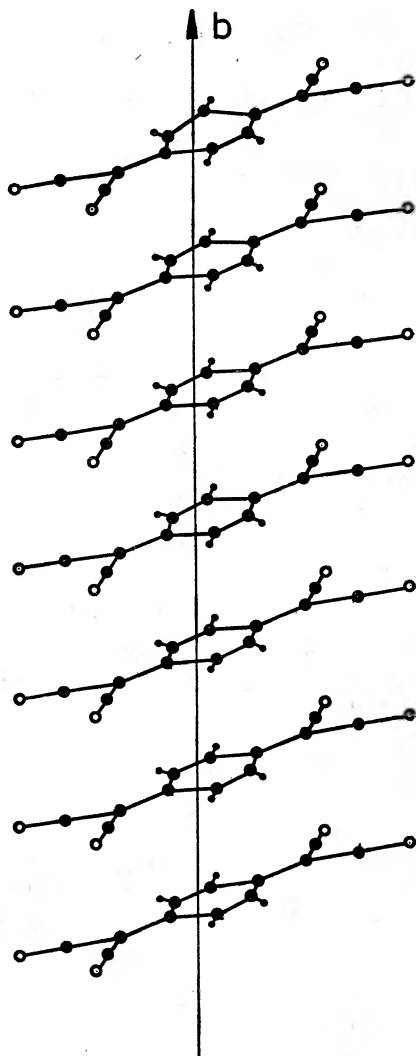
Obecność liniowych, izolowanych łańcuchów TCNQ, a niekiedy również i łańcuchów donorów powoduje, że dyskutowane kryształy są przykładami quasi-jednowymiarowych układów molekularnych.

Jednowymiarowość przewodników i półprzewodników organicznych jest właśnie tą cechą, która tak zainteresowała fizyków. Od jakiegoś czasu bowiem teoria ciała stałego zajmowała się badaniami własności układów niskowymiarowych, dając ściśle rozwiązania problemów, które w przestrzeni trójwymiarowej można opisać jedynie w sposób przybliżony. Badania teoretyczne pokazały również, że układ jednowymiarowy nie jest granicznym przybliżeniem układu trójwymiarowego, lecz że jest on zupełnie nową, specyficzną jakością. W układach jednowymiarowych zachodzić mogą zjawiska, których nie znamy z fizyki trójwymiarowych ciał stałych.

Duże zainteresowanie przewodnikami i półprzewodnikami organicznymi spowodowane jest również fascynującymi perspektywami ich zastosowań.

## 2. Uwagi o własnościach układu jednowymiarowego

Fizyka jednowymiarowych (1-D) układów elektronowych różni się w wielu punktach od koncepcji opisu układów dwuwymiarowych (2-D) i trójwymiarowych (3-D). Badania nad teorią łańcuchów 1-D rozpoczęto na wiele lat przed znalezieniem pierwszych rze-



Rys. 2. Liniowe uporządkowanie molekuł TCNQ wzdłuż wyróżnionej osi. Taki sposób ułożenia molekuł determinuje silną anizotropię własności fizycznych półprzewodników i przewodników organicznych, pochodnych TCNQ

czywistych układów quasi-jednowymiarowych. Szczególnie intrygującą okazała się koncepcja o braku przejść fazowych w układach 1-D z oddziaływaniami bliskiego zasięgu w temperaturach wyższych od zera bezwzględnego [11]. Wśród późniejszych wyników badań teoretycznych układów elektronowych 1-D szczególne piętno wywarły takie koncepcje jak:

1. Hipoteza Peierlsa [11] z roku 1955, z której wynika, że jednowymiarowy układ elektronowy, z częściowo wypełnionym pasmem energetycznym obniża swą energię w wyniku deformacji (dystorsji) sieci. Prowadzi to do rozszczepienia tego pasma na dwa, z których jedno jest całkowicie wypełnione, a drugie puste. Taka dystorsja łańcucha 1-D

oznacza więc przejście od własności metalicznych układu do własności półprzewodnikowych.

2. Model przejścia metal–izolator, podany przez Motta [12] i rozwinięty przez Hubbarda [13], zgodnie z którym, w układzie posiadającym jeden elektron zlokalizowany na każdym węźle może w niskich temperaturach występować przejście fazowe wówczas, gdy całka przeskoku elektronu między najbliższymi sąsiadami jest tego samego rzędu co energia kulombowskiego odpychania między dwoma elektronami zlokalizowanymi na tym samym węźle.

3. Pokazanie, że w układach 1-D stany elektronowe są zlokalizowane w przeciwieństwie do delokalizacji w układach 2-D i 3-D [14]. Defekty sieci 1-D odgrywają więc zupełnie inną rolę niż defekty sieci o wyższej wymiarowości. W tych pierwszych układach elektrony przewodnictwa opisywane są falą stojącą Blocha [16], a defekty mogą całkowicie uniemożliwić przewodzenie prądu elektrycznego.

4. Pokazanie, że w układach 1-D oddziaływania elektronów z drganiami wewnątrz-molekularnymi prowadzi, w pewnych warunkach, do wzbudzenia drgań molekularnych spolaryzowanych w kierunku osi kolumn, tzn. w kierunku prostopadłym do normalnych drgań wewnątrz-molekularnych [15].

Te fragmentaryczne uwagi o podstawach fizycznych jednowymiarowości wskazują wyraźnie, że redukcja wymiarowości układu prowadzi do tak drastycznych zmian jego własności fizycznych, że układ 1-D nie może być traktowany jak układ 3-D z bardzo dużą anizotropią osiową.

### 3. Struktura elektronowa i krystaliczna półprzewodników i przewodników organicznych

Wśród wielu quasi-jednowymiarowych materiałów na szczególną uwagę zasługują sole i kompleksy donorowo-akceptorowe. Ich wyróżnione miejsce wynika przede wszystkim z faktu, że można w nich śledzić, a często i programować, wszystkie zjawiska sygnalizowane wcześniej jako atrybuty jednowymiarowości. Bogaty materiał doświadczalny pozwala na sformułowanie zasadniczych warunków, jakie winny spełniać molekuly elektrono-donorowe oraz elektrono-akceptorowe, by utworzony przez nie kompleks miał własności 1-D. Kryteria wymienione niżej mają charakter orientacyjny, ułatwiający poszukiwania nowych przewodników i półprzewodników organicznych.

Po pierwsze: donory i akceptory winny mieć tendencje do tworzenia oddzielnych, liniowych kolumn.

Po drugie: geometria molekuł tworzących kolumny winna umożliwiać maksymalne zbliżenie między nimi, a w efekcie powstanie pasm energetycznych.

Po trzecie: oddziaływania między molekułami tworzącymi kolumnę powinny znacznie przewyższać oddziaływania międzykolumnowe.

Po czwarte: donory i akceptory winny być symetryczne oraz mieć podobny kształt w celu zmniejszenia energii korelacji.

Wymienia się niekiedy i inne cechy, jak np. niski potencjał jonizacyjny donora, duże powinowactwo elektronowe akceptora, tendencje do tworzenia jono-rodników (zwłaszcza

w przypadku akceptora) itp. Własności elektronowe molekuł tworzących układ 1-D decydują w znacznej mierze o własnościach fizyko-chemicznych quasi-jednowymiarowych przewodników i półprzewodników organicznych.

Tabela 1

## A K C E P T O R Y

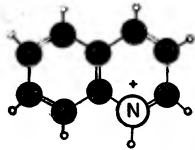
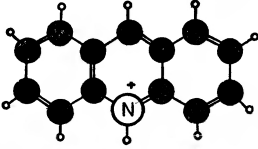
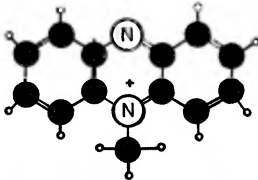
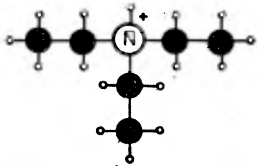
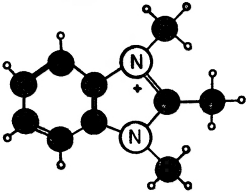
NAZWA	STRUKTURA	NOTACJA
7,7',8,8' czterocyjano- -p-chinodwumetan		TCNQ
czterocyjanoetylen		TCNE
1,2,4,5 - cztero- cyjanobenzen		TCNB
p-chloranil		CA

● węgiel      (N) azot      (shaded circle) tlen  
 (Cl) chlor      • wodór

## 3.1. Geometria i struktura chemiczna typowych akceptorów i donatorów

Molekuły organiczne, posiadające tzw. elektrony  $\pi$  związane z obecnością wiązań nienasyconych lub pierścieni aromatycznych mają zdolność tworzenia jono-rodników. W stanie izolowanym są one elektrobojętne i diamagnetyczne, czyli że ich powłoki

Tabela 2

KATIONY		DONORÓW	
NAZWA	STRUKTURA	NOTACJA	
chinolinium		Q	
akrydinium		Ac	
N-metylofenazyinium		NMP	
trójetyloamonium		TEA	
trójetylobenzimidazolium		TMB	
● węgiel	⊙ azot		
◦ wodór			



## DONORY

NAZWA	STRUKTURA	NOTACJA
czterotio- fulwalen		TTF
czterometylo- czterotio- fulwalen		TMTTF
czterotio- tetracen		TTT

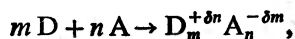
● węgiel                      ⊙ siarka

• wodór

elektronowe są wypełnione, a wszystkie spiny elektronowe są sparowane. W zależności od struktury chemicznej mają one zdolność albo do przyłączania (akceptory A) albo do oddawania (donory D) jednego lub więcej elektronów  $\pi$ , tworząc w ten sposób jonorodnik. Dla ilustracji w tablicach 1-3 zebrano najbardziej popularne i typowe molekuly lub jony obydwu rodzajów. Na podkreślenie zasługuje fakt, że odstępstwa od płaskości są zaniedbywalne dla przedstawionych w tabelach molekuł organicznych.

### 3.2. Uporządkowanie molekuł w kryształach jednowymiarowym

Kryształy organiczne, obdarzone quasi-jednowymiarowymi własnościami, są w przeważającej większości pochodnymi najsilniejszego akceptora elektronów, jakim jest TCNQ. W zależności od struktury i własności donora elektronów otrzymuje się kompleksy z przeniesieniem ładunku (tzw. kompleksy CT) lub też sole jonorodnikowe o różnej stechiometrii i budowie. Proces tworzenia się organicznego kryształu jednowymiarowego zapisać można następującym schematem:



gdzie:  $0 < \delta \leq 1$  jest parametrem zdającym sprawę ze stopnia przeniesienia ładunku od donora do akceptora. Małe liczby naturalne  $m$  i  $n$  ( $n \geq m$ ) określają stechiometrię kryształu. Mówimy o solach prostych, gdy  $n = m = 1$ , natomiast o solach złożonych, gdy  $n \neq m$ .

Sposób uporządkowania molekuł w kryształach może być bardzo różnorodny. Zasadniczo spotykamy trzy typy uporządkowania:

kolumny mieszane ...D<sup>+</sup>A<sup>-</sup>D<sup>+</sup>A<sup>-</sup>D<sup>+</sup>A<sup>-</sup>...

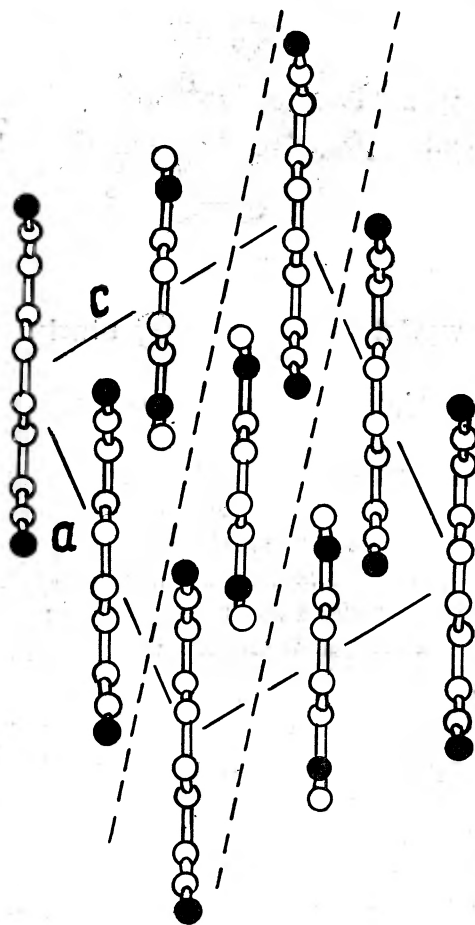
kolumny akceptorów ...A<sup>-δ</sup>A<sup>-δ</sup>A<sup>-δ</sup>A<sup>-δ</sup>...

izolowane kolumny akceptorów oraz donorów

...A<sup>-δ</sup>A<sup>-δ</sup>A<sup>-δ</sup>A<sup>-δ</sup>A<sup>-δ</sup>A<sup>-δ</sup>...

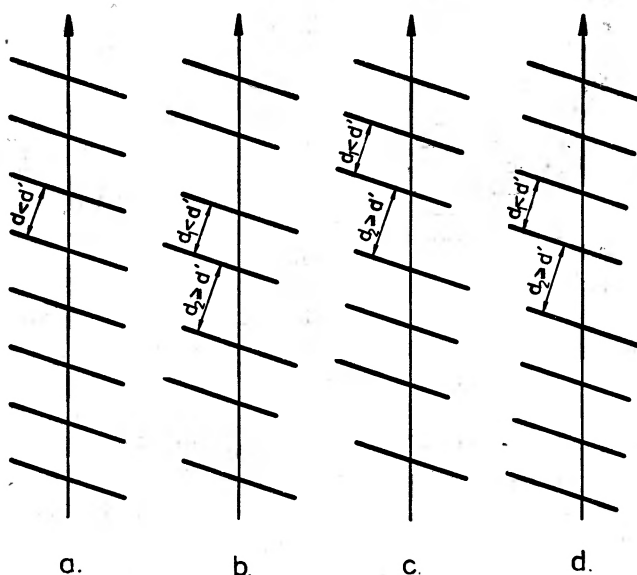
...D<sup>+δ</sup>D<sup>+δ</sup>D<sup>+δ</sup>D<sup>+δ</sup>D<sup>+δ</sup>D<sup>+δ</sup>...

Kolumny mieszane występują raczej sporadycznie w układach ze znacznym przeniesieniem ładunku. Przykładem takiego uporządkowania jest sól prosta czterometylo-p-fenyldwuaminy z TCNQ, TMPD-TCNQ, której budowę przedstawia rys. 3.



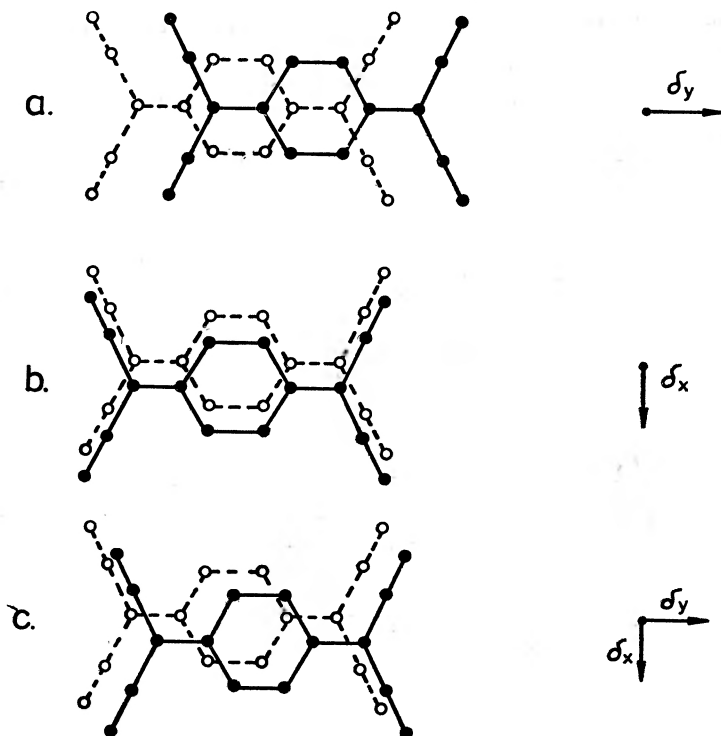
Rys. 3. Liniowy łańcuch zbudowany z molekuł donora i akceptora na przykładzie soli czterometylo-p-fenyldwuaminy z TCNQ (TMPD-TCNQ) [9]

Obecność wyróżnionych kolumn akceptorowych jest charakterystyczna dla układów molekularnych 1-D. Niekiedy, jak np. w soli złożonej metylotrójfenyloarsonium z TCNQ, MTPA(TCNQ)<sub>2</sub> jonorodniki i molekuly TCNQ uporządkowane są w regularnych łańcuchach zbudowanych z płaskich i wzajemnie równoległych molekuł TCNQ (rys. 4a). Normalna do płaszczyzny molekuł TCNQ tworzy zazwyczaj niewielki ( $<30^\circ$ ) kąt z osią kolumny. Szczególnie ważne jest podkreślenie, że odległość  $d$  między płaszczyznami poszczególnych molekuł TCNQ jest zawarta między  $3,1 \text{ \AA}$  a  $3,5 \text{ \AA}$ , co oznacza, że jest ona mniejsza od sumy  $d'$  promieni van der Waalsa sąsiadujących atomów. Niemniej ważnym wskaźnikiem uporządkowania jest sposób przekrywania się sąsiadujących molekuł (rys. 5). Stopień przekrywania się orbitali molekularnych jest bowiem bezpośrednim czynnikiem określającym wielkość przewodnictwa elektrycznego oraz wpływającym w sposób istotny na pozostałe własności fizyczne układu molekularnego 1-D.



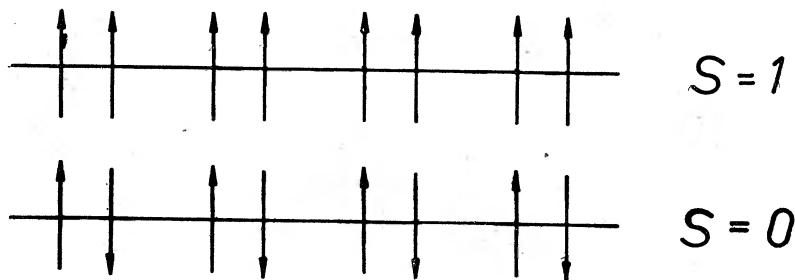
Rys. 4. Charakterystyczne sposoby uporządkowania molekuł TCNQ w łańcuchach występujących w układach quasi-jednowymiarowych. Liniowy łańcuch regularny (a) zbudowany z molekuł lub jonorodników oddalonych od siebie o odległość mniejszą niż suma promieni van der Waalsa sąsiadujących atomów, oraz liniowe łańcuchy zbudowane z dimerów (b), trimerów (c) i tetramerów (d)

Najczęściej jednak spotykamy nieregularne łańcuchy akceptorów zbudowane z periodycznie powtarzających się sekwencji dimerowych (rys. 4b), trimerowych (rys. 4c) lub też tetramerowych (rys. 4d). Sekwencje te są wyróżnione zarówno większą odległością między sąsiednimi molekułami należącymi do różnych grup ( $d_2 > d_1$ ), jak i odmiennym sposobem przekrywania się molekuł TCNQ. Uporządkowanie molekuł w grupy ma poważny wpływ na własności fizyczne kryształu. Obecność dimerów w solach prostych powoduje, że spiny elektronowe należące do molekuł tworzących dimer mogą być ustawione albo równoległe, albo antyrównoległe (rys. 6). W pierwszym przypadku wypadkowy spin  $s = 1$ , a odpowiadający mu stan energetyczny jest stanem tripletowym. W drugim



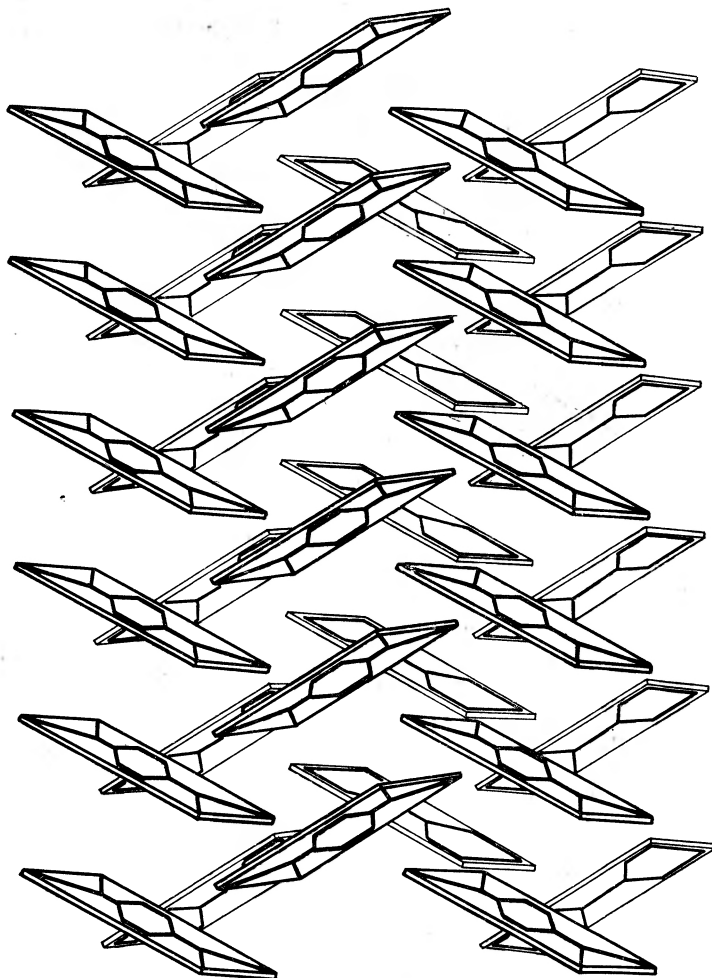
Rys. 5. Sposoby przekrywania się sąsiadujących molekuł TCNQ. Właściwości quasi-jednowymiarowego układu molekularnego uzależnione są w znacznej mierze od wielkości i kierunku przesunięcia sąsiadujących molekuł

przypadku wypadkowy spin  $s = 0$ , co odpowiada singletowemu stanowi energetycznemu. Obecność dimerów w solach złożonych, np. o stechiometrii 1 : 2 oznacza, że jeden ze składników dimeru jest jono-rodnikiem, a drugi elektroobojętą molekułą TCNQ. Mamy więc układ spinów wzajemnie nieoddziałujących. Taki układ izolowanych spinów ma właściwości paramagnetyczne opisywane prawem Curie; również właściwości spektroskopowe (obecność pasma CT związanego z procesem  $\text{TCNQ}_a^0 + \text{TCNQ}_b^- \rightarrow \text{TCNQ}_a^- + \text{TCNQ}_b^0$ ) są charakterystyczne dla omawianej struktury łańcucha 1-D.



Rys. 6. Stan podstawowy liniowego łańcucha zbudowanego z dimerów TCNQ odpowiada antyrównoległemu ułożeniu spinów elektronowych ( $s = 0$ ), natomiast stan wzbudzony — równoległej orientacji spinów ( $s = 1$ )

Niekiedy obserwuje się obecność izolowanych kolumn donorowych i akceptorowych. Typowym przykładem takiego sposobu uporządkowania 1-D ciała stałego jest kompleks czterotiofulwalenu z TCNQ, TTF-TCNQ, którego model przedstawia rys. 7. Ze względu

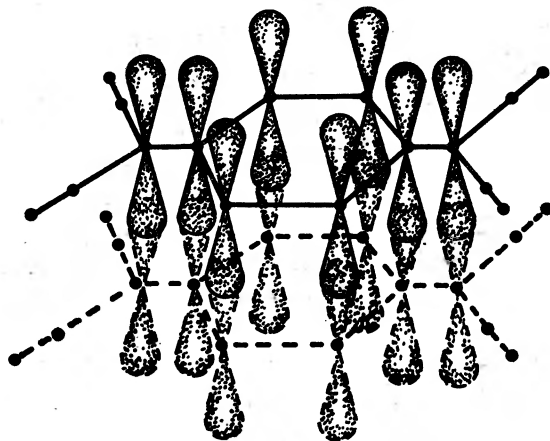


Rys. 7. Wysokoprzewodzący kompleks z przeniesieniem ładunku, utworzony przez czterotiofulwalen (TTF) z TCNQ, jest przykładem układu jednowymiarowego zbudowanego z izolowanych kolumn donorów i akceptorów. Silne przekrywanie się orbitali molekularnych w obrębie każdej z kolumn jest jednym z czynników odpowiedzialnych za metaliczne własności tego przewodnika organicznego

na obecność zwartych kolumn 1-D, utworzonych przez molekuly donora, spodziewać się można w tym kompleksie wyjątkowo dużego przewodnictwa elektrycznego. Również inne własności fizyczne mogą być bardzo interesujące. Przewidywania nasze, oparte na znajomości struktury krystalicznej kompleksu TTF-TCNQ, potwierdzają badania doświadczalne przeprowadzone w tym przewodniku organicznym.

### 3.3. Struktura elektronowa

Niezwykłe własności przewodników i półprzewodników organicznych związane są z obecnością niesparowanych elektronów na najwyższych orbitalach molekularnych. Równoległe ułożenie molekuł w kolumnach pozwala na przekrywanie się orbitali  $\pi$  węgla (rys. 8), co prowadzi w konsekwencji do znacznej anizotropii i jednowymiarowych oddziaływań.



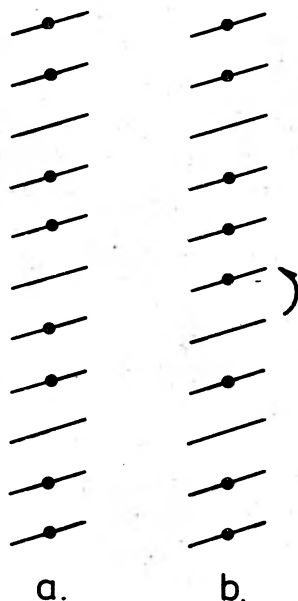
Rys. 8. Przekrywanie się orbitali molekularnych atomów węgla w sąsiadujących ze sobą molekułach TCNQ

Przewodzące układy organiczne 1-D zbudowane są zazwyczaj z aniono-rodników  $A^-$  oraz albo kationo-rodników  $D^+$ , albo kationów  $D^+$ . TCNQ jest molekułą występującą chętnie w stanie jono-rodnikowym i tworzącą, jak już wspomniano, sole jono-rodnikowe z szeregiem kationów organicznych i nieorganicznych.

Wyobraźmy sobie jednowymiarowy układ molekularny zbudowany z  $N$  wolnych rodników. Oznacza to, że jego  $N$  elektronów rozmieszczonych jest na  $N/2$  niskoenergetycznych orbitalach lub zajmuje wprost  $N$  wzbudzonych orbitali molekularnych. Ogólniejszy przypadek mamy, gdy dysponujemy  $N_e$  elektronami i  $N$  węzłami, przy czym  $N_e \neq N$ . Przypadek taki występuje np. w soli  $Cs_2^{2+}(TCNQ)_3^{2-}$ . Kation  $Cs^+$  pozbawiony jest jednego elektronu, natomiast  $N$  molekuł TCNQ dysponuje dodatkowo  $N_e = 2N/3$  elektronami. Przypadek, gdy  $N_e < N$  można formalnie rozpatrywać w dwóch granicznych przybliżeniach:

- albo przyjmujemy obecność  $N_e$  rodników z jednym niesparowanym elektronem i  $N - N_e$  molekuł elektroobojętnych z parzystą liczbą elektronów,
- albo też przyjmujemy jednorodny rozkład elektronów z ułamkowym średnim ładunkiem na węzle  $\delta = N_e/N$ . Ten ostatni przypadek zwany jest częściowym przeniesieniem ładunku i występuje zarówno w organicznych, jak i nieorganicznych przewodnikach.

Wspomniana wyżej sól  $Cs_2(TCNQ)_3$  reprezentuje pierwszy przypadek. Badania metodą dyfrakcji promieni X [18] ujawniły obecność dwóch równych i trzeciego różnego węzła w kolumnie TCNQ. Jest naturalnym przypisanie dwóch ekwiwalentnych węzłów jono-rodnikowi  $TCNQ^-$ , a trzeciego molekułce TCNQ. Tak więc kolumny 1-D w soli  $Cs_2(TCNQ)_3$  mają budowę przedstawioną schematycznie na rys. 9a. Transport ładunków



Rys. 9. Lokalizacja elektronów na węzłach liniowego układu molekularnego o stechiometrii 2:3. W stanie podstawowym (a) powtarza się sekwencja zbudowana z dwóch jono-rodników  $\text{TCNQ}^-$  i jednej molekuly  $\text{TCNQ}^0$ . Wzbudzenie układu związane jest z przeniesieniem elektronu między sąsiednimi węzłami (b)

elektrycznych wzdłuż takiej nici jednowymiarowej można wyobrazić sobie jako przeskok elektronu do pustego węzła  $\text{TCNQ}$  (rys. 9b). Proces ten wymaga dostarczenia energii około 0,5 eV. Energia ta jest mniejsza niż potrzeba na przeniesienie elektronu między węzłami, na których zlokalizowany jest niesparowany elektron. W tym ostatnim przypadku trzeba bowiem pokonać siły kulombowskiego odpychania między elektronami, co wymaga energii około 1 eV. Mechanizm ten tłumaczy właściwości soli podobnych do  $\text{Cs}_2(\text{TCNQ})_3$ , a w szczególności ich niską energię aktywacji przewodnictwa  $\Delta E$  oraz obecność optycznego pasma absorpcyjnego w pobliżu 0,5 eV związanego z między-molekularnym przeniesieniem ładunku.

Liczne sole o stechiometrii 1:2, jak np.  $\text{TEA}(\text{TCNQ})_2$ , krystalizują w ten sposób, że w kolumnach  $\text{TCNQ}$  powtarzają się tetrazy o budowie ... $\text{ABB}'\text{A}'$ ... W zapisie tym przez A i  $\text{A}'$  oraz B i  $\text{B}'$  rozumiemy węzły krystalograficznie ekwiwalentne. Na pierwszy rzut oka wydaje się, że można by węzłom A i  $\text{A}'$  przypisać np. jonorodnik  $\text{TCNQ}^-$ , a węzłom B i  $\text{B}'$  np. molekułę  $\text{TCNQ}$ . Nie jest to jednak poprawne w świetle badań radio-spektroskopowych, które ujawniły obecność rodników złożonych  $(\text{TCNQ})_2^-$  z jednym niesparowanym elektronem na dimer. Oznacza to, że na każdy węzeł  $\text{TCNQ}$  przypada średnio ładunek równy  $-1/2$ .

Częściowe przeniesienie ładunku występuje nawet niekiedy w układach o stechiometrii 1:1. Przykładem może być wysokoprzewodzący kompleks  $\text{TTF}-\text{TCNQ}$  oraz jego analogi. Elektroobojętność układu wymaga, by każdy kationo-rodnik był zneutralizowany przez odpowiedni amino-rodnik. Stopień przeniesienia ładunku w  $\text{TTF}^{+\delta}\text{TCNQ}^{-\delta}$  był określony metodą dyfrakcji neutronów i potwierdzony innymi metodami; wynosi on  $\delta = 0,59$ .

Nieco inne przyczyny powodują częściowe przeniesienie ładunku w kompleksach donorowo-akceptorowych typu: ... $D^{+\delta}A^{-\delta}D^{+\delta}A^{-\delta}D^{+\delta}A^{-\delta}$ ... Najczęściej  $\delta \approx 0$ , co ma miejsce wtedy, gdy energia jonizacji donora  $I_D$  jest zbyt duża, a powinowactwo elektro-  
nowe akceptora  $E_A$  zbyt małe, by nastąpiło przeniesienie ładunku. W wyniku tego po-  
wstaje diamagnetyczne ciało stałe ze stanem podstawowym DA, które po dostarczeniu  
energii  $E_{CT}$  przechodzi do stanu wzbudzonego  $DA \rightarrow D^+A^-$ .

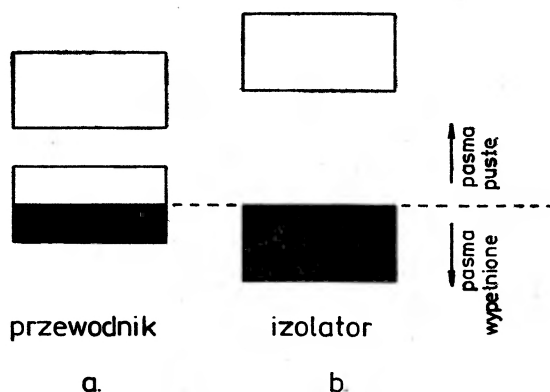
Możliwość częściowego przeniesienia ładunku jest oczywiście związana ze specyfiką  
ciała stałego. Pojedyncze molekuly muszą mieć zawsze całkowitą liczbę elektronów.

### 3.4. Oddziaływania elektrostatyczne

Odpychanie kulombowskie występujące między elektronami należącymi do dwóch  
sąsiednich jono-rodników TCNQ<sup>-</sup> jest znaczne ze względu na małą odległość między  
płaszczyznami molekuł. Jego energia, przy założeniu średniej odległości  $d = 3,3 \text{ \AA}$ , wy-  
nosi 4,3 eV. Jeśli to odpychanie elektrostatyczne nie zostanie zredukowane w ciele stałym,  
to może ono bardzo znacznie przewyższać szerokość pasma związanego z delokalizacją  
elektronu. Pasma to ma zazwyczaj szerokość rzędu 0,5 eV, a więc energią kulombowska  
może nawet dziesięciokrotnie przewyższyć energię delokalizacji. Duża wartość energii  
elektrostatycznego odpychania oznacza, że niesparowane elektrony są zlokalizowane  
a układ 1-D zachowuje się jak izolator (małe przewodnictwo elektryczne). Różnica między  
energią kulombowską  $U$ , mierzona, gdy dwa elektrony znajdują się na tym samym węźle,  
a energią odpychania elektrostatycznego  $V$ , gdy elektrony znajdują się na sąsiednich  
węzłach, odnajdywana jest w postaci kwantu promieniowania o energii  $h\nu_{CT}$ .

$$E_{CT} = h\nu_{CT} = U - V.$$

Energję tę można określić doświadczalnie wyznaczając położenie pasma absorpcyjnego  
związanego z przeniesieniem ładunku. W solach TCNQ energia  $E_{CT}$  zbliżona jest zazwyczaj  
do 1 eV. Rozważania powyższe, prowadzone dla przypadku całkowitego przeniesienia



Rys. 10. Przewodnik organiczny jest układem, w którym pasmo podstawowe jest częściowo wypełnione (a), podczas gdy półprzewodnik lub izolator charakteryzuje się całkowicie wypełnionym pasmem podstawowym (b). Energia potrzebna na przeniesienie elektronu z pasma podstawowego do pasma przewodnictwa jest w tym ostatnim przypadku bardzo duża



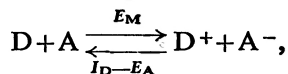
ładunku pokazują, że proste sole jono-rodnikowe, zbudowane z kolumn  $\text{TCNQ}^-$ , powinno cechować małe przewodnictwo elektryczne. Jest to całkowicie zgodne z doświadczeniem, które uczy, że przewodnictwo soli o stechiometrii 1:1 jest niższe od  $10^{-4}/\Omega^{-1}\text{cm}^{-1}$ .

Inaczej wygląda jednak układ molekularny z częściowym przeniesieniem ładunku. Rozważmy łańcuch jednowymiarowy, w którym stopień przeniesienia ładunku  $\delta < 1$ . W dostatecznie krótkim czasie układ taki można uważać za zbiór zarówno neutralnych  $\text{TCNQ}^0$ , jak i jono-rodników  $\text{TCNQ}^-$ . Możliwe jest więc przeniesienie elektronu z węzła  $\text{TCNQ}^-$  do sąsiedniego węzła zajętego przez  $\text{TCNQ}^0$ . Towarzyszy temu absorpcja promieniowania o energii  $h\nu'_{\text{CT}} < h\nu_{\text{CT}}$ , a oddziaływania elektrostatyczne są znacznie zredukowane.

Ściśle mówiąc, naszkicowany schemat zlokalizowanych elektronów w układzie z częściowym przeniesieniem ładunku, jest jedynie przybliżonym modelem. W rzeczywistości elektron jest zdelokalizowany i należy raczej stosować model pasmowy. W języku tego modelu przewodnik jest układem z częściowo wypełnionym pasmem podstawowym (rys. 10a), podczas gdy diskutowany poprzednio izolator ma całkowicie wypełnione pasmo podstawowe (rys. 10b). Podobne rozumowanie jak dla soli prostych z częściowym przeniesieniem ładunku można przeprowadzić dla soli złożonych oraz kompleksów CT. Liczne badania stopnia przeniesienia ładunku pokazały, że w układach tych  $\delta < 1$ .

### 3.5. Co determinuje przewodnictwo elektryczne?

Z grubsza rzecz biorąc, różnice w wartościach przewodnictwa elektrycznego układów 1-D z całkowitym przeniesieniem ładunku ( $\delta = 1$ ) i z przeniesieniem częściowym ( $\delta < 1$ ) sięgają 6 rzędów wielkości. Oczywiście, wynik ten uzyskuje się dla układów, w których budowa krystaliczna i inne czynniki kształtujące własności fizyczne, są identyczne. Widać więc, że stopień przeniesienia ładunku jest bardzo istotnym parametrem układu. Zastanówmy się, co determinuje ten ważny parametr. Wydaje się, że przeniesienie elektronu od donora, charakteryzowanego energią jonizacji  $I_D$ , do akceptora charakteryzowanego powinowactwem elektronowym  $E_A$ , uzależnione jest od różnicy  $I_D - E_A$ , zwanej energią przeniesienia ładunku (CT). Proces ten preferuje stan elektroobojętny donora D i akceptora A. W stanie zjonizowanym oddziaływania donorowo-akceptorowe mają charakter czysto elektrostatyczny i opisuje ją energia Madelunga  $E_M$ . Pewną rolę odgrywać może również energia polaryzacji, którą tutaj zaniedbamy. Tak więc równowagę między formą jonową i elektroobojętną można opisać równaniem

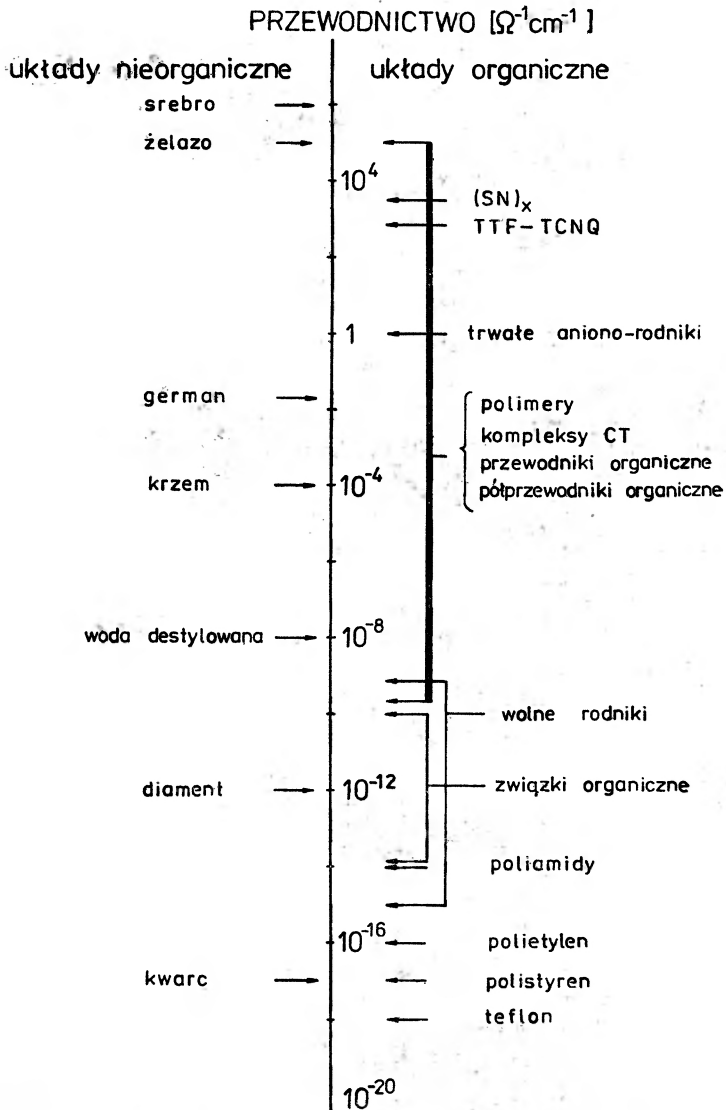


z którego widać wyraźnie, że układy dla których  $E_M > I_D - E_A$  dążą do całkowitego przeniesienia ładunku ( $\delta = 1$ ), co równoznaczne jest z małym przewodnictwem elektrycznym. W przeciwnym przypadku preferowana jest delokalizacja ładunku ( $\delta < 1$ ), co prowadzi do dużych wartości przewodnictwa elektrycznego.

Podana interpretacja zawiera w sobie sugestie odnośnie do kryteriów wyboru donorów i akceptorów, ale nie daje odpowiedzi na tak zasadnicze pytania, jak np. dlaczego dany układ krystalizuje w kolumnach izolowanych a nie w kolumnach mieszanych, dlaczego niekiedy powstają sole proste a niekiedy złożone, itp.

#### 4. Uwagi o własnościach fizycznych układów quasi-jednowymiarowych

Quasi-jednowymiarowymi przewodnikami i półprzewodnikami organicznymi zajmują się zarówno specjaliści z fizyki ciała stałego, jak i chemii fizycznej, a nawet i chemii organicznej. Układy te są bowiem typowym przykładem pogranicza między różnymi gałęziami

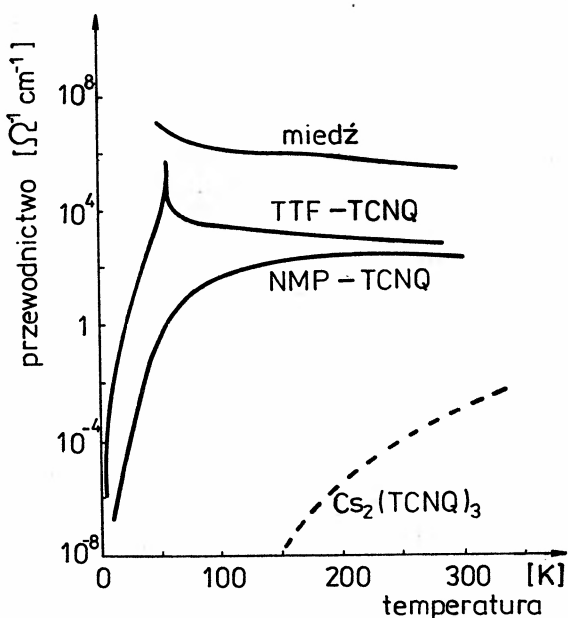


Rys. 11. Przewodnictwo elektryczne jest wielkością fizyczną zmieniającą się w bardzo szerokich granicach. Wśród układów organicznych znane są obecnie takie materiały, których przewodnictwo osiąga wartości zbliżone do przewodnictwa niektórych metali. Poprzez modyfikowanie składu i budowy quasi-jednowymiarowych kryształów organicznych można otrzymać materiały o praktycznie dowolnych parametrach elektrycznych.

przyrodznawstwa, pograniczem o niezwykłych cechach fizycznych. Najbardziej ważką, a również i spektakularną ich cechą jest ogromna anizotropia, zwłaszcza anizotropia elektryczna.

#### 4.1. Własności elektryczne układów molekularnych 1-D

Przewodnictwo elektryczne to wielkość fizyczna charakteryzująca właściwości elektronowe różnych materiałów i zmieniająca się w najszerszych granicach. Własności elektryczne układów molekularnych 1-D są bardzo zróżnicowane; odzwierciedla to diagram przedstawiony na rys. 11. Widać z niego, że wśród materiałów organicznych są i takie, których przewodnictwo elektryczne w temperaturze pokojowej ma wartość zbliżoną do wartości przewodnictwa metali.



Rys. 12. Temperaturowe zależności przewodnictwa elektrycznego wybranych materiałów organicznych i porównanie ich z przewodnictwem miedzi

Sz szczególnie dużo informacji o własnościach elektrycznych układów organicznych 1-D wyciągnąć można z analizy zmian przewodnictwa elektrycznego w funkcji temperatury. Zdaniem Epsteina i Millera [20] obserwuje się trzy typy temperaturowych zależności przewodnictwa. Materiały zaliczane do typu I mają w temperaturze pokojowej przewodnictwo o wartościach między  $10^{-6} / \Omega^{-1} \text{cm}^{-1}$  a  $10 \Omega^{-1} \text{cm}^{-1}$ . Istotną ich cechą jest malenie przewodnictwa wraz z temperaturą (rys. 12 dla  $\text{Cs}_2(\text{TCNQ})_3$ ). Materiały typu II mają w temperaturze pokojowej przewodnictwo rzędu  $100 \Omega^{-1} \text{cm}^{-1}$ . W miarę obniżania temperatury przewodnictwo elektryczne najpierw nieznacznie rośnie, osiąga rozległe maksimum, by w końcu gwałtownie maleć (rys. 12 dla NMP-TCNQ). Przedstawicielem typu III jest TTF-TCNQ, posiadający w temperaturze pokojowej przewodnictwo elek-

tryczne równe  $650 \Omega^{-1} \text{cm}^{-1}$ . W miarę obniżania temperatury wartość ta silnie rośnie osiągając bardzo duże i ostre maksimum w temperaturze 58 K, by następnie szybko maleć wraz z temperaturą. Materiały zaliczane do typu I mają charakterystyczne dla półprzewodników własności z aktywacyjnym charakterem przewodnictwa opisywanym równaniem

$$\sigma = \sigma_0 e^{-\frac{\Delta E}{kT}},$$

gdzie  $\Delta E$  jest energią termicznej aktywacji przewodnictwa. Energia ta w typowych solach TCNQ wynosi od 0,5 eV do 0,01 eV. Interpretacja temperaturowej zależności przewodnictwa elektrycznego materiałów typu II jest sprawą znacznie trudniejszą. W temperaturach wysokich materiał zachowuje się jak metal (przewodnictwo maleje ze wzrostem temperatury), podczas gdy w temperaturach niskich układ ma własności półprzewodnikowe. Maksimum przewodnictwa odpowiada temperaturze przejścia metal–izolator. Własności niektórych materiałów można tłumaczyć modelem Motta-Hubbarda, w którym to modelu rozszczepienie pasma energetycznego następuje w wyniku oddziaływań elektrostatycznych między elektronami zajmującymi ten sam węzeł sieci krystalicznej. W innych układach przejście metal–izolator interpretowane jest jako przejście Peierlsa. W pewnych warunkach energia elektronów może ulec zmniejszeniu, jeśli utworzy się przerwa energetyczna w częściowo wypełnionym paśmie. Taka przerwa energetyczna może być wynikiem dystorsji sieci 1-D.

Wielu badaczy uważa, że wyjaśnienie zachowania się materiałów typu III możliwe jest jedynie przy założeniu kolektywnych ruchów ładunków elektrycznych. Periodyczna dystorsja sieci występująca w przejściu Peierlsa powoduje bowiem periodyczne zmiany gęstości ładunku zwane falami gęstości ładunku (*charge-density wave*, CDW). Elektrony mogą więc w sposób falowy przemieszczać się wzdłuż łańcucha jednowymiarowego, którego węzły wykonują jedynie periodyczne oscylacje wokół położenia równowagi. Taki mechanizm transportu tłumaczy również rozpraszanie na defektach sieci. Elektron poruszający się samodzielnie łatwo może być rozproszony na defektach lub fononach. Elektron poruszający się wraz z falą gęstości ładunku powraca po rozproszeniu na swój dawny tor, dzięki obecności pola elektrostatycznego fali CDW.

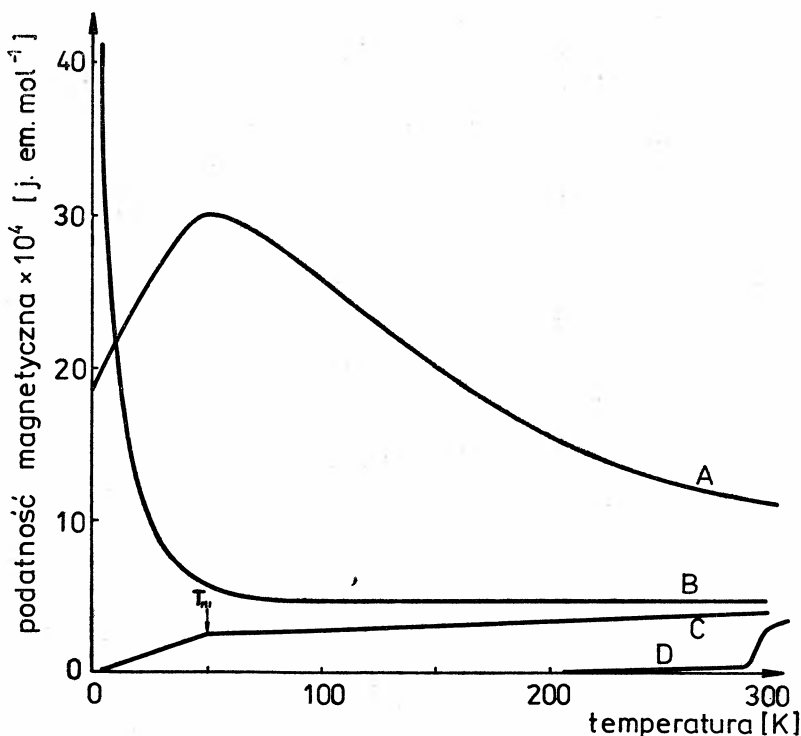
Przewodnictwo elektryczne determinują dwa parametry: koncentracja nośników prądu  $n$  oraz ich ruchliwość  $\mu$ . Temperaturowa zależność przewodnictwa jest więc prostą konsekwencją temperaturowych zależności  $n$  i  $\mu$ . Przyjmując odpowiednią zależność funkcyjną dla tych parametrów można otrzymać dobre dopasowanie krzywych teoretycznych do przebiegów doświadczalnych.

Badania własności elektrycznych różnych układów jednowymiarowych są obecnie prowadzone pod kątem znalezienia takich materiałów, które mogłyby mieć praktyczne zastosowanie we współczesnej elektronice. Ze względu na ogromne możliwości modyfikowania materiałów organicznych jest duża nadzieja, że w niedalekiej przyszłości zastąpią one klasyczne półprzewodniki nieorganiczne.

## 4.2. Uporządkowanie magnetyczne

Badania własności magnetycznych układów molekularnych 1-D dostarczają informacji o uporządkowaniu spinów niesparowanych elektronów jono-rodników oraz o wzajemnym

oddziaływaniu tych spinów. Ogromna większość kryształów organicznych 1-D wykazuje własności paramagnetyczne; istnieją jednak układy, w których wszystkie elektrony są sparowane, co oznacza, że układy te są diamagnetykami. O mechanizmach odpowiedzialnych za porządkowanie spinów elektronowych wnioskuje się zazwyczaj na podstawie badań podatności magnetycznej  $\chi$  w funkcji temperatury. Typowe przebiegi podatności magnetycznej różnych quasi-jednowymiarowych układów molekularnych, będących solami lub kompleksami TCNQ, z różnymi donorami elektronów przedstawia rys. 13.



Rys. 13. Charakterystyczne zależności temperaturowe podatności magnetycznej występujące w quasi-jednowymiarowych pochodnych TCNQ

Krzywa *A* (rys. 13) reprezentuje podatność magnetyczną typowych soli złożonych o średniej i wysokiej wartości przewodnictwa elektrycznego. Charakterystyczne dla tych układów jest występowanie maksimum podatności magnetycznej w niskich temperaturach. Na podkreślenie zasługuje również malenie podatności wraz z temperaturą w miarę zbliżania się do 0 K oraz stosunkowo duża wartość podatności magnetycznej w temperaturze pokojowej.

Najczęściej taki właśnie przebieg temperaturowej zależności podatności magnetycznej świadczy o obecności diad TCNQ w łańcuchu 1-D. Załóżmy, że molekuly lub jonorodniki tworzące łańcuch zgrupowane są w pary nieoddziałujące między sobą. W obrębie takiej diady (rys. 6) niesparowane elektrony oddziałują na siebie i dają wypadkowy spin  $s = 0$  dla orientacji antyrównoległej (stan singletowy) lub  $s = 1$  dla orientacji równoległej

(stan tripletowy). Stan podstawowy z  $s = 0$  jest oczywiście stanem diamagnetycznym, natomiast własności paramagnetyczne ma układ jedynie w stanie wzbudzonym ( $s = 1$ ). Temperaturowa zależność podatności magnetycznej stanów tripletowych opisywana jest funkcją wywodzącą się z rozkładu Maxwella-Boltzmana; przebieg tej funkcji jest zbliżony do przedstawionego na rys. 13 (A).

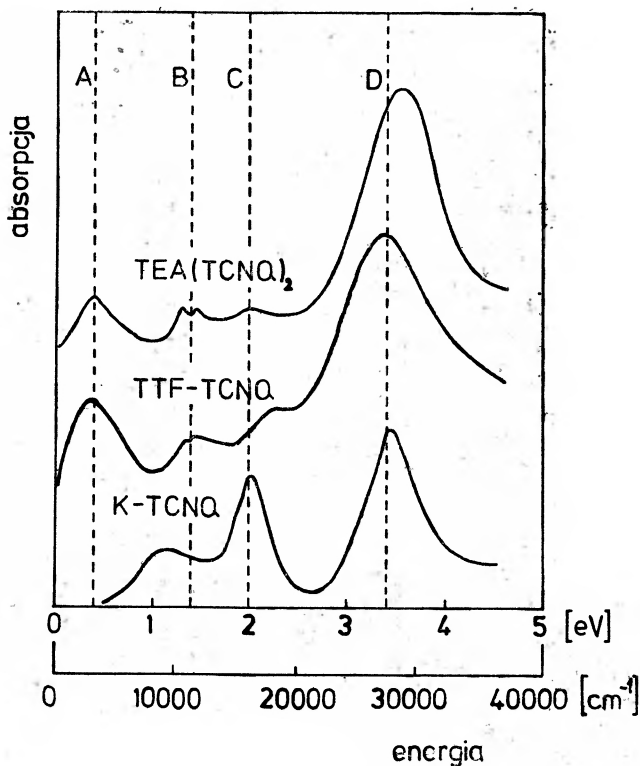
Typową zależność temperaturową podatności paramagnetycznej wysokoprzewodzących soli TCNQ przedstawia krzywa *B* na rys. 13. W wysokich temperaturach podatność omawianej grupy soli jest słabo zależna od temperatury, natomiast w temperaturach najniższych obserwuje się bardzo silny wzrost wartości podatności paramagnetycznej. Słabą zależność podatności magnetycznej od temperatury tłumaczyć można jako przejaw obecności zdelokalizowanych elektronów przewodnictwa, tworzących tzw. gaz elektronowy odpowiedzialny za metaliczne własności tych układów w wysokich temperaturach. W temperaturach najniższych, często poniżej 10 K, obserwuje się paramagnetyzm domieszek lub defektów sieci, spełniający prawo Curie. Przez defekty rozumie się tutaj nieperiodyczność sieci 1-D, co jest równoważne, jak wynika z badań teoretycznych, pojawieniu się podsieci z nieparzystą liczbą spinów. Takie podsieci w niskich temperaturach są ekwiwalentne pewnej liczbie nieoddziałujących spinów  $s = 1/2$ , spełniających prawo Curie.

Zupełnie inne własności magnetyczne mają wysokoprzewodzące kompleksy CT, np. TTF-TCNQ (krzywa *C* na rys. 13). Podatność magnetyczna tych układów molekularnych 1-D rośnie monotonicznie wraz z temperaturą; w pobliżu przejścia fazowego metal-izolator (temperatura  $T_M$ ) krzywa  $\chi(T)$  doznaje gwałtownej zmiany nachylenia. Omawiane układy mają jednowymiarowe własności metaliczne w temperaturach wyższych od temperatury przemiany fazowej, poniżej natomiast są półprzewodnikami z wąską przerwą energetyczną. Magnetyzm fazy wysokotemperaturowej (metalicznej) wynika w głównej mierze z obecności swobodnych elektronów przewodnictwa. Pewien wkład wnoszą również łańcuchy TCNQ, które uległy dynamicznej dystorsji.

Interesujące własności magnetyczne mają również sole proste metali alkalicznych z TCNQ. Sole te doznają przejścia fazowego pierwszego rodzaju półprzewodnik-półprzewodnik. Przejście to, jak widać na przykładzie soli RbTCNQ (krzywa *D* na rys. 13), cechuje znaczna zmiana wartości podatności paramagnetycznej w temperaturze przejścia. Sole metali alkalicznych z TCNQ charakteryzują się całkowitym przeniesieniem ładunku od donora do akceptora i uporządkowaniem jono-rodników TCNQ<sup>-</sup> w liniowych łańcuchach. Przejście fazowe jest przejściem strukturalnym związanym z reorganizacją w łańcuchach TCNQ, odbijającą się tak drastycznie w wartości podatności magnetycznej.

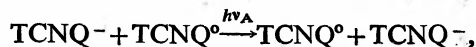
### 4.3. Własności optyczne

Badania własności optycznych układów molekularnych 1-D, tak w zakresie wzbudzeń elektronowych jak i w podczerwieni, dostarczają również istotnych informacji o przewodnikach i półprzewodnikach organicznych. Spektroskopia jest przede wszystkim podstawową metodą ustalania składu badanego układu molekularnego, a w szczególności jest najwygodniejszą metodą określania stopnia przeniesienia ładunku od donora do akceptora. Wielkość ta, jak wspomniano poprzednio, ma istotne znaczenie dla wyjaśnienia własności elektrycznych badanego układu jednowymiarowego.

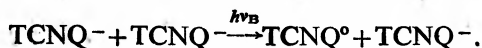


Rys. 14. Widma absorpcyjne wybranych soli prostych i złożonych TCNQ [10]. Zaznaczono typowe położenia pasm związanych z międzymolekularnym przeniesieniem ładunku (A i B) oraz pasm przypisywanych zjawiskom wewnątrzcząsteczkowym (C i D)

Porównanie typowych widm elektronowych niskoprzewodzących soli prostych (np. K-TCNQ) z widmami średnioprzewodzących soli złożonych (np. TEA(TCNQ)<sub>2</sub>) i wysoko przewodzących kompleksów (np. TTF-TCNQ), dokonane na rys. 14, prowadzi do bardzo zasadniczych wniosków. W układach średnio- i wysokoprzewodzących występuje pasmo absorpcyjne A w pobliżu 0,5 eV. Polaryzacja tego pasma jest równoległa do osi kolumn TCNQ w omawianych układach molekularnych 1-D. Pasmo A nie występuje natomiast w solach prostych, niskoprzewodzących. We wszystkich typach układów 1-D występuje pasmo B o polaryzacji równoległej do osi kolumn. Energia kwantu promieniowania odpowiadającego pasmu B wynosi około 1 eV. Zgodnie z uwagami wyrażonymi wcześniej pasmo A przypisać należy międzymolekularnemu przeniesieniu elektronu w procesie



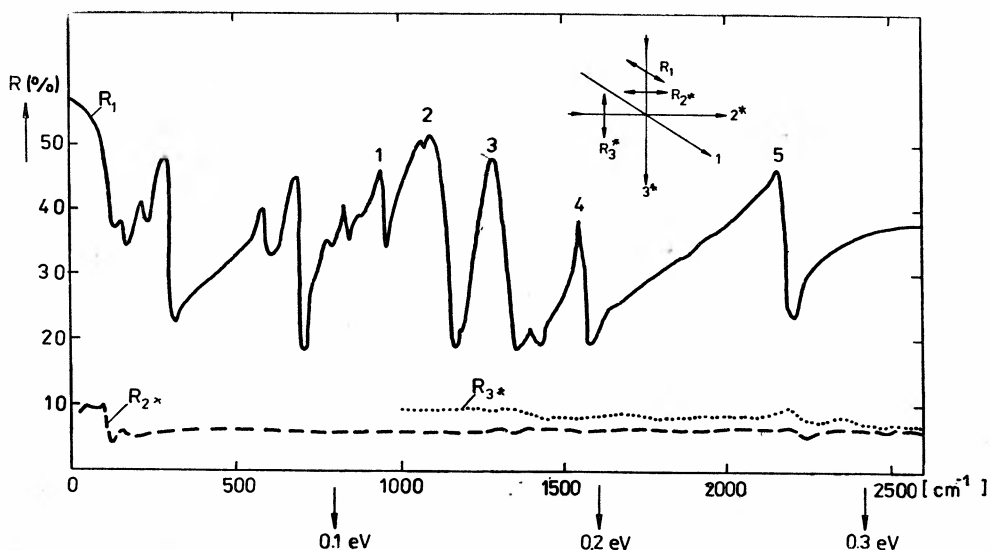
pasmo B natomiast przeniesieniu ładunku w procesie



Pasma C i D mają polaryzację prostopadłą do osi kolumn, czyli są spolaryzowane w płaszczyźnie molekuly TCNQ. Są one odzwierciedleniem wewnątrzcząsteczkowego prze-

niesienia ładunku. Energia pasm C i D zbliżona jest do energii pasm absorpcyjnych roztworu zawierającego dimery TCNQ<sup>-</sup>.

Widma oscylacyjne, zwłaszcza uzyskane w świetle spolaryzowanym, dostarczają bardzo istotnych informacji o oddziaływaniach międzymolekularnych oraz o sprzężeniach elektron-fonon występujących w układach jednowymiarowych. Widma w podczerwieni soli średnio- i wysokoprzewodzących różnią się w sposób zasadniczy od sumy widm donora i akceptora. Obok pasm absorpcyjnych, przypisywanych drganiom poszczególnych wiązań zarówno donora, jak i akceptora, obserwuje się kilka nowych pasm, charakterystycznych dla soli. Pasma te, ze względu na swą intensywność jak również i dużą szerokość połówkową, dominują w widmie badanego układu. Badania widm odbiciowych w świetle spolaryzowanym pokazały również, że polaryzacja tych pasm jest odmienna niż polaryzacja pasm pochodzących od drgań wewnątrzcząsteczkowych.



Rys. 15. Widma odbiciowe w podczerwieni soli TEA (TCNQ)<sub>2</sub> przy różnych polaryzacjach światła [19]. Widmo otrzymane dla polaryzacji równoległej do osi kolumn  $R_1$  odzwierciedla drgania wewnątrzcząsteczkowe TCNQ i ich sprzężenia z elektronami przewodnictwa. Wynik ten jest tym ciekawszy, że molekuly światła drgają zasadniczo w swej płaszczyźnie wyznaczonej przez osie  $2^*$  i  $3^*$ . Widmo odbiciowe otrzymane dla spolaryzowanego wzdłuż tych ostatnich osi,  $R_2^*$  i  $R_3^*$ , nie wnosi istotnych informacji o drganiach molekuli

Widmo odbiciowe, otrzymane dla polaryzacji równoległej do osi kolumny w kryształach 1-D, odzwierciedla drgania wewnętrzne molekuli tworzących łańcuchy (rys. 15,  $R_1$ ), podczas gdy widma uzyskane przy polaryzacjach prostopadłych do osi kolumn nie niosą takich informacji (rys. 15,  $R_2$  i  $R_3$ ). Wynik ten jest tym bardziej zdumiewający, jeśli zdamy sobie sprawę z faktu, że płaskie molekuly drgają zasadniczo w swojej płaszczyźnie (np. w płaszczyźnie molekuly TCNQ), czyli w płaszczyźnie niemalże prostopadłej do osi kolumny. Wspomniane zjawisko interpretowane jest jako wynik oddziaływań elektronów przewodnictwa z symetrycznymi drganiem wewnątrzcząsteczkowymi. Wynikiem tych oddziaływań jest uaktywnienie się pełnosymetrycznych drgań z równoczesnym wzrostem siły oscylatora



(zwiększenie intensywności) i znacznym poszerzeniem pasm [15]. Wydaje się obecnie, że możliwe są dwie drogi interpretacji tego zjawiska: po pierwsze, może to być wynik oscylacji fazowych fal gęstości ładunku towarzyszących dystorsji Peierlsa, po drugie, może to być odzwierciedlenie drgań dimerów jono-rodnikowych, związanych z przeniesieniem ładunku. Analiza pasm absorpcyjnych dominujących w widmie pozwala na obliczenie stałych sprzężenia elektron-fononon. Podkreślić trzeba, że podobnego efektu nie obserwuje się w solach niskoprzewodzących, a więc w takich układach molekularnych, w których nie występują zdelokalizowane elektrony przewodnictwa.

Badania układów jednowymiarowych, prowadzone innymi metodami, dostarczają również bardzo podstawowych informacji. Elektronowy rezonans paramagnetyczny jest metodą badania uporządkowania spinowego, komplementarną w stosunku do badań statycznej podatności magnetycznej. Badania siły termoelektrycznej i efektu Halla pozwalają określić znak nośników prądu i ich masę efektywną. O antyferromagnetycznym uporządkowaniu łańcuchów spinów wnioskuje się z badań dyfrakcji neutronowej, natomiast rozpraszanie promieni X jest podstawową metodą określania struktury krystalograficznej oraz stopnia przeniesienia ładunku. Obraz zjawisk fizycznych zachodzących w układach molekularnych 1-D staje się tym jaśniejszy i tym bardziej zbliżony do rzeczywistości, im wnikliwiej przeanalizuje się wyniki uzyskane możliwie różnymi metodami.

## 5. Zakończenie

Synteza, badania własności fizycznych oraz opis teoretyczny jednowymiarowych przewodników i półprzewodników organicznych są młodą, lecz silnie rozwijającą się dziedziną fizyki ciała stałego. Jako nowa klasa materiałów, organiczne, jednowymiarowe układy jonorodnikowe przypominają metale przez częściowe wypełnienie pasma przewodnictwa, przypominają izolatory magnetyczne przez obecność niesparowanych elektronów, przypominają kryształy molekularne posiadając niezaburzone molekuly organiczne w węzłach sieci krystalicznej, przypominają w końcu nieorganiczne sole jonowe mając znaczny wkład oddziaływań elektrostatycznych do energii wiązania. Jednowymiarowe układy organiczne są więc niezwykle interesującymi obiektami badań, są materiałami, których unikatowe właściwości oczekują na szerokie zastosowanie.

## Literatura

- [1] F. Gutmann, L. E. Lyons, *Organic Semiconductors*, Wiley, New York 1967.
- [2] I. F. Shchegolev, *Phys. Stat. Sol.* **12a**, 9 (1972).
- [3] H. R. Zeller, *Festkörperprobleme*, vol. XIII, 31, Pergamon Press, New York 1973.
- [4] J.-J. André, A. Bieber, F. Gautier, *Ann. Phys.* **1**, 145 (1976).
- [5] *Low Dimensional Co-operative Phenomena*, H. J. Keller, Ed., NATO ASI, seria B7, Plenum Press, New York 1975.
- [6] *Chemistry and Physics of One-Dimensional Metals*, H. J. Keller, Ed., NATO ASI, seria B25, Plenum Press, New York 1977.
- [7] *Organic Conductors and Semiconductors*, Conference Proceedings, Siofok, Hungary 1976, Lecture Notes in Physics 65, Springer Verlag 1977.

- [8] Z. G. Soos, D. J. Klein, w *Molecular Association*, vol. 1, R. Forster, Ed., Academic Press, New York 1975.
- [9] R. P. Shibaeva, L. O. Atovmyan, *Zh. Strukt. Chim.* **13**, 546 (1972).
- [10] J. B. Torrance, *Acc. Chem. Res.* **12**, 79 (1979).
- [11] R. E. Peierls, *Quantum Theory of Solids*, Oxford University Press, London 1955.
- [12] N. F. Mott, *Proc. Phys. Soc. (London)* **A62**, 416 (1949).
- [13] J. Hubbard, *Proc. Roy. Soc. (London)* **A276**, 238 (1963); **A281**, 401 (1964).
- [14] N. F. Mott, W. D. Twose, *Advan. Phys.* **10**, 107 (1961).
- [15] M. J. Rice, *Phys. Rev. Lett.* **37**, 36 (1976); M. J. Rice, L. Pietronero, P. Brüesch, *Sol. State Commun.* **21**, 757 (1977).
- [16] M. J. Rice, J. Bernasconi, *J. Phys.* **F3**, 55 (1973).
- [17] A. W. Hanson, *Acta Cryst.* **19**, 610 (1965).
- [18] C. J. Fritchie, Jr., P. Arthur, Jr., *Acta Cryst.* **21**, 139 (1966).
- [19] J. P. Farges, informacja prywatna.
- [20] A. J. Epstein, J. S. Miller, *Sci. American* **241**, 48 (1979).

Janusz Zakrzewski

Instytut Fizyki Doświadczalnej  
Uniwersytet Warszawski  
Warszawa

## Leptony i kwarki w anihilacji pozytonów i elektronów wielkich energii \*

### Leptons and Quarks in the Positron–Electron Annihilation at High Energies

*Abstract:* The importance of the positron–electron annihilation at high energies for our knowledge of the properties of the fundamental constituents of matter, leptons and quarks, is illustrated with recent results on quark and gluon jets of hadrons. These hadronic jets may be considered as a manifestation of quarks and gluons which otherwise have not yet been observed outside hadrons due to their confinement.

#### 1. Początki

Ostatnia międzynarodowa Konferencja Fizyki Wysokich Energii, zorganizowana przez Europejskie Towarzystwo Fizyczne w Genewie, w dniach od 27 czerwca do 4 lipca 1979 r. [1], została zdominowana przez tematykę związaną z anihilacją pozytonów i elektronów. Poruszając tę tematykę, trzeba w zasadzie mówić o wszystkich problemach podstawowych fizyki cząstek elementarnych. Dlatego też referat mój, poświęcony najnowszym osiągnięciom fizyki „nowych cząstek”, pragnę oprzeć na zjawisku *anihilacji pozytonów i elektronów*, odgrywającym tak ważną rolę we współczesnej fizyce wielkich energii.

Od chwili odkrycia elektronu  $e^-$  przez J. J. Thomsona w r. 1896 upłynęło nieco ponad osiemdziesiąt lat. Około pięćdziesiąt lat minęło od zaobserwowania w r. 1932 przez C. D. Andersona i P. M. S. Blacketta pozytonu  $e^+$  — pierwszej antycząstki, przewidzianej teoretycznie kilka lat wcześniej przez P. A. M. Diraca<sup>1</sup>. Fizyka zderzeń pozytonów z elektronami w wiązkach przeciwbieżnych wielkich energii narodziła się w trzydzieści lat później, kiedy C. Bernardini ze swymi współpracownikami zaobserwowali pod koniec 1963 r. wyniki oddziaływania pozytonów o energii 0,25 GeV z elektronami o identycznej

\* Referat wygłoszony 26 września 1979 r. na XXVI Zjeździe Fizyków Polskich w Toruniu.

<sup>1</sup> O znaczeniu tych odkryć dla rozwoju fizyki cząstek elementarnych pisałem w artykule „Leptony i kwarki: czyżby koniec drogi?” opublikowanym w *Postęпах Fizyki* [2], do którego odsyłam Czytelników zainteresowanych rozwojem poszukiwań podstawowych składników materii.

energii w pierścieniu kumulacyjnym AdA (Anello di Accumulazione) zbudowanym we Włoszech (Frascati) i uruchomionym we Francji (Orsay). Pierwsze wyniki dotyczące produkcji hadronów w zderzeniach  $e^+e^-$ , stanowiącej główny temat mego wykładu, przedstawiono na Sympozjum Elektronowo-Fotonowym w Stanfordzie w r. 1967 (grupy z Nowosybirską i z Orsay). Siedem lat później, w listopadzie 1974 r., nastąpiło szczytowe osiągnięcie wczesnych badań w zakresie fizyki  $e^+e^-$ : równoczesne odkrycie cząstki  $J/\psi$  przez B. Richtera i współpracowników [3], przy użyciu pierścienia kumulacyjnego  $e^+e^-$  SPEAR w Stanfordzie, oraz S. Tinga wraz ze współpracownikami [4] z użyciem dwuramiennego spektrometru magnetycznego w Brookhaven. To przełomowe odkrycie<sup>2</sup> stanowiło początek tzw. fizyki nowych cząstek, a B. Richterowi i S. Tingowi przyniosło w 1976 r. nagrodę Nobla.

Energia osiągalna w pierścieniu kumulacyjnym SPEAR nie przekraczała około 8 GeV w układzie środka masy  $e^+e^-$ ; trochę większe energie, nieznacznie przewyższające 10 GeV, osiągnięto w pierścieniu kumulacyjnym DORIS laboratorium Niemieckiego Synchrotronu Elektronowego DESY w Hamburgu (RFN). Pozwoliło to potwierdzić w r. 1978 obserwację cząstki  $Y$ , odkrytej wcześniej przez L. Ledermana i współpracowników w Laboratorium Fermiego w Batawii (USA), oraz wyznaczyć parametry charakteryzujące rodzinę tych cząstek (por. [2]). Najwyższa energia w układzie środka masy zderzających się pozytonów z elektronami wynosząca 31,6 GeV, została osiągnięta w uruchomionym w r. 1979 pierścieniu kumulacyjnym PETRA w Laboratorium DESY. W dalszym ciągu referatu omówię najważniejsze wyniki osiągnięte przy użyciu tego akceleratora.

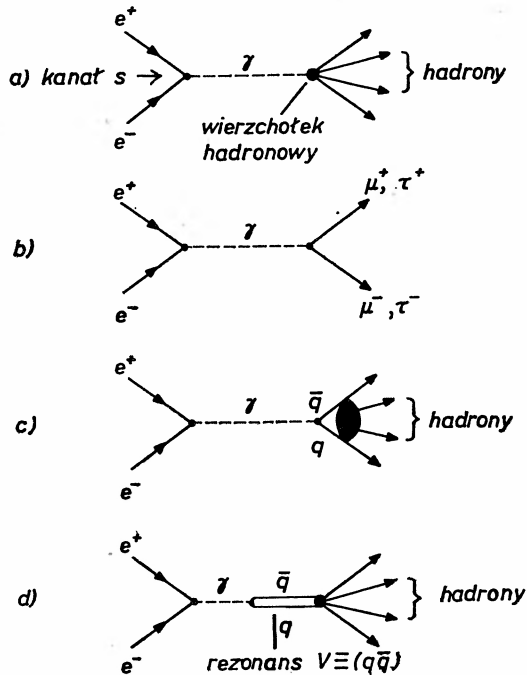
## 2. Anihilacja $e^+e^-$ a nowe cząstki

Jakie własności anihilacji  $e^+e^-$  czynią ten proces tak przydatny w fizyce wielkich energii? R. F. Schwitters i K. Strauch tak odpowiadają na to pytanie w swym artykule przeglądowym z r. 1976 [6]:

„Znaczenie zderzeń  $e^+e^-$  dla fizyki cząstek elementarnych wynika z prostoty stanu początkowego  $e^+e^-$ . Wszystkie dyskretne, addytywne liczby kwantowe charakteryzujące ten stan, jak liczba ładunkowa, barionowa, leptonowa czy dziwność, są równe zeru. Przy dostatecznie dużej energii całkowitej elektronu i pozytonu może utworzyć się zatem dowolny stan końcowy cząstek, dozwolony przez zasadę zachowania energii i pędu, o zerowych wartościach ładunku wypadkowego, liczby barionowej i leptonowej, dziwności itd. (...) Dynamikę stanu początkowego elektronu i pozytonu dobrze opisuje elektrodynamika kwantowa, zezwalając w ten sposób na sondowanie nieznanymi struktur i oddziaływań cząstek w stanie końcowym za pomocą znanej siły elektromagnetycznej. Przy wielkich energiach, o których tu mówimy, dominujący stan utworzony przez pozyton i elektron ma liczby kwantowe pojedynczego fotonu, czyli całkowity spin równy jedności, ujemną parzystość oraz ujemną parzystość ładunkową. Tak więc zderzenia  $e^+e^-$  dostar-

<sup>2</sup> Opisałem je w artykule „Leptony, kwarki i co dalej?” w *Postęпах Fizyki* [5].

cząją wyjątkowej okazji do badania układów cząstek wielkiej energii w niemal czystym stanie kwantowym o liczbach kwantowych fotonu”.



Rys. 1. Diagramy Feynmana dla anihilacji jednofotonowej  $e^+e^-$  na (a) hadrony; (b) parę mionów  $\mu^+\mu^-$  lub parę taonów  $\tau^+\tau^-$ ; (c) parę kwarków  $q\bar{q}$  w continuum podlegającą fragmentacji na hadrony; (d) parę kwarków tworzącą rezonans wektorowy  $V \equiv (q\bar{q})$  rozpadający się na hadrony

W swoim referacie zajmę się wyłącznie wspomnianą wyżej anihilacją jednofotonową pozytonu i elektronu, prowadzącą przez wymianę pojedynczego fotonu wirtualnego w kanale  $s$  do hadronowego stanu końcowego

$$e^+ + e^- \rightarrow \gamma \rightarrow \text{hadrony.} \quad (1)$$

Na marginesie dodam, że przy największych energiach osiągalnych w pierścieniu PETRA równie ważny staje się proces, zwany dwufotonowym. W procesie takim produkcja hadronów zachodzi w zderzeniu dwóch fotonów wirtualnych, prowadząc do stanu końcowego zawierającego, oprócz hadronów, pozyton i elektron

$$e^+ + e^- \rightarrow e^+ + e^- + 2\gamma \rightarrow e^+ + e^- + \text{hadrony.}$$

Anihilację jednofotonową można odróżnić eksperymentalnie od procesu dwufotonowego ze względu na obecność elektronu i pozytonu w stanie końcowym oraz różnice w rozkładach całkowitej energii widzialnej w postaci wytworzonych hadronów. Podczas gdy w anihilacji jednofotonowej w zasadzie całą energię dostępną w układzie środka masy  $e^+e^-$  unoszą hadrony, w procesie dwufotonowym większość energii zachowują pozyton i elektron.

Najprostszym procesem anihilacji jednofotonowej  $e^+e^-$ , prowadzącym do stanu końcowego zawierającego inne leptony niż w stanie początkowym<sup>3</sup>, jest anihilacja na parę mionów  $\mu^+\mu^-$

$$e^+ + e^- \rightarrow \gamma \rightarrow \mu^+ + \mu^- \quad (2)$$

Traktując miony jako cząstki punktowe o spinie  $\frac{1}{2}$ , można obliczyć całkowity przekrój czynny dla tego procesu przy użyciu *elektrodynamiki kwantowej*

$$\sigma_{\mu\mu} = \frac{2\pi(\hbar c)^2}{3} \frac{\alpha^2}{s} \beta(3-\beta^2),$$

gdzie  $\alpha = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 \hbar c} \simeq \frac{1}{137}$  jest stałą struktury subtelnej;  $s = (2E)^2$  — kwadratem energii w układzie środka masy  $e^+e^-$  ( $E$  jest energią każdej z przeciwbieżnych wiązek  $e^+$  oraz  $e^-$ ), a  $\beta$  — prędkością mionu w jednostkach prędkości światła  $c$ . W przybliżeniu skrajnie relatywistycznym, gdy  $\beta \approx 1$ , dostajemy:

$$\sigma_{\mu\mu}(s) = \frac{4\pi(\hbar c)^2}{3} \frac{\alpha^2}{s} \simeq \frac{87 \text{ nb}}{s(\text{GeV}^2)} \quad (3)$$

Jeżeli nowe leptony  $\tau$  — taony — tworzone w procesie anihilacji (por. [2, 5])

$$e^+ + e^- \rightarrow \gamma \rightarrow \tau^+ + \tau^-$$

są, podobnie jak miony, cząstkami punktowymi o spinie  $\frac{1}{2}$ , elektrodynamika kwantowa przewiduje dla ich produkcji przekrój czynny postaci

$$\sigma_{\tau\tau} = \frac{2\pi(\hbar c)^2}{3} \frac{\alpha^2}{s} \beta(3-\beta^2),$$

gdzie  $\beta$  jest prędkością taonu. Wielkość  $\sigma_{\tau\tau}$  gwałtownie rośnie poczynając od progu przy energii  $\sqrt{s} = 2m_\tau$ , równej podwojonej masie taonu  $m_\tau$ , zbliżając się asymptotycznie do  $\sigma_{\mu\mu}(s)$ . Taki właśnie przebieg zaobserwowano w eksperymentach prowadzonych w DESY, co pozwoliło wyznaczyć zarówno masę taonu,  $m_\tau = 1,782 \pm_{0,004}^{0,003}$  GeV, jak i jego spin,  $J = \frac{1}{2}$ .

Poprawność opisu taonu w ramach elektrodynamiki kwantowej jako cząstki punktowej wyraża się często za pomocą parametrów obciążenia  $A_\pm$ , występujących w czynniku postaci danym, na przykład, wzorem<sup>4</sup>

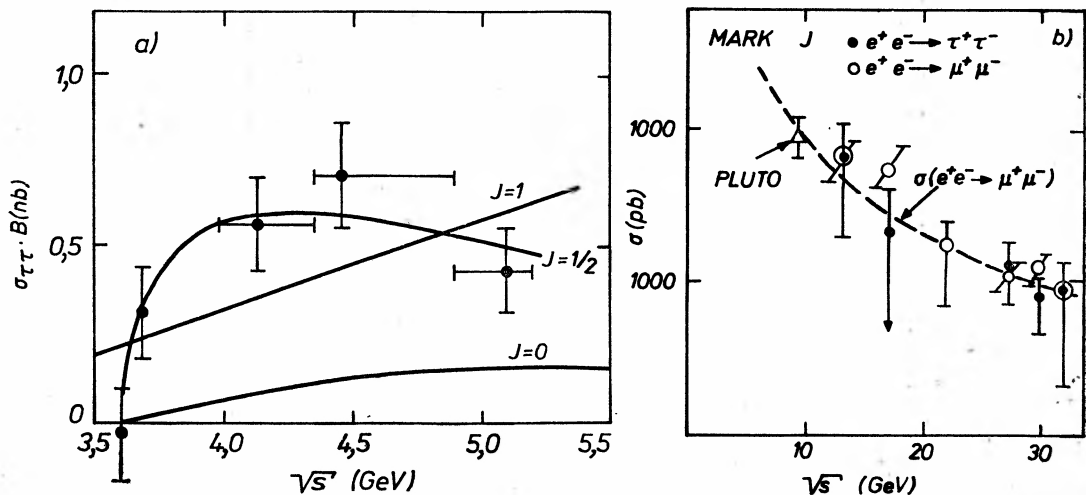
$$F_\tau(s) = 1 \pm \frac{s}{A_\pm^2}$$

<sup>3</sup> Stan końcowy  $e^+e^-$ , będący wynikiem rozpraszania elastycznego  $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ , można osiągnąć zarówno przez wymianę jednofotonową w kanale  $s$ , jak i w kanale  $t$ . Rozpraszanie elastyczne, zwane rozpraszaniem Bhabhy, wykorzystuje się do monitorowania wiązek w pierścieniach kumulacyjnych  $e^+e^-$ .

<sup>4</sup> Zmodyfikowany całkowity przekrój czynny na produkcję pary taonów wyraża wówczas wzór

$$\sigma_{\tau\tau}^{\text{zmod}} = \sigma_{\tau\tau} |F_\tau(s)|^2.$$

Porównanie z wartościami przekroju czynnego mierzonymi doświadczalnie pozwala wyznaczyć parametry obciążenia  $A_\pm$ .



Rys. 2. Zależność przekroju czynnego  $\sigma_{\tau\tau}$  na produkcję taonów w anihilacji  $e^+e^-$  (na rys. (a) pomnożonego przez względną częstość rozpadu B charakteryzującą obserwowany stan końcowy) od energii  $\sqrt{s}$  w układzie środka masy  $e^+e^-$  (wg [7, 13])

Dla taonu parametry te mają wartość  $\Lambda_+ > 22$  GeV,  $\Lambda_- > 19$  GeV, co świadczy o *punktowości* taonu do odległości  $< \hbar c/\Lambda \approx 10^{-17}$  m. Podobne wyniki, otrzymywane dla elektronu i mionu, wskazują na to, że *leptony  $e$ ,  $\mu$  i  $\tau$  zachowują się jak cząstki punktowe aż do odległości stanowiącej niemal tysięczną część promienia nukleonu!*

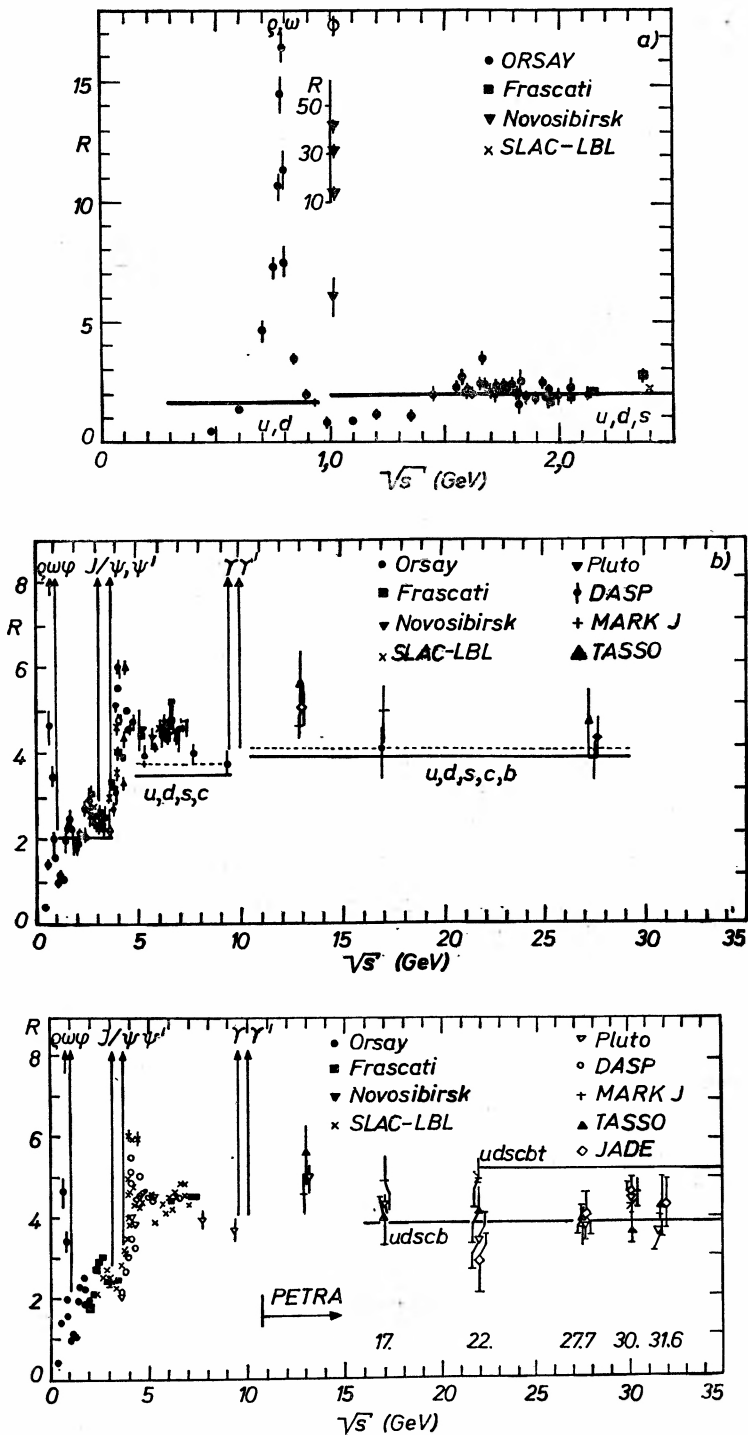
Podsumowując swój wykład na konferencji Europejskiego Towarzystwa Fizycznego w Genewie (1979 r.), poświęcony ciężkim leptonom, G. Flügge powiedział [7]:

„Aż do chwili obecnej, badania nad nowym leptonem  $\tau$  pozostają domeną fizyki  $e^+e^-$ . Większość jego własności zostało ustalonych w ciągu trzech lat. Pojawienie się tej cząstki zniszczyło symetrię między czterema leptonami i czterema kwarkami (którą właśnie ustalono) i przyczyniło się do ożywienia rozważań nad starą zagadką uniwersalności  $\mu-e$ . Cząstka ta stanowi dziś kamień węgielny dla trzeciego pokolenia kwarków i leptonów”.

Przechodząc do omawiania produkcji hadronów w procesie anihilacji  $e^+e^-$  (1), wykorzystamy do opisu wierzchołka hadronowego *model kwarków*, osiągający tak znaczne sukcesy w zastosowaniu do fizyki hadronowej. Według tego modelu, przypomnę (por. [2, 5]), hadrony składają się z kwarków (i *gluonów!*): mezony z pary kwarka i antykwarka  $q\bar{q}$ , bariony — z trzech kwarków  $qqq$  (są to tzw. kwarki walencyjne). Załóżmy więc, że produkcja hadronów (1) stanowi *proces dwustopniowy*: foton wirtualny sprzęga się wpierw z parą kwark-antykwar  $q\bar{q}$ , która następnie ulega anihilacji na hadrony<sup>5</sup> z prawdopodobieństwem równym jedności (jak dotąd nikt nie zaobserwował kwarka w stanie swobodnym!)

$$e^+ + e^- \rightarrow \gamma \rightarrow q + \bar{q} \rightarrow \text{hadrony.} \quad (4)$$

<sup>5</sup> Mówi się czasem, że kwarki i antykwarki „rozpadają się” albo „fragmentują” na hadrony.



Rys. 3. Zależność stosunku  $R$  od energii  $\sqrt{s}$  w układzie środka masy  $e^+e^-$  dla różnych zakresów energii (a) do ok. 2,5 GeV; (b) do 27,4 GeV; (c) do 31,6 GeV. Poziome linie ciągłe ilustrują przewidywania „naiwnego” modelu kwarków dla wskazanych zapachów kwarkowych; przerywane — zawierają chromodynamiczną poprawkę pierwszego rzędu (wg raportu DESY 79/41 (1979) oraz [13])



Jeśli przyjmiemy dalej, że kwarki są obiektami punktowymi o spinie  $\frac{1}{2}$  i liczbie ładunkowej  $Q_{q_f}$  równej  $+\frac{2}{3}$  lub  $-\frac{1}{3}$  (por. [2]) oraz że kreacja pary kwarków  $q\bar{q}$  jest niezależna od ich anihilacji na hadrony, możemy obliczyć całkowity przekrój czynny na produkcję hadronów w *continuum*,  $\sigma_{h, \text{cont}}$  (to znaczy bez uwzględnienia rezonansów) posługując się elektrodynamiką kwantową podobnie, jak w wypadku leptonów

$$\sigma_{h, \text{cont}}(s) = \frac{4\pi(\hbar c)^2}{3} \frac{\alpha^2}{s} \sum_{\substack{\text{kolor} \\ \text{zapach}}} Q_{q_f}^2 = \sigma_{\mu\mu}(s) \cdot 3 \cdot \sum_f Q_{q_f}^2, \quad (5)$$

gdzie skorzystaliśmy z przybliżenia skrajnie relatywistycznego (3) i przeprowadziliśmy sumowanie ze względu na kolor i zapach  $f$  tych kwarków, których kanały produkcji są otwarte przy energii  $\sqrt{s}$ <sup>6</sup>. Przyjęło się oznaczać stosunek przekrojów czynnych na produkcję hadronów  $\sigma_h$  i mionów  $\sigma_{\mu\mu}$  literą  $R \equiv \sigma_h/\sigma_{\mu\mu}$ ; mamy więc

$$R_{\text{cont}}(s) \equiv \frac{\sigma_{h, \text{cont}}(s)}{\sigma_{\mu\mu}(s)} = 3 \sum_f Q_{q_f}^2. \quad (6)$$

Jak widać, wielkość  $R_{\text{cont}}$  w zasadzie powinna być niezależna od energii  $\sqrt{s}$  w układzie środka masy  $e^+e^-$ . Jeżeli chwilowo zignorujemy maksima pojawiające się w przebiegu eksperymentalnym zależności  $R$  od  $\sqrt{s}$ , to musimy stwierdzić, że wyniki doświadczeń przeprowadzonych w zakresie energii  $\sqrt{s}$  sięgających 32 GeV stosunkowo dobrze potwierdzają ten wniosek. Stosunek  $R$  jest funkcją schodkową energii  $\sqrt{s}$ : poziome części tej zależności odpowiadają produkcji hadronów w *continuum*, a „skoki” występują tam, gdzie następuje przekroczenie progu, przy którym otwiera się kanał na produkcję nowej pary kwarków  $q\bar{q}$  (jest rzeczą zdumiewającą w jak prosty sposób „naiwny” model kwarków pozwala zinterpretować nasze obserwacje!). Dla dwóch trójkolorowych kwarków  $u, d$  mamy  $R_{u,d} = 3 \cdot (\frac{4}{9} + \frac{1}{9}) \approx 1,7$ . Podobnie  $R_{u,d,s} = \frac{1}{9} + 3 \cdot \frac{4}{9} = 2$ ;  $R_{u,d,s,c} = 2 + 3 \cdot \frac{4}{9} \approx 3,3$ ;  $R_{u,d,s,c,b} = \frac{3}{9} + \frac{3}{9} \approx 3,7$  i wreszcie przyjmując istnienie hipotetycznego szóstego kwarka  $t$  oczekujemy, że  $R_{u,d,s,c,b,t} = \frac{3}{9} + \frac{1}{9} = 5$ . Podkreślimy, że powyższe wartości  $R$  obliczyliśmy ze wzoru (6) obowiązującego asymptotycznie (tzn. w przybliżeniu skrajnie relatywistycznym). Natomiast w pobliżu energii progowych można oczekiwać pojawiania się dodatkowych struktur w przebiegu zależności  $R$  związanych z przekraczaniem progów<sup>7</sup> i otwieraniem się nowych kanałów reakcji.

<sup>6</sup> W tym wypadku  $\sqrt{s} \gg 2m_f$ , gdzie  $m_f$  jest masą kwarka o zapachu  $f$ .

<sup>7</sup> Dla energii  $\sqrt{s} > 2m^*$  uwzględnia się przy wyznaczaniu stosunku  $R$ , że taony rozpadają się w kanale hadronowym z prawdopodobieństwem około 65,3%. Przyczynę ten,  $N_{\tau+\tau-}$ , odejmuje się od obserwowanej liczby przypadków hadronowych,  $N_{\text{had}}$ , poprawionej ze względu na przypadki pochodzące z procesu dwufotonowego,  $N_{2\gamma}$ , z uwzględnieniem odpowiednich wydajności detekcji  $\epsilon, \epsilon_\tau$

$$R = \frac{s}{87L} \left[ \frac{(N_{\text{had}} - N_{2\gamma})}{\epsilon} - \frac{N_{\tau+\tau-}}{\epsilon_\tau} \right] \frac{1}{1+\delta},$$

gdzie  $L = \frac{dN}{dt} / \sigma$  jest świetnością pierścienia kumulacyjnego wiązki przeciwbieżne  $e^+e^-$ , w zderzeniu których powstaje  $\frac{dN}{dt}$  przypadków na sekundę z przekrojem czynnym  $\sigma$ ;  $\delta \approx 0,1$  jest poprawką radiacyjną.

Stany podstawowe mezonów wektorowych  $V \equiv (q_f \bar{q}_f)$  o liczbach kwantowych fotonu  $J^{PC} = 1^{--}$

Oznaczenie	Struktura kwarkowa ( $q_f \bar{q}_f$ )	Masa $m_v$ (MeV)	Naturalna szerokość całkowita (MeV)
$\rho$	$\frac{1}{\sqrt{2}}(u\bar{u} - d\bar{d})$	776	155
$\omega$	$\frac{1}{\sqrt{2}}(u\bar{u} + d\bar{d})$	783	10,1
$\varphi$	$s\bar{s}$	1020	4,1
$J/\psi$	$c\bar{c}$	3097	0,067
$Y$	$b\bar{b}$	9460	0,060
$V_t^*$	$t\bar{t}$	?	?

\* Dotychczas nie zaobserwowano tego mezonu.

Zobaczymy teraz, jak model kwarków wyjaśnia maksima występujące w przebiegu zależności stosunku  $R$  od energii  $\sqrt{s}$ : przypisuje je mianowicie produkcji w kanale  $s$  rezonansów o liczbach kwantowych fotonu, to jest spinie  $J = 1$ , ujemnej parzystości  $P = -1$  i parzystości ładunkowej  $C = -1$  ( $J^{PC} = 1^{--}$ ) oraz zerowych wartościach liczby barionowej  $B = 0$ , dziwności  $S = 0$ , powabu  $C = 0$  itp. Rezonanse takie, zwane mezonami wektorowymi  $V$ , powstają wskutek sprzężenia fotonu wirtualnego z parą kwarka o zapachu  $f$  i antykwarka o antyzapachu  $\bar{f}$  tworzącą stan związany  $V \equiv (q_f \bar{q}_f)$  z zapachem „ukrytym” (patrz tablica 1). Stan taki, rozpadając się na hadrony, zwiększa wartość stosunku  $R$  w pobliżu energii  $\sqrt{s}$  odpowiadającej masie  $m_v$  mezonu wektorowego, co można opisać za pomocą relatywistycznego wzoru Breita-Wignera dla przekroju czynnego,  $\sigma_{h, rez}$  na produkcję hadronów

$$\sigma_{h, rez}(s) = \frac{12\pi m_v^2}{s} \cdot \frac{\Gamma_h \Gamma_{ee}}{(s - m_v^2)^2 + m_v^2 \Gamma^2} \quad (7)$$

W zapisie powyższego wzoru uwzględniliśmy fakt, że rezonans wektorowy ma spin równy jedności i oznaczyliśmy odpowiednio przez  $\Gamma$ ,  $\Gamma_h$  oraz  $\Gamma_{ee}$  szerokość całkowitą i szerokości cząstkowe na rozpad do końcowego stanu hadronowego oraz stanu leptonowego  $e^+e^-$ <sup>8</sup>. Ostatecznie więc

$$\sigma_{rez}(s) = \frac{\sigma_{h, rez}(s)}{\sigma_{\mu\mu}(s)}, \quad (8)$$

oraz

$$R(s) = R_{cont}(s) + R_{rez}(s); \quad (9)$$

tę właśnie funkcję (9) powinniśmy porównywać z zależnością eksperymentalną  $R$  od  $\sqrt{s}$ .

<sup>8</sup> Analiza sygnałów rezonansowych przy użyciu wzoru (7) i uzasadnionych założeń dodatkowych pozwala wyznaczyć parametry rezonansu:  $m_v$ ,  $\Gamma$ ,  $\Gamma_{ee}$ , itp.

Z danych doświadczalnych wynika, że niektóre rezonanse są bardzo wąskie, tzn. mają małe szerokości naturalne  $\Gamma$  (por. tabl. 1); szerokości obserwowane są na ogół dużo większe, odzwierciedlając niepewność wyznaczania energii przeciwbieżnych wiązek  $e^+$  i  $e^-$ . Rezonanse wąskie występują wtedy, gdy masa  $m_v$  stanu związanego ( $q_f\bar{q}_f$ ) wypada poniżej progu na łączną produkcję mezonów obdarzonych zapachem  $f$  i antyzapachem  $\bar{f}$  w sposób „jawny”. Na przykład, rodzina mezonów  $J/\psi \equiv (c\bar{c})$  ma dwa stany, podstawowy  $J/\psi$  i pierwszy zbudzony  $\psi'(3,68)$ , o masach  $m_{J/\psi} = (3097 \pm 2)$  MeV i  $m_{\psi'} = (3686 \pm 3)$  MeV, a więc mniejszych od najniższego progu  $\sqrt{s} \simeq 3726$  MeV na łączną produkcję mezonów powabnych; rodzina mezonów  $Y \equiv (b\bar{b})$  ma prawdopodobnie trzy takie stany, a dla rodziny hipotetycznych (na razie!) mezonów ( $t\bar{t}$ ) oczekuje się sześciu—siedmiu stanów. W modelu *kwarkonium* (por. [2]) stany związane ( $q_f\bar{q}_f$ ) opisuje się przy użyciu symboliki spektroskopii atomowej jako  $n^2S+1L_J$ . W najlepiej dotychczas zbadanym obszarze energii powyżej 3726 MeV, obserwuje się szerokie rezonanse  $\psi'' \equiv (c\bar{c})$ , mogące rozpadać się na pary mezonu i antymezonu powabnego, obdarzonych powabem (antypowabem) w sposób „jawny”, tzn. składające się z kwarka  $c$  (antykwaraka  $\bar{c}$ ) i jednego z antykwarków  $\bar{u}$ ,  $\bar{d}$ ,  $\bar{s}$  (kwarków  $u$ ,  $d$ ,  $s$ ). Mezony powabne złożone z kwarka  $c$  i jednego z antykwarków niedziwnych  $\bar{u}$ ,  $\bar{d}$  (antykwaraka dziwnego  $\bar{s}$ ) oznacza się literą  $D$  ( $F$ ). Tak więc zaobserwowano dwa izodublety mezonów powabnych: pseudoskalarny  $D^0 \equiv (c\bar{u})$ ,  $D^+ \equiv (c\bar{d})$  o  $J^P = 0^-$  oraz wektorowy  $D^{*0}$ ,  $D^{*+}$  o takim samym składzie kwarkowym, lecz o  $J^P = 1^-$  (por. [5]). Obfitym źródłem mezonów powabnych okazał się rezonans  $\psi''(3,77)$  o  $J^{PC} = 1^{--}$ , masie  $m_{\psi''} = (3772 \pm 6)$  MeV i szerokości całkowitej  $\Gamma = (24 \pm 5)$  MeV oraz parcjalej  $\Gamma_{ee} = (180 \pm 60)$  eV, zaobserwowany w r. 1978 w Stanfordzie (SPEAR) [8]

$$e^+ + e^- \rightarrow \gamma \rightarrow \psi''(3,77) \rightarrow D + \bar{D},$$

zinterpretowany w modelu *charmonium* jako stan  $^3D_1$  o  $J^{PC} = 1^{--}$ . Istnieje też obserwacja dokonana w r. 1977 w DESY (DORIS), świadcząca o istnieniu mezonów powabno-dziwnych w stanie izosingletowym  $F^+ \equiv (c\bar{s})$  o przewidywanym spinie i parzystości  $J^P = 0^-$  oraz  $F^{*+}$  o takim samym składzie kwarkowym, lecz o  $J^P = 1^-$  i masach odpowiednio  $m_F = (2030 \pm 60)$  MeV oraz  $m_{F^*} = 2140 \pm 60$  MeV. Mezony te powstają w procesie łącznej produkcji przy energii 4,4 GeV [9]

$$e^+ + e^- \rightarrow \gamma \rightarrow F + \bar{F}^*$$

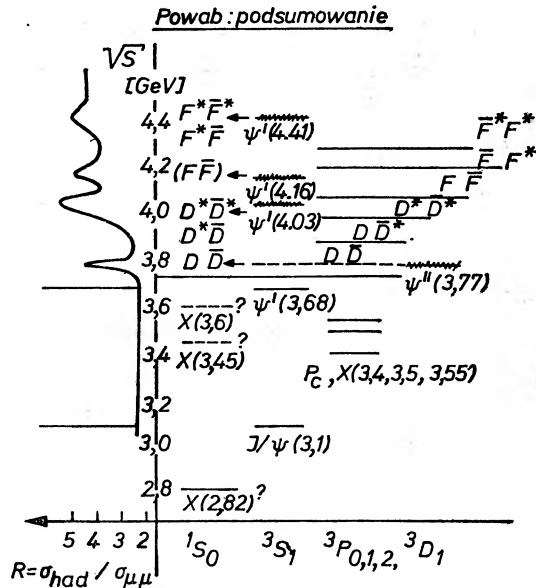
albo

$$e^+ + e^- \rightarrow \gamma \rightarrow F^* + \bar{F},$$

podlegając następnie rozpadom

$$F^* \rightarrow F + \gamma, \quad F \rightarrow \eta + \pi.$$

Jak widać, w ostatnich latach fizyka „powabu” stała się dziedziną stosunkowo dobrze zbadaną, w odróżnieniu od fizyki „piękności”, oczekiwanej przy energiach przewyższających 10 GeV. Dodajmy, że jak dotąd nie zaobserwowano w pierścieniu PETRA ani skoku w wartości  $R$ , ani wąskich rezonansów w przebadanym, co 20 MeV zakresie energii od 29,90 GeV do 31,46 GeV, mogących świadczyć o istnieniu stanów związanych hipotetycznego kwarka „prawdziwego”  $t$  i jego antykwarka —  $\bar{t}$ . Nowy rozdział fizyki „prawdy” nie został jeszcze otwarty!



Rys. 4. Podsumowanie naszej wiedzy o fizyce „powabu”. Rezonanse wąskie, występujące poniżej progu na łączną produkcję  $D^0 \bar{D}^0$ , zaznaczono linią ciągłą; szerokie — powyżej tego progu — linią zakreskowaną; stany, których istnienie nie jest pewne, linią przerywaną i znakiem zapytania. Zaznaczono też progi na łączną produkcję innych, niż para  $D^0 \bar{D}^0$ , mezonów powabnych, a także dowolne stany końcowe przy rozpadzie mezonów  $\psi'$ ,  $\psi''$ .

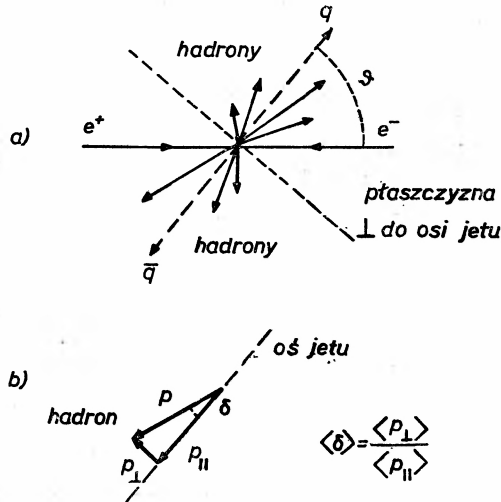
### 3. Jety kwarkowe i promieniowanie gluonowe

Wspomniałem poprzednio, że model kwarków opisuje anihilację  $e^+e^-$  w continuum na hadrony (1) jako proces dwustopniowy, w którym powstająca w pierw parą kwarka i antykwarka  $q\bar{q}$  fragmentuje następnie na hadrony (4). Jeśli energia całkowita w układzie środka masy  $e^+e^-$  jest w przybliżeniu równa podwojonej masie danego kwarka,  $\sqrt{s} \gtrsim 2m_f$ , wytworzona para  $q\bar{q}$  pozostaje praktycznie w spoczynku i rozpada na hadrony mniej więcej izotropowo. Gdy jednak  $\sqrt{s} \gg 2m_f$ , kwarki  $q\bar{q}$  mają duże prędkości i jeśli pędy poprzeczne  $p_\perp$  hadronów względem kierunku wyznaczonego przez rozlatujące się kwarki mają wartości ograniczone, niezależne od energii, to wskutek transformacji Lorentza utworzą się dwa *jety* (strumienie) hadronów o przeciwnych zwrotach i *osi* wyznaczonej przez kierunek rozlotu pary kwarków  $q\bar{q}$ . Średni kąt rozwarcia *jetu*,  $\langle \delta \rangle = \langle p_\perp \rangle / \langle p_\parallel \rangle$ , gdzie  $p_\perp$ ,  $p_\parallel$  są składowymi pędu  $p$  hadronu względem *osi jetu*, będzie wówczas asymptotycznie dążył do zera przy nieograniczonym wzroście energii  $\sqrt{s}$ <sup>9</sup>. Doświadczenia wykonane od czasu pionierskiej pracy grupy SLAC-LBL w Stanfordzie w r. 1975, po raz pierwszy wykazującej eksperymentalnie istnienie *struktury dwujetowej* w produkcji ha-

<sup>9</sup> Istotnie, jeśli średnia krotność cząstek wzrasta logarytmicznie z energią,  $\langle n \rangle = a + b \cdot \ln s$ , oraz  $\langle p_\parallel \rangle \approx \langle p \rangle \approx \frac{\sqrt{s}}{c \langle n \rangle}$ , wówczas z założonej niezależności  $\langle p_\perp \rangle$  od energii wynika  $\langle \delta \rangle = \frac{\langle p_\perp \rangle}{\langle p_\parallel \rangle} \approx \frac{\langle p_\perp \rangle \langle n \rangle}{\sqrt{s}} \sim \frac{1}{\sqrt{s}}$ : *jety „zwązają” się ze wzrostem energii!*

dronów przy anihilacji  $e^+e^-$  [10] potwierdzają malenie wartości  $\langle\delta\rangle$  ze wzrostem energii od  $\langle\delta\rangle\approx 31^\circ$  przy  $\sqrt{s}\approx 4$  GeV do  $17^\circ$  przy 31,6 GeV.

Dla scharakteryzowania *dwujetowej* struktury przypadków, tzn. określenia osi *jetu* na podstawie rozkładu pędów  $p$  obserwowanych hadronów, można np. minimalizować



Rys. 5. Wielkości charakteryzujące jety kwarkowe: (a) osź jetu, (b) średni kąt rozwarcia jetu  $\langle\delta\rangle$

(maksymalizować) sumę kwadratów składowych poprzecznych  $p_{\perp i}$  hadronów  $\sum_i p_{\perp i}^2$  (sumę składowych podłużnych  $\sum_i |p_{\parallel i}|$ ). Osź *jetu* jest wówczas określona jako ten kierunek, dla którego wielkość  $S$  (z ang. *sphericity*;  $T$ , z ang. *thrust*) osiąga minimum (maksimum)

$$S = \frac{3}{2} \frac{(\sum_i p_{\perp i}^2)_{\min}}{\sum_i p_i^2},$$

$$T = \frac{(\sum_i |p_{\parallel i}|)_{\max}}{\sum_i p_i},$$

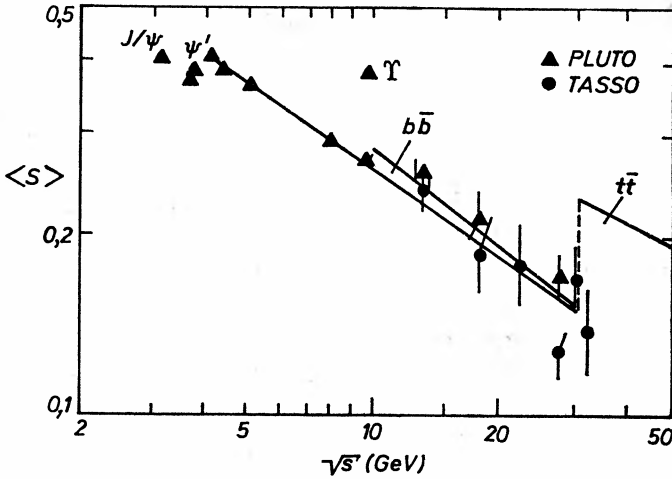
gdzie sumowanie rozciąga się na wszystkie hadrony wyprodukowane w danym oddziaływaniu. Dla przypadków współliniowych skrajnie *jetowych*  $S \rightarrow 0$  i  $T \rightarrow 1$ , podczas gdy dla przypadków sferycznych  $S \rightarrow 1$  i  $T \rightarrow \frac{1}{2}$ <sup>10</sup>. Dane doświadczalne są jakościowo zgodne z przewidywaniem wzrastającej kolimacji hadronów (*jetowości* przypadków) ze wzrostem energii<sup>11</sup>. Okazuje się, że dla  $\sqrt{s} \lesssim 5$  GeV, istnienie *jetów* można wydedukować jedynie na podstawie opisanej wyżej analizy materiału eksperymentalnego, przez porównanie jej wyników z przewidywaniami modelu *jetów* kwarkowych i statystycznego modelu prze-

<sup>10</sup> Rozkład kąta między zrekonstruowaną osi  $S$  i osi  $T$  spada szybko do zera powyżej wartości  $\sim 15^\circ$ . Zachodzą związki  $S \approx \frac{3}{2} \langle\delta^2\rangle$  oraz  $T \approx \sqrt{1 - \langle\delta^2\rangle}$ .

<sup>11</sup> Obserwuje się raczej zależność  $S \sim s^{-1/4}$  niż  $S \sim s^{-1/2}$  (por. przypis 9), w zgodności z przewidywaniami chromodynamiki kwantowej.

strzeni fazowej. Jednakże gdy energia przypadająca na każdy z dwóch *jetów* kwarkowych przewyższa ok. 4 GeV, *struktura dwujetowa* zaczyna stawać się wyraźna.

„Standardowym” modelem *jetów* kwarkowych, stanowiącym podstawę dla wspomnianych wyżej porównań, jest *model fragmentacji kwarków* R. D. Fielda i R. P. Feynmana. Jest on tak ważny i powszechnie stosowany, iż warto przytoczyć kilka zdań wstępnych z oryginalnej pracy opublikowanej w r. 1978, formułujących jego założenia [11]:



Rys. 6. Średnia wartość parametru  $\langle S \rangle$ , stanowiącego miarę „jetowości” przypadków, w funkcji energii w układzie środka masy  $e^+e^-$ . Za pomocą linii ciągłych zaznaczono przewidywane przyczynki pochodzące od kwarków  $u, d, s, c, b$  i  $t$  z uwzględnieniem poprawek chromodynamicznych. Dane nie wskazują na istnienie skoku przewidywanego przy przekroczeniu progu na produkcję pary  $t\bar{t}$ . Wartość parametru  $\langle S \rangle$  dla rezonansu  $\Upsilon$  jest dużo większa niż w sąsiadującym continuum, co sugeruje inny typ przypadków (wg [13])

„Ostatnie dane z CERN-u (ISR) i Laboratorium Fermiego wskazują na to, że *jety* obserwowane w hadronowych zderzeniach o dużym  $p_T$  są podobne do *jetów* występujących w procesach inicjowanych przez leptony (tzn. procesach  $e^+e^-$ ,  $ep$  i  $\nu p$ ). Przypuszcza się, że *jety* obserwowane w obu wypadkach powstają z kwarków, które fragmentują albo rozpadają się kaskadowo na układ hadronów, poruszających się w przybliżeniu wzdłuż kierunku ruchu pierwotnego kwarka”.

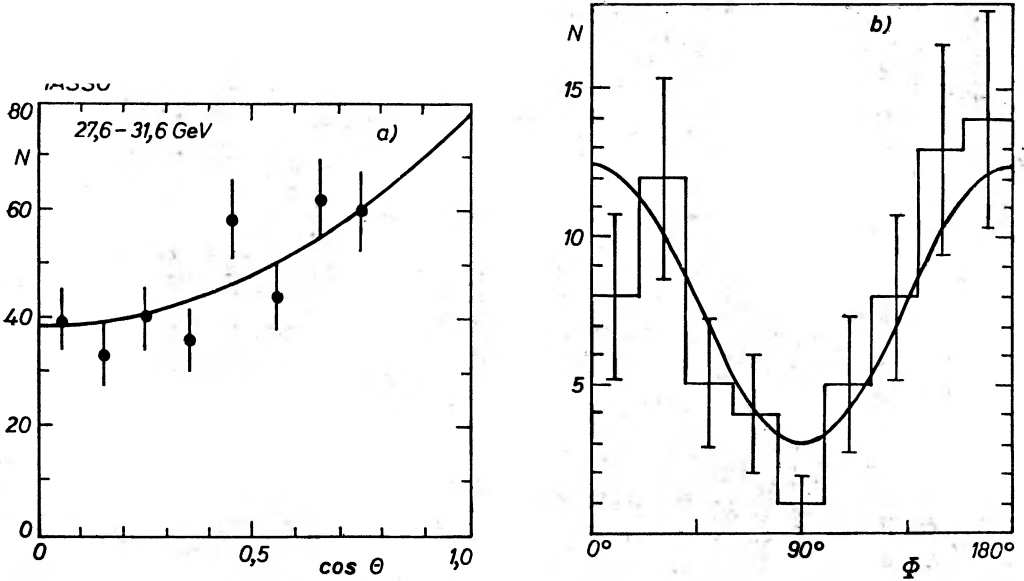
Główną myślą modelu jest założenie, iż:

„(...) kwark typu  $a$ , unoszący pęd  $W_0$  w kierunku  $z$ , kreuje pole koloru, w którym produkowane są nowe pary kwarków i antykwarków. Kwark  $a$  łącząc się następnie z antykwarkiem, np.  $\bar{b}$ , z nowej pary  $\bar{b}b$ , tworzy mezon  $a\bar{b}$ ; pozostały kwark  $b$  łączy się z innym antykwarkiem. Mezon  $a\bar{b}$  można zaobserwować bezpośrednio jako mezon pseudoskalarny; może on też być rezonansem nietrwałym, wektorowym lub o większym spinie, rozpadającym się następnie na mezony obserwowane”.

Model Fielda-Feynmana pozwala w pełni określić strukturę *jetu* kwarkowego przy użyciu jednej, nieznannej funkcji  $f(\eta)$  takiej, iż  $f(\eta)d\eta$  jest prawdopodobieństwem, że mezon pierwotny  $a\bar{b}$  pozostawi ułamek  $\eta$  swego pędu rozwijającej się kaskadzie hadronowej,

oraz trzech parametrów opisujących zapach, spin mezonu pierwotnego i jego pęd poprzeczny. Field i Feynman piszą:

„Wprowadzamy pęd poprzeczny do naszego modelu zakładając, że pary  $q_i\bar{q}_i$ , tworzone dla rozładowania pola koloru, zachowują parami pęd poprzeczny i nie mają żadnego wypadkowego pędu poprzecznego. Kwarkowi  $q_i$  w  $i$ -tej parze przypisuje się pęd  $q_{\perp i}$ , a antykwarkowi — równoważący go pęd  $-q_{\perp i}$ . Rozkład  $q_{\perp i}$  opisuje się funkcją Gaussa  $\exp(-q_{\perp i}^2/2\sigma^2)d^2q_{\perp}$ ”.



Rys. 7. Rozkłady kątowe osi jetu kwarkowego. (a) Rozkład kąta polarnego  $\theta$  względem kierunku wiązki  $e^+$ ; linia ciągła odpowiada rozkładowi  $1 + \cos^2 \theta$  oczekiwanemu dla kwarków o spinie  $\frac{1}{2}$ . (b) Rozkład kąta azymutalnego  $\phi$  względem płaszczyzny promienia kumulującego; linia ciągła odpowiada polaryzacji poprzecznej  $P = 0,85 \pm 0,15$  (wg [13])

Wracając do omawiania obserwacji doświadczalnych *jetów* kwarkowych dodam, że jeśli kwarki mają spin  $\frac{1}{2}$ , to można oczekiwać, iż rozkład kątowy osi *jetu* względem kierunku wiązki pozytonów jest postaci

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} \sim 1 + \cos^2 \theta + P^2 \sin^2 \theta \cos 2\phi, \quad (10)$$

gdzie  $\theta$  jest kątem polarnym, a  $\phi$  — azymutalnym (względem płaszczyzny pierścienia kumulacyjnego);  $P$  jest polaryzacją poprzeczną każdej z wiązek. Rozkłady eksperymentalne, uzyskiwane zarówno przy energiach osiągniętych w pierścieniu SPEAR (Stanford), jak i PETRA (Hamburg), zgodne są ze wzorem (10) świadcząc nie tylko o tym, że *jety* kwarkowe istnieją, lecz także, iż spin kwarków jest  $\frac{1}{2}$ . Będę zapewne wyrazicielem opinii większości fizyków zajmujących się cząstkami elementarnymi stwierdzając, że *produkcja hadronów w anihilacji pozytonów i elektronów przy wielkich energiach zachodzi głównie za pośrednictwem jetów kwarkowych, „zwężających” się ze wzrostem energii.*

Od naszkicowanego wyżej prostego obrazu *dwujetowego* obserwuje się jednak odstępstwa, które — jak się obecnie wydaje — można wyjaśnić na gruncie *chromodynamiki kwantowej*. Przypomnę (por. [2, 5]), iż jest to kwantowa teoria pola opisująca oddziaływanie silne między składnikami hadronu, kwarkami i *gluonami*, za pomocą *pola koloru*, którego kwantami są kolorowe *gluony*. Teorie polowe przewidują możliwość *emisji* kwantów pola: krytycznym sprawdzianem chromodynamiki kwantowej byłoby więc wykrycie takiej emisji — stwierdzenie istnienia *gluonów*. *Gluony*, podobnie jak kwarki, są obiektami kolorowymi, których nie można zaobserwować w stanie swobodnym wskutek — jak podejrzewamy — *zasady uwięzienia koloru*. Wydaje się bowiem, że w przyrodzie mogą występować w stanie swobodnym jedynie obiekty neutralne ze względu na kolor („białe”). Jeśli jednak dopuścimy, że wyemitowane *gluony* fragmentują — znowu podobnie jak kwarki! — na hadrony, to powinniśmy móc zaobserwować takie *promieniowanie gluonowe* jako *jety* hadronów<sup>12</sup>.

Przewiduje się możliwość obserwacji *jetów gluonowych* w dwóch procesach:

(1) przy rozpadzie *rezonansu* wektorowego  $V$  na trzy *gluony*

$$e^+ + e^- \rightarrow \gamma \rightarrow V \rightarrow g + g + g \rightarrow \text{hadrony}; \quad (11)$$

(2) przy emisji *gluonu* przez jeden z kwarków w procesie anihilacji  $e^+e^-$  w *continuum*<sup>13</sup>

$$e^+ + e^- \rightarrow \gamma \rightarrow q + \bar{q} + g \rightarrow \text{hadrony}. \quad (12)$$

Na marginesie dodam, że uwzględnienie emisji *gluonów* modyfikuje stosunek  $R$  wynikający z „naiwnego” modelu kwarków (6); oznaczając stosunek ten symbolem  $R_0$ , dostajemy z uwzględnieniem chromodynamicznej poprawki pierwszego rzędu

$$R = R_0 \left( 1 + \frac{\alpha_s(s)}{\pi} \right),$$

gdzie  $\alpha_s$  jest stałą sprzężenia kwarków z *gluonami*

$$\alpha_s(s) = \frac{12\pi}{(33 - 2N_f) \ln(s/\Lambda^2)};$$

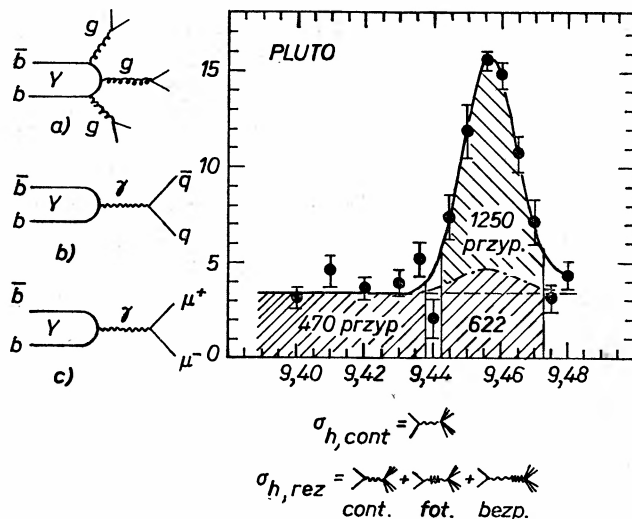
$N_f$  jest liczbą zapachów kwarkowych (np. dla kwarków  $u, d, s, c$  mamy  $N_f = 4$ ), a  $\Lambda$  — stałą o wartości ok. 0,5 GeV. W badanym zakresie energii  $\alpha_s(s) \approx 0,2$ , zatem poprawka chromodynamiczna *podwyższa* wartość  $R$  o ok. 7% względem  $R_0$ .

Przechodząc do omawiania procesu (11) przypomnę, że chromodynamika kwantowa przewiduje rozpad silny mezonu wektorowego  $V \equiv (q\bar{q})$  o  $J^{PC} = 1^{--}$ , tj. o parze  $q\bar{q}$  w stanie *orto*, na trzy bezmasowe *gluony* o spinie 1 (bozony wektorowe [2]), podobnie jak w elektrodynamice kwantowej podstawowym rozpadem elektromagnetycznym orto-

<sup>12</sup> Rozpatrując fragmentację *gluonu* jako proces, w którym *gluon* wpięrow sprzęga się z parą  $q\bar{q}$  rozpadającą się następnie na hadrony można oczekiwać, że *jet gluonowy* będzie miał strukturę „rozmytą”, o większej krotności i mniejszym pędzie średnim dla danej energii. Wynika to stąd, że *gluony* tracą szybciej energię na emisję cząstek wtórnych.

<sup>13</sup> Jest to proces analogiczny do emisji elektromagnetycznego promieniowania hamowania przez elektron, dlatego też mówi się czasem o *gluonowym promieniowaniu hamowania*.





Rys. 8. Całkowity przekrój czynny dla anihilacji  $e^+e^-$  na hadrony dla energii  $\sqrt{s}$  w układzie środka masy  $e^+e^-$  w pobliżu rezonansu  $Y(9,46)$  oraz diagramy odpowiadające rozpadowi  $Y(9,46)$  na: (a) trzy gluony  $g$  (wg chromodynamiki kwantowej); (b) parę kwark-antykwar  $q\bar{q}$  oraz (c) parę mionów  $\mu^+\mu^-$  (wg elektrodynamiki kwantowej) (wg raportu DESY 79/47 (1979))

pozytonium — stanu  $^3S_1$  układu  $e^+e^-$  — jest rozpad na trzy bezmasowe fotony o spinie 1. Trzy *gluony*, podlegając fragmentacji na hadrony, utworzą zatem trzy *jety* hadronowe, których obserwacja jest tym łatwiejsza im większa jest masa  $m_v$  mezonu. Idealnym kandydatem byłby zatem mezon  $V_t \equiv (t\bar{t})$ , dotąd nie obserwowany; pozostają więc do badania mezony z rodziny  $Y \equiv (b\bar{b})$ . Na przykład w wypadku mezonu  $Y(9,46)$  oczekuje się, że rozpada się on bezpośrednio na hadrony,  $\sigma_{h, bezp}$ , w procesie (11) w ok. 90% przypadków; w ok. 10% rozpad na hadrony zachodzi za pośrednictwem wirtualnego fotonu,  $\sigma_{h, fot}$

$$e^+ + e^- \rightarrow \gamma \rightarrow Y(9,46) \rightarrow \gamma \rightarrow q + \bar{q} \rightarrow \text{hadrony},$$

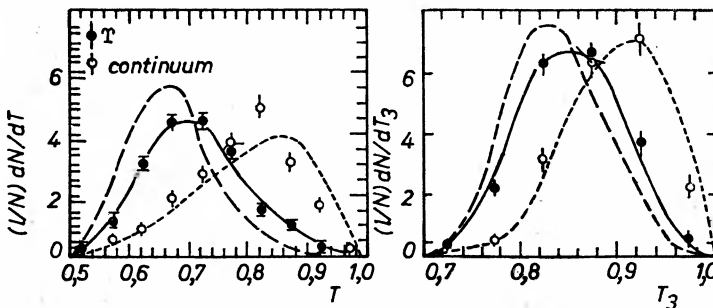
co można oszacować znając względną część rozpadu  $B_{\mu\mu} = (2,1 \pm 1,4)\%$  dla rozpadu na parę mionów

$$e^+ + e^- \rightarrow \gamma \rightarrow Y(9,46) \rightarrow \gamma \rightarrow \mu^+ + \mu^-.$$

Mała wartość średnia energii unoszonej przez trzy *jety gluonowe* uniemożliwia, jak się zdaje, obserwację bezpośrednią struktury *trójjetowej* w rozpadach  $Y(9,46)$ ; trzeba więc przeprowadzić analizę statystyczną podobnie jak w wypadku badania struktury *dwujetowej* w anihilacji  $e^+e^-$  w continuum. Wśród różnych zmiennych używanych w takiej analizie wyróżnia się parametr  $T_3$  (z ang. *triplicity*) stanowiący uogólnienie wielkości  $T$ . Grupując hadrony o pędach  $\vec{p}_i$ , występujące w stanie końcowym, na 3 niepuste klasy  $C_1, C_2, C_3$ , szuka się maksimum wielkości

$$T_3 = \frac{\{|\sum_{C_1} \vec{p}_i| + |\sum_{C_2} \vec{p}_i| + |\sum_{C_3} \vec{p}_i|\}_{\max}}{\sum_{C_1, C_2, C_3} |\vec{p}_i|},$$

zmieniającej się w granicach od  $T_3 = 1$  dla przypadków idealnie *trójjetowych* do  $T_3 = 3\sqrt{3}/8 = 0,65$  — dla idealnie sferycznych. Wyniki analizy przeprowadzonej w DESY (Hamburg) przy użyciu pierścienia DORIS wskazują, że struktura rozpadów  $Y$  jest wyraźnie niespójna zarówno z przewidywaniami modelu *jetów* kwarkowych Fielda–Feynmana, jak i modelu przestrzeni fazowej, zgodna natomiast z przewidywaniami modelu *trójgluonowego* [12]. Wydaje się więc, że *rezonanse Y rozpadają się na trzy gluony* podlegające fragmentacji na hadrony podobnie jak kwarki. Pierwsze próby bezpośredniego wyznaczenia spinu *gluonu* przez pomiar rozkładu kąтового *jetu* o największej energii względem kierunku wiązki pozytonów spójne są z przewidywaną przez chromodynamikę kwantową wartością 1 [13, 14].

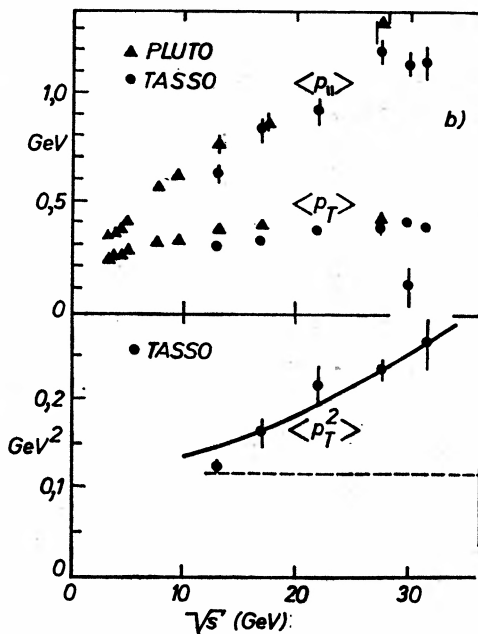
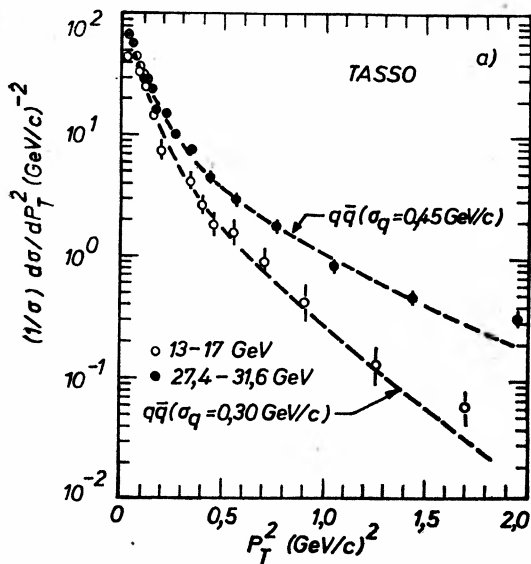


Rys. 9. Porównanie rozkładów doświadczalnych parametrów  $T$  i  $T_3$  z przewidywaniami obliczonymi metodą Monte Carlo przy użyciu modelu trójgluonowego (linia ciągła), przestrzeni fazowej (linia gruba przerywana) i Field–Feynmana (linia cienka przerywana) (wg [12])

Oczekuje się, że emisja *gluonu* przez jeden z kwarków w procesie (12) prowadzi do charakterystycznych zmian w dominującej strukturze *dwujetowej* przypadków anihilacji  $e^+e^-$  w continuum przy wielkich energiach takich, jak między innymi: „poszerzenie” jednego z dwóch *jetów* wskutek emisji *gluonowego promieniowania hamowania* przez jeden z kwarków, nadającej kwarkowi i *gluonowi* dodatkowy pęd poprzeczny  $p_\perp$  przed ich „hadronizacją” (rozpadem na hadrony)<sup>14</sup>; zwiększenie „płaszczyznowości” przypadków ze względu na koplanarność stanu początkowego  $q\bar{q}g$ ; i wreszcie pojawienie się wyraźnej struktury *trzyjetowej* gdy średnia energia *jetu* staje się dostatecznie duża.

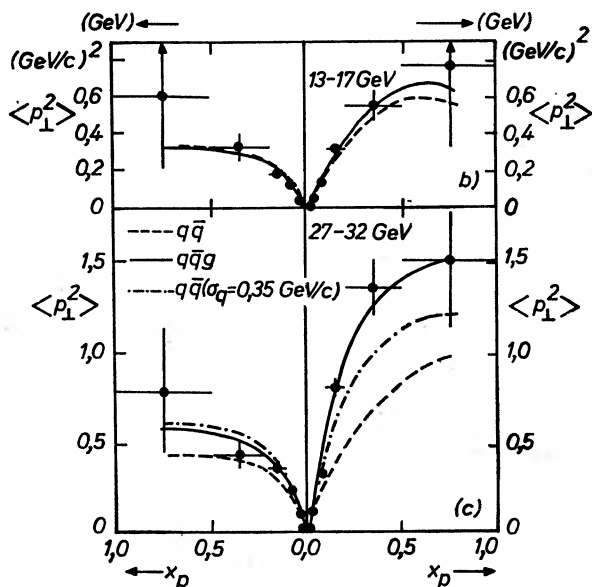
Dane doświadczalne uzyskane ostatnio przez grupy pracujące przy użyciu pierścienia PETRA w DESY (Hamburg), wykazują tendencje zgodne z powyższymi przewidywaniami. Tak więc dla opisu rozkładów średniego pędu poprzecznego  $p_\perp$  musimy zwiększyć wartość stałego z założenia parametru rozkładu  $\sigma_q$  w modelu Fielda–Feynmana od 0,30 GeV/c do 0,45 GeV/c przy wroście energii  $\sqrt{s}$  od 13 ÷ 17 GeV do 27 ÷ 32 GeV. Dzieląc każdy przypadek na dwie połowy płaszczyzną prostopadłą do osi *jetu* i określając  $\langle p_\perp^2 \rangle$  oddzielnie dla obu *jetów*, otrzymuje się rozkłady świadczące o tym, że przy wyższych energiach  $\sqrt{s}$  jeden z *jetów* „poszerza” się bardziej niż można by oczekiwać na podstawie fluktuacji statystycznych przy założeniu modelu Fielda–Feynmana. Co

<sup>14</sup> Ze względu na małą wartość stałej sprzężenia  $\alpha_s$  oczekuje się, że emisja więcej niż jednego *gluonu* jest mało prawdopodobna.



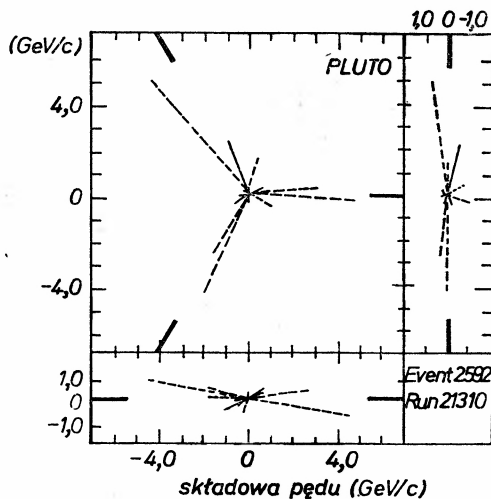
Rys. 10. (a) Całkowity przekrój czynny  $\frac{1}{\sigma} \frac{d\sigma}{dP_T^2}$  w funkcji kwadratu pędu poprzecznego  $P_T^2$  względem osi jetu.

Krzywe obliczono na podstawie modelu Fielda-Feynmana z uwzględnieniem kwarków  $u, d, s, c$  i  $b$  traktując  $\sigma_q$  jako parametr swobodny; (b) zależność od energii  $\sqrt{s}$  w układzie środka masy  $e^+e^-$  średnich wartości  $\langle p_{\parallel} \rangle, \langle p_{\perp} \rangle$  i  $\langle P_T^2 \rangle$  względem osi jetu; krzywa przerywana wynika z modelu Fielda-Feynmana dla  $q\bar{q}$ , krzywa ciągła uwzględnia emisję gluonów  $q\bar{q}g$  (wg raportu DESY 79/61 (1979))



Rys. 11. Średnie wartości  $\langle p_{\perp}^2 \rangle$  w funkcji  $x_p = p/p_{\max}$  oddzielnie dla jetów „wąskich” i „szerokich”. Krzywe przerywane wynikają z modelu Fielda-Feynmana dla  $q\bar{q}$ , krzywa ciągła uwzględnia emisję gluonów  $q\bar{q}g$  (wg raportu DESY 79/57 (1979))

więcej, rozkłady  $\langle p_{\perp}^2 \rangle$  w płaszczyźnie przypadku są wyraźnie *szersze* niż w płaszczyźnie do niej prostopadłej, co wskazuje na wzrost „płaszczyznowości” przypadków. Wreszcie przy najwyższych energiach obserwuje się wyraźną *strukturę trójjetową* przypadków, których liczba znacznie przewyższa oczekiwania wynikające z obliczenia fluktuacji statystycznych dla przypadków *dwujetowych*. Analiza przypadków „płaszczyznowych” potraktowanych jako oddziaływania *trójjetowe* pozwala wyznaczyć średnią wartość pędu poprzecznego  $\langle p_{\perp} \rangle$  względem osi każdego *jetu*. Uzyskana wartość, ok. 0,3 GeV/c, jest taka sama, jak dla oddziaływań *dwujetowych* w modelu Fielda–Feynmana! Wszystkie te obserwacje wydają się świadczyć, że anihilacja  $e^+e^-$  przy wielkich energiach zachodzi dla pewnej liczby przypadków <sup>15</sup> za pośrednictwem *trzech obiektów pierwotnych*, z których każdy ujawnia się w stanie końcowym w postaci *jetu hadronowego*. Najprostszego wyjaśnienia tych obserwacji dostarcza chromodynamika kwantowa postulując emisję *gluonowego promieniowania hamowania*. Kończąc swój wykład na konferencji w Goa (Indie), dotyczący nowych wyników uzyskanych dla anihilacji  $e^+e^-$  przy użyciu pierścienia PETRA, dyrektor DESY, H. Schopper powiedział [13]:



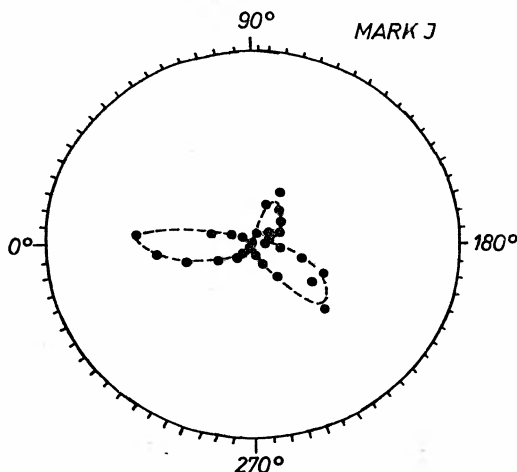
Rys. 12. Przypadek trójjetowy przy energii  $\sqrt{s} = 31,6$  GeV

„W podsumowaniu można powiedzieć, że uzyskano dowód istnienia *gluonowego promieniowania hamowania*. (...) Według mojej opinii, całość wspomnianych wyżej wyników doświadczalnych czyni jakiegokolwiek inne ich wyjaśnienie bardzo mało prawdopodobnym.

Wniosek o istnieniu *gluonów* można wyciągnąć zarówno z badania rozpadu  $Y$  jak i *gluonowego promieniowania hamowania*. Analiza rozpadu  $Y$  dostarcza też dowodów świadczących o wektorowym charakterze *gluonów*. Do udowodnienia

<sup>15</sup> Jak dotąd nie wyznaczono częstości tego procesu ze względu na trudności w znormalizowaniu wyników różnych eksperymentów. Jednakże w każdym z nich liczba przypadków „płaszczyznowych” jest zgodna z przewidywaniami chromodynamiki kwantowej [13].

pozostaje jeszcze podstawowe przewidywanie chromodynamiki kwantowej, a mianowicie samoodziaływanie *gluonów* wynikające z ich koloru. Niestety, nie ma łatwego sposobu zbadania tego zjawiska”.



Rys. 13. Rozkład energii w płaszczyźnie przypadków trójjetowych; wartości energii są proporcjonalne do odległości radialnych. Linia przerywaną zaznaczono przewidywania elektrodynamiki kwantowej uwzględniając emisję gluonów  $q\bar{q}g$  (wg [5])

#### 4. Ku większym energiom!

Obserwacja *promieniowania gluonowego* w DESY stanowiła niewątpliwie najważniejsze osiągnięcie fizyki  $e^+e^-$  w r. 1979. Dalsze badania w tym zakresie powinny przynieść potwierdzenie wstępnych informacji o spinie *gluonów*, a także przyczynić się do zbadania wspomnianego wyżej samoodziaływania *gluonów*, tzn. *sprzężenia trójgluonowego*, stanowiącego charakterystyczną cechę chromodynamiki kwantowej. Przewidywany wpływ tego sprzężenia na *jety gluonowe* winien polegać na zwiększeniu krotności oraz „poszerzeniu” jetów względem ich osi (por. przypis 12).

Jak widzieliśmy, struktura *jetowa* staje się coraz wyraźniejsza w miarę wzrostu średniej energii *jetu*. Dlatego też dalszy postęp badań w fizyce  $e^+e^-$  wymaga przejścia do jeszcze wyższych energii  $\sqrt{s}$  w układzie środka masy pozytonu i elektronu. W r. 1980 energia osiągnięta w pierścieniu PETRA winna osiągnąć planowaną wartość  $2 \cdot 19 \text{ GeV} = 38 \text{ GeV}$ ; nasuwa się więc pytanie czy jest to energia wystarczająca do wytworzenia mezonu wektorowego  $V_i$ , stanowiącego stan związany  $i\bar{i}$ ? Zakładając podobne stosunki mas dla stanów podstawowych mezonów wektorowych (patrz tabl. 1) oczekuje się, że skoro

$$\frac{m_{J\psi}}{m_\phi} \approx 3,036; \quad \frac{m_Y}{m_{J\psi}} \approx 3,054$$

czyli

$$\frac{m_{J\psi}}{m_\phi} \approx \frac{m_Y}{m_{J\psi}},$$

to

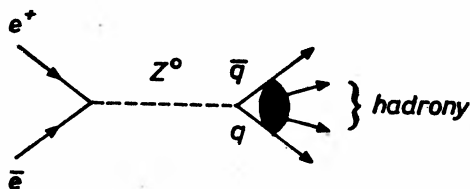
$$\frac{m_Y}{m_{J/\psi}} \approx \frac{m_{\nu_e}}{m_Y},$$

skąd

$$m_{\nu_e} \approx \frac{m_Y^2}{m_{J/\psi}} \approx 28,9 \text{ GeV}.$$

Przy tej wartości masy nie zaobserwowano jednak żadnych anomalii w przebiegu zależności stosunku  $R$  od energii  $\sqrt{s}$  (patrz wyżej). Dodam, że z rozważań wyższych symetrii wynika, iż  $m_{\nu_e} \approx 54 \text{ GeV}$  [13], poza zakresem energii osiągniętych w pierścieniu PETRA.

Większe energie będą osiągalne dopiero w pierścieniu  $e^+e^-$  HERA, który ma być uruchomiony w r. 1985 w DESY (Hamburg). Pierścień ten, o obwodzie 6,5 km i świetlności  $10^{32} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ , ma nadawać wiązkom pozytonów i elektronów energie 35 GeV (tzn.  $\sqrt{s} = 2 \cdot 35 \text{ GeV} = 70 \text{ GeV}$ ). Jeszcze wyższe energie, pomiędzy 22 a 130 GeV na wiązkę, przy planowanej wartości 86 GeV (tzn.  $\sqrt{s} = 2 \cdot 86 \text{ GeV} = 176 \text{ GeV}$ ) winny być osiągnięte w pierścieniu LEP (CERN, Genewa). Ostateczna decyzja o budowie tego pierścienia o obwodzie 30,6 km<sup>16</sup> i świetlności  $10^{32} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ , zapadnie w połowie 1981 r. Przy tak wielkich energiach oczekuje się możliwości zaobserwowania neutralnego bozonu pośredniego  $Z^0$  o masie ok. 90 GeV (por. [2]). Bozon ten, zgodnie z *jednolitą*



Rys. 14. Diagram Feynmana dla anihilacji  $e^+e^-$  za pośrednictwem wirtualnego bozonu pośredniego  $Z^0$  na parę kwarków  $q\bar{q}$  podlegającą fragmentacji na hadrony

*teorią oddziaływania elektroslabego* Glashowa–Weinberga–Salama, laureatów nagrody Nobla przyznanej im w r. 1979 za to osiągnięcie, winien powstawać w stanie wirtualnym w anihilacji  $e^+e^-$ , podobnie jak foton  $\gamma$  (por. (1)), prowadząc do końcowego stanu hadronowego

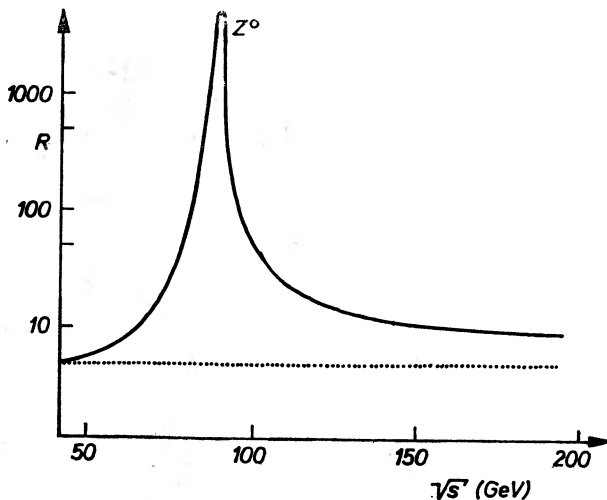
$$e^+ + e^- \rightarrow Z^0 \rightarrow \text{hadrony}$$

za pośrednictwem sprzężenia z parą kwarka i antykwarka  $q\bar{q}$  (por. (4)).

$$e^+ + e^- \rightarrow Z^0 \rightarrow q + \bar{q} \rightarrow \text{hadrony}.$$

Oczekuje się, że proces taki ujawni się w przebiegu zależności stosunku  $R$  od energii  $\sqrt{s}$  w postaci wyraźnego rezonansu w pobliżu 90 GeV.

<sup>16</sup> Obwód pierścienia PETRA wynosi tylko 2,3 km, a osiągnięta dotychczas świetlność  $3 \cdot 10^{30} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$  przy energii 27,4 GeV; definicja świetlności podana jest w notce 7.



Rys. 15. Przewidywania teorii oddziaływania elektroslabego Glashowa–Weinberga–Salama dla przebiegu stosunku  $R$  w zależności od energii  $\sqrt{s}$  w układzie środka masy  $e^+e^-$  w pobliżu masy  $m_{Z^0} = 90$  GeV (wg [9])

Zakończę obszernym cytatem z wykładu C. H. Llewellyn Smitha na temat fizyki, która ma być uprawiana przy użyciu LEP-u, wygłoszonego w Laboratorium Rutherforda w r. 1979 [15].

„Wiedza nasza o strukturze materii uległa dramatycznej zmianie w ciągu ostatnich dziesięciu lat. W wyniku tego postępu, podsumowanego niżej, możemy obecnie zadawać nowe pytania o wielkim znaczeniu naukowym; LEP jest najlepszym przyrządem prowadzącym do znalezienia na nie odpowiedzi.

#### LATA SZEŚCZDZIESIĄTE

##### *Składniki*

Leptony:  $(\nu_e, e)$   
 $(\nu_\mu, \mu)$  — dlaczego?  
 Hadrony: ponad 100  
 $(\pi, K, \rho, N, N^*, \dots)$

##### *Oddziaływania*

Silne — teoria nieznaną  
 Słabe — teoria nieznaną  
 Elektromagnetyczne  
 Grawitacyjne

#### DZISIAJ

$+(\nu_\tau, \tau)?$

składają się z kwarków  
 $(u, d, s, c, b, \dots?)$

chromodynamika kwantowa (najlepsza kandydatura)  
 ujednoczone w teorii cechowania  $SU(2) \times U(1)$

Patrząc na tę tablicę zaczynamy dostrzegać problemy, które chcielibyśmy badać przy użyciu nowych urządzeń eksperymentalnych. Po pierwsze zauważmy, że duża część dzisiejszego modelu „standardowego” pozostaje niesprawdzona. Na przykład teorie z cechowaniem prowadzą do wniosku, że oddziaływanie słabe musi być

przenoszone przez masywne bozony cechowania  $W^\pm$  i  $Z^0$ , lecz dotychczas nie mamy *żadnego* dowodu bezpośredniego świadczącego o istnieniu tych cząstek. Co więcej, potrzebujemy bardziej bezpośrednich dowodów na rzecz chromodynamiki kwantowej, będącej kandydatem teorii z cechowaniem oddziaływań silnych, oraz musimy kontynuować poszukiwania kwarków swobodnych (myśl, że kwarki są trwale uwiązane wewnątrz hadronów jest częścią obecnego dogmatu lecz nie zostało wykazane, iż jest to konieczną konsekwencją chromodynamiki kwantowej)".

Oto więc niektóre z najważniejszych pytań: czy oddziaływania elektroslabe i silne są rzeczywiście dobrze opisywane przez teorie z cechowaniem (czy istnieją bozony pośrednie  $W^\pm$ ,  $Z^0$ ; jakie są własności *gluonów*; czy kwarki mogą istnieć w stanie swobodnym)? Ile jest leptonów i kwarków (czy istnieje zasada określająca ich liczbę oraz widmo mas); czy kwarki są obiektami złożonymi (pytanie przejawiające się coraz częściej w rozważaniach teoretycznych); jaki mechanizm jest odpowiedzialny za nadawanie masy bozonom  $W^\pm$ ,  $Z^0$ , kwarkom i leptonom (czy jest nim mechanizm Higgsa)?

Można oczekiwać, że fizyka anihilacji pozytonów i elektronów przy energiach jeszcze wyższych, niż osiągane obecnie, przyniesie zadowalające odpowiedzi na te pytania w najbliższym dziesięcioleciu.

#### Literatura

- [1] R. Gokieli, A. Ziemiński, *Postępy Fizyki* **31**, 269 (1980).
- [2] J. Zakrzewski, *ibid.* **31**, 33 (1980).
- [3] B. Richter, *ibid.* **29**, 175 (1978).
- [4] S. C. C. Ting, *ibid.* **29**, 147 (1978).
- [5] J. Zakrzewski, *ibid.* **29**, 45 (1978).
- [6] R. F. Schwitters, K. Strauch, *Ann. Rev. Nucl. Sci.* **26**, 89 (1976).
- [7] G. Flügge, raport DESY 79/37 (1979).
- [8] W. Bacino i in., *Phys. Rev. Lett.* **40**, 671 (1978).
- [9] R. Brandelik i in., *Phys. Lett.* **70B**, 132 (1977).
- [10] G. Hanson i in., *Phys. Rev. Lett.* **35**, 1609 (1975).
- [11] R. D. Field, R. P. Feynman, *Nucl. Phys.* **B136**, 1 (1978).
- [12] S. Brandt, raport DESY 79/43 (1979).
- [13] H. Schopper, raport DESY 79/79 (1979).
- [14] H. Meyer, raport DESY 79/81 (1979).
- [15] C. H. Llewellyn Smith, raport Rutherford Laboratory RL-79-098 (1979).



*Sheldon Lee Glashow*

Lyman Laboratory of Physics  
Harvard University  
Cambridge, USA

## Ku zunifikowanej teorii — wątki gobelinu \*

### Towards a Unified Theory — Threads in a Tapestry

#### 1. Wstęp

W r. 1956, gdy zacząłem zajmować się fizyką teoretyczną, fizyka cząstek elementarnych była jak kołdra z różnorodnych ścinków. Elektrodynamika, oddziaływania słabe i oddziaływania silne były oddzielnymi wyraźnie działami, oddzielnie nauczonymi i badanymi. Nie było spójnej teorii opisującej je łącznie. Takie osiągnięcia jak obserwacja niezachowania parzystości, sukcesy elektrodynamiki kwantowej, odkrycie rezonansów hadronowych i pojawienie się dziwności stanowiły dobrze określone fragmenty obrazu, lecz trudno je było ze sobą połączyć.

Stan ten uległ zmianie. Dzisiaj mamy tak zwaną „standardową teorię” cząstek elementarnych, w której oddziaływania silne, słabe i elektromagnetyczne wynikają razem z pewnej zasady symetrii lokalnej. W pewnym sensie jest to pełna i jawnie poprawna teoria, dająca opis jakościowy wszystkich zjawisk w dziedzinie cząstek elementarnych i w wielu wypadkach dokładne przewidywania ilościowe. W zasadzie, choć jeszcze nie w praktyce, wszystkie dane doświadczalne można wyrazić przez małą liczbę „fundamentalnych” mas i stałych sprzężenia. Teoria, jaką mamy, jest integralnym dziełem sztuki: kołdra z różnorodnych ścinków stała się gobelinem.

Gobeliny są tworzone przez wielu pracujących wspólnie artystów. Wkładu poszczególnych osób nie można rozpoznać w ukończonym dziele, luźne i fałszywe nici zostały zakryte. Podobnie jest w naszym obrazie fizyki cząstek. Częścią obrazu jest unifikacja oddziaływań słabych i elektromagnetycznych i wynikające z niej prądy neutralne, co obecnie zostało uhonorowane przyznaniem Nagrody Nobla. Inna część dotyczy racjonalnej ewolucji hipotezy kwarków od zabawnej fanaberii do ustanowionego dogmatu.

\* Wykład noblowski, wygłoszony 8 grudnia 1979 r. w Sztokholmie, został przetłumaczony za zgodą Autora i Fundacji Nobla. [Translated with permission. Copyright © 1980 by the Nobel Foundation]. Tekst wykładu w języku angielskim ukazał się w *Rev. Mod. Phys.* **52**, 539 (1980). (Przyp. Red.).

Jeszcze inną jest przekształcenie się chromodynamiki kwantowej w możliwą do przyjęcia, silną i dającą przewidywania teorię silnych oddziaływań. Wszystko jest utkane razem w gobelinie; jedna część ma mały sens bez drugiej. Nawet powstanie teorii oddziaływań elektroślabych nie było tak proste i bezpośrednie, jak by mogło być. Nie narodziła się ona w pełni rozwinięta w umyśle jednego fizyka, czy nawet trzech. Teoria ta była także wynikiem zespołowego wysiłku wielu uczonych, zarówno eksperymentatorów jak i teoretyków.

Chciałbym podkreślić, że nie wierzę, aby teoria standardowa przetrwała długo jako poprawny i pełny obraz fizyki. Wszystkie oddziaływania mogą być niezmiennicze względem cechowania, ale z pewnością muszą znaleźć się w grupie unifikującej. Prowadzi to do istnienia nowego i bardzo słabego oddziaływania, które doprowadza do rozpadu protonu. Taka synteza oddziaływań słabych, silnych i elektromagnetycznych nosi nazwę „wielkiej teorii unifikowanej”, lecz teoria nie może być ani wielka, ani zunifikowana, jeśli nie włącza do opisu zjawisk grawitacyjnych. Nadal jesteśmy daleko od naprawdę wielkiego planu Einsteina.

Fizyka w ostatnim stuleciu charakteryzowała się częstymi i wielkimi, ale nieoczekiwanymi odkryciami doświadczalnymi. Jeśli teoria standardowa byłaby poprawna, nadszedłby kres tych czasów. Pozostałoby do odkrycia tylko kilka ważnych cząstek i wiele ich właściwości byłoby znanych z góry. Na pewno tak nie będzie, Przyroda musi nadal mieć nieco ukrytych dla nas niespodzianek.

Standardowa teoria okaże się jednak użyteczna w nadchodzących latach. Poprzedni nieporządek został obecnie zastąpiony prostą i elegancką syntezą. Teoria standardowa może przetrwać jako część ostatecznej teorii lub może okazać się zasadniczo błędna. W każdym wypadku odegra ona rolę ważnego przystanku i następna teoria będzie lepsza.

W tym wykładzie nie będę starał się opisać ani całego gobelinu, ani nawet tej jego części, która jest syntezą oddziaływań elektroślabych i jej potwierdzeniem doświadczalnym. Omówię raczej kilka starych wątków, na ogół później przetkanych, które wiążą się silnie z moimi własnymi badaniami. Moim celem będzie nie tyle wyjaśniać, kto co kiedy zrobił, co podjąć trudniejsze zagadnienie: dlaczego sprawy wzięły taki obrót? Prześlę także kilka nowych wątków, które mogą odegrać rolę w dalszym rozwoju tego gobelinu.

## 2. Wczesne modele

W latach dwudziestych nadal wierzono, że są tylko dwa oddziaływania podstawowe: grawitacja i elektromagnetyzm. Podejmując próbę ich unifikacji, Einstein mógł mieć nadzieję na sformułowanie uniwersalnej teorii fizycznej. Badania jądra atomowego ujawniły jednak wkrótce potrzebę dwu dalszych oddziaływań: oddziaływania silne utrzymywały jądro razem, zaś słabe pozwalały mu na rozpad. Yukawa postawił problem, czy istnieje głębsza analogia między tymi nowymi siłami a elektromagnetyzmem. Według niego wszystkie siły wynikałyby z wymiany bozonów. Jego hipotetyczne mezony były początkowo zaproponowane jako cząstki pośredniczące zarówno w silnych jak i w słabych oddziaływaniach: sprzęgały się one silnie z nukleonami i słabo z leptonami. Ta pierwsza próba unifikacji oddziaływań słabych i silnych była przedwczesna o całe czterdzieści lat.

Warto dodać, że Yukawa mógł już być przewidzieć istnienie prądów neutralnych. Jego mezon neutralny, istotny dla zapewnienia niezmienniczości ładunkowej sił jądrowych, sprzęgał się także słabo z parami leptonów.

Oddziaływania elektromagnetyczne nie tylko przenoszone są przez fotony, ale powstają także z żądania niezmienniczości względem lokalnej transformacji cechowania. Idea ta została w 1954 r. uogólniona na wypadek nieabelowych grup symetrii lokalnej [1]. Wkrótce stało się jasne, że mogłaby istnieć dalej idąca analogia między elektromagnetyzmem i innymi siłami. One także mogłyby wynikać z zasady niezmienniczości względem cechowania.

W tym miejscu powstaje pewna trudność. Wszystkie bozony cechowania muszą być bezmasowe, a tymczasem tylko foton jest bezmasowy. W jaki sposób inne bozony cechowania uzyskują swe masy? Pytanie to pozostawało bez dobrej odpowiedzi aż do ukazania się prac Weinberga i Salama [2], co udowodnił 't Hooft [3] dla spontanicznie naruszonych teorii z cechowaniem oraz Gross, Wilczek i Politzer [4] dla teorii z cechowaniem bez naruszenia symetrii. Przed pojawieniem się tych prac masy bozonów były po prostu wprowadzane *ad hoc*.

Sakurai zasugerował w r. 1960, że oddziaływania silne winny wynikać z zasady niezmienniczości względem cechowania [5]. Stosując konstrukcję Yanga-Millsa do grupy symetrii izospinu i hiperładunku, przewidział on istnienie mezonów  $\rho$  i  $\omega$ . Była to pierwsza fenomenologiczna teoria z grupą cechowania  $SU(2) \times U(1)$ . Gell-Mann i Ne'eman rozszerzyli ją w 1961 r. [6] na grupę transformacji lokalnych  $SU(3)$ . Te wczesne próby sformułowania teorii z cechowaniem dla silnych oddziaływań były jednak skazane na niepowodzenie. W dzisiejszym języku możemy powiedzieć, że wykorzystywały one „zapach” jako istotną zmienną dynamiczną zamiast ukrytej i wtedy nieznannej zmiennej „koloru”. Prace te jednak przygotowały grunt do powstania w dziesięć lat później chromodynamiki kwantowej.

Wczesne badania jądrowego rozpadu  $\beta$  wydawały się wskazywać, że oddziaływanie to jest mieszaniną  $S$ ,  $T$  i  $P$ <sup>1</sup>. Dopiero po odkryciu niezachowania parzystości i odrzuceniu wielu błędnych doświadczeń stało się jasne, że oddziaływania słabe są w rzeczywistości typu  $V-A$ . Synteza dokonana przez Feynmana i Gell-Manna oraz Marshaka i Sudarshana była niezbędnym ogniwem przejścia do teorii z cechowaniem dla oddziaływań słabych [7]. Pierwszą teorię z grupą cechowania  $SU(2)$  dla słabych oddziaływań sformułował w r. 1958 Bludman [8]. Nie została jednak podjęta żadna próba włączenia elektromagnetyzmu. Model zawierał zwykłe oddziaływania z prądami naładowanymi i dodatkowo układ sprzężeń z prądem neutralnym. Miały one to samo napięcie i postać co w obecnej teorii w granicy znikającego kąta mieszania słabych oddziaływań. Oczywiście teoria z cechowaniem tylko dla słabych oddziaływań nie może być renormalizowalna. Oddziaływania słabe i elektromagnetyczne muszą dlatego być zunifikowane.

Schwinger już w 1956 r. wierzył, że oddziaływania słabe i elektromagnetyczne powinny być łącznie opisane przez teorię z cechowaniem [9]. Bozonami cechowania miałyby być bezmasowy foton i naładowany wektorowy bozon pośredniczący o masie różnej od zera.

<sup>1</sup>  $S$  oznacza tu oddziaływanie skalarne,  $P$  — pseudoskalarne,  $T$  — tensorowe i dalej  $V$  — wektorowe,  $A$  — aksjalne (przyj. Red..).

Jako student Schwingera przyjąłem tę wiarę. W swej pracy doktorskiej na Uniwersytecie Harvarda w r. 1958 napisałem: „Posiadanie potencjalnie renormalizowalnej teorii procesów  $\beta$  bez możliwości renormalizacji elektrodynamiki przedstawia małą wartość. Chcielibyśmy zasugerować, że teorię tych dwu oddziaływań możliwą do przyjęcia można uzyskać rozważając je łącznie...” [10]. Użyliśmy oryginalnej teorii Yanga i Millsa z grupą cechowania  $SU(2)$ . Trzeba było wszystko tak ułożyć, aby prąd naładowany, a nie neutralny (elektromagnetyczny), naruszał zasadę zachowania parzystości i dziwności. Teorię taką można było technicznie skonstruować, lecz była ona brzydka i doświadczalnie błędna [11]. Wiemy teraz, że istnieją prądy neutralne i że grupa cechowania dla oddziaływań elektro-słabych musi być większa niż  $SU(2)$ .

Inną syntezę oddziaływań elektro-słabych bez prądów neutralnych przedstawili w 1959 r. Salam i Ward [12]. Znowu nie udało im się włączyć doświadczalnego faktu naruszenia parzystości. Nawiasem mówiąc, kontynuując tę pracę, w 1961 r. zasugerowali oni teorię z cechowaniem dla silnych, słabych i elektromagnetycznych oddziaływań, opartą na grupie symetrii lokalnej  $SU(2) \times SU(2)$  [13]. Była to godną uwagi zapowiedź akceptowanego dzisiaj modelu  $SU(3) \times SU(2) \times U(1)$ .

Dochodzimy w ten sposób do mojej pracy [14], wykonanej w Kopenhadze w 1960 r., niezależnie od Salama i Warda [15]. Naszym wynikiem było ostatecznie, że do opisu oddziaływań elektro-słabych jest konieczna grupa cechowania większa niż  $SU(2)$ . Salam i Ward zostali urzeczeni nieodpartym pięknem teorii z cechowaniem. Ja sądziłem, że dostrzegłem drogę do schematu renormalizowalnego. Do grupy  $SU(2) \times U(1)$  doszedłem przez analogię do przybliżonej grupy symetrii izospinu i hiperładunku dla oddziaływań silnych. W modelu były dwa neutralne bozony pośredniczące: bezmasowy foton i posiadający masę bozon wektorowy, który nazwałem  $B$ , a obecnie jest znany jako  $Z$ . Kąt mieszania słabych oddziaływań określał, jakiej kombinacji liniowej  $SU(2) \times U(1)$  odpowiadają generatory  $B$ . Dokładna postać przewidzianego oddziaływania z prądem neutralnym została potwierdzona przez ostatnie dane doświadczalne. Natężenie prądu neutralnego nie było jednak ustalone i model nie był w rzeczywistości renormalizowalny. Te widoczne braki były poprawione w pracach Salama i Weinberga i w późniejszym dowodzie renormalizowalności. Oprócz tego model ten dotyczył tylko leptonów i oczywiście nie mógł być w sposób oczywisty rozszerzony na hadrony.

### 3. Renormalizowalność

W późnych latach pięćdziesiątych wiadano, częściowo dzięki pracy Salama, że elektrodynamika kwantowa i teoria mezonów pseudoskalarnych są renormalizowalne. Żaden ze zwykłych modeli słabych oddziaływań — z naładowanymi wektorowymi bozonami pośredniczącymi czy z bezpośrednim sprzężeniem czterofermionowym — nie spełniał tego istotnego wymagania. Moja praca doktorska na Uniwersytecie Harvarda, wykonana pod kierunkiem Juliana Schwingera, wiązała się z wiarą mojego nauczyciela w zunifikowaną teorię z cechowaniem dla oddziaływań elektro-słabych. Znalazłem powód, aby wierzyć, że taka teoria jest mniej osobliwa niż inne teorie. Feinberg, analizując teorię z naładowanymi wektorowymi bozonami pośredniczącymi, odkrył, że pewien typ roz-

bieżności skraca się dla szczególnej wartości anomalnego momentu magnetycznego bozonu [6]. Nie odpowiadało to „minimalnemu sprzężeniu elektromagnetycznemu”, lecz właściwościom magnetycznym wymaganym przez teorię z cechowaniem. Tzou Kuo-Hsien zbadał w granicy zerowej masy elektrodynamikę naładowanych bozonów wektorowych [17]. Znowu rozsądny wynik otrzymuje się tylko dla bardzo szczególnego wyboru dipolowego momentu magnetycznego i kwadrupolowego momentu elektrycznego, dokładniej, dla wartości odpowiadających teorii z cechowaniem. Czy był to tylko przypadek, że elektromagnetyzm naładowanych bozonów wektorowych był najmniej patologiczny w teorii z cechowaniem?

Pod wpływem tych szczególnych właściwości teorii z cechowaniem napisałem powszechnie znaną pracę [18]. Sugerowałem, że teoria z cechowaniem, z lekkim naruszeniem symetrii, tzn. z naruszeniem symetrii przez bezpośrednio wprowadzone człony masowe, jest renormalizowalna. Szybko wykazano, że nie jest to prawdą.

W r. 1970 pokazaliśmy z Iliopoulosem, że szeroka klasa rozbieżności, które mogłyby wystąpić, skracałaby się w takiej teorii z cechowaniem [19]. Wykazaliśmy, że naiwne rozbieżności rzędu  $(\alpha\Lambda^4)^n$  redukują się do „zaledwie”  $(\alpha\Lambda^2)^n$ , gdzie  $\Lambda$  jest parametrem obcięcia dla pędu. Było to chyba najtrudniejsze twierdzenie, które ja czy Iliopoulos kiedykolwiek udowodniliśmy. Na dodatek nasz trud był daremny. Wiosną 1971 r. Veltman poinformował nas, że jego student Gerhart't Hooft udowodnił renormalizowalność spontanicznie naruszonej teorii z cechowaniem.

Nad zagadnieniem renormalizacji pracowałem usilnie, lecz całkowicie zmarnowałem okazję. Symetria cechowania jest symetrią dokładną ale ukrytą. Nie wolno dodawać bezpośrednio członów masowych. Kluczem do całego problemu jest idea spontanicznego naruszenia symetrii: praca Goldstone'a rozszerzona na teorie z cechowaniem przez Higgsa i Kibble'a w 1964 r. [20]. Nie myśleli oni nigdy o zastosowaniu swej pracy nad formalną teorią pola do modelu o znaczeniu fenomenologicznym. Rozmawiałem wielokrotnie z Goldstone'em i Higgsem w r. 1960. Czy zapomniałem im powiedzieć o swym modelu  $SU(2) \times U(1)$ , czy też oni po prostu o nim zapomnieli?

Zarówno Salam, jak i Weinberg mieli poważne doświadczenie w formalnej teorii pola i obaj współpracowali z Goldstone'em nad spontanicznym naruszeniem symetrii. Spoglądając teraz wstecz, nie jest wcale zaskakujące, że to właśnie oni pierwsi użyli tego klucza. Ich symetria cechowania  $SU(2) \times U(1)$  była spontanicznie naruszona. Masy  $W$  i  $Z$  oraz zjawiska związane z prądem neutralnym zależały od jednego mierzalnego parametru, a nie od dwóch jak w moim nierenormalizowalnym modelu. Natężenie prądów neutralnych zostało przewidziane poprawnie. Śmiała hipoteza Weinberga i Salama o renormalizowalności została udowodniona w 1971 r. Prądy neutralne zostały odkryte w 1973 r. [21], ale do 1978 r. nie było jasne, czy mają one dokładnie przewidziane właściwości [22].

#### 4. Prądy neutralne zmieniające dziwność

W latach 1961—1970 prawie poniechałem idei teorii z cechowaniem dla oddziaływań elektrosłabych. Jednym z wielu powodów była porażka w moim naiwnym ataku na renormalizowalność. Innym było powstanie udanego opisu oddziaływań silnych — sche-

matu symetrii unitarnej  $SU(3)$  Gell-Manna i Ne'emana, zgodnego z danymi doświadczalnymi. Teoria ta wyrażona była początkowo jako teoria z cechowaniem i z mezonami cechowania  $\rho$ ,  $\omega$ ,  $K^*$ . Całkowicie niemożliwe było wtedy wyobrażenie sobie, w jaki sposób oddziaływania zarówno silne jak i słabe mogłyby być opisywane przez teorię z cechowaniem: nie było po prostu dość miejsca na komutujące struktury prądów słabych i silnych. Kto mógł przewidzieć sukces kwarków i przesunięcie się pola działania  $SU(3)$  z zapachu na kolor? Przewidywania symetrii unitarnej były potwierdzone — spodziewana cząstka  $\Omega^-$  została odkryta w 1964 r. Algebrę prądów stosowano z sukcesami. Oddziaływania silne opanowały scenę.

Gdy w 1960 r. doszedłem do modelu  $SU(2) \times U(1)$ , rozważałem możliwe rozszerzenie, umożliwiające włączenie hadronów. Konstruowanie modelu tylko z leptonami wydawało się bez sensu: jądrowy rozpad  $\beta$  był przecież pierwszym i najważniejszym problemem. Jedna rzecz wydawała się jasna, a mianowicie, że prąd naładowany nie zachowujący dziwności będzie narzucał prądowi neutralnemu także niezachowanie dziwności. Wiedzano już dobrze, że prądy-neutralne zmieniające dziwność są albo silnie stłumione, albo ich nie ma. Doszedłem do wniosku, że bozon  $Z^0$  winien być o wiele cięższy niż  $W^\pm$ . Wówczas było to arbitralne, ale dozwolone posunięcie: mechanizm naruszenia symetrii był nieznan. „Rozwiązałem” problem prądów neutralnych zmieniających dziwność przez stłumienie wszystkich prądów neutralnych: dziecko zostało wylane wraz z kąpielą.

W 1961 r. powróciłem na krótko do problemu teorii z cechowaniem dla słabych oddziaływań we współpracy z Gell-Mannem [23]. Wykorzystując ostatnio rozwinięte idee algebry prądów, wykazaliśmy, że teoria z cechowaniem dla słabych oddziaływań nieuchronnie napotyka na problem prądów neutralnych zmieniających dziwność. Naszym wnioskiem było, że zostało pominięte coś ważnego. Rzeczywiście tak było. Dopiero po wymyśleniu kwarków mogła jednak powstać idea czwartego kwarka i mechanizmu GIM<sup>2</sup>.

Od 1961 do 1964 r. z Sidneyem Colemanem poświęciliśmy się analizie schematu symetrii unitarnej. Wiosną 1964 r. spędziłem krótki urlop w Kopenhadze. Tam wraz z Bjorkenem zasugerowaliśmy, że układ trzech kwarków Gell-Manna-Zweiga winien być rozszerzony do czterech [24]. Również inni fizycy mieli tę samą ideę w tym samym czasie [25]. Nazwaliśmy czwarty kwark kwarkiem powabnym. Częściowo uzasadniliśmy wprowadzenie czwartego kwarka przy użyciu naszych błędnych wyobrażeń o spektroskopii hadronowej. Ale chcieliśmy również wzmocnić analogię między słabym prądem leptonowym i słabym prądem hadronowym. Istniały dwa słabe dublety leptonów i dlatego wierzyliśmy, że powinny być również dwa słabe dublety kwarków.

Prąd słaby, który wprowadziliśmy z Bjorkenem w 1964 r., był dokładnie prądem GIM. Związany z nim prąd neutralny, jak podkreśliliśmy, zachowywał dziwność. Gdybyśmy wstawili te prądy do wcześniejszej teorii elektroslabej, rozwiązałibyśmy problem prądów neutralnych zmieniających dziwność. Nie zrobiliśmy tego. Widocznie całkiem zapomniałem o swych wcześniejszych ideach syntezy elektroslabej. Problem, który został wyraźnie postawiony w 1961 r., został w zasadzie rozwiązany w 1964 r. Nikt, łącznie ze mną nie wiedział o tym. Prawdopodobnie wszyscy byliśmy zamroczeni przez chimerę relatywistycznej  $SU(6)$ , która powstała w tym czasie, aby zmacić umysły teoretyków.

<sup>2</sup> Mechanizm Glashowa-Iliopoulou-Maianiego (GIM) został dokładniej omówiony w artykule A. Szymachy, *Postępy Fizyki* 27, 117 (1976) (przyp. Red.).

Pięć lat później razem z Johnem Iliopoulosem i Luciano Maianim powróciłem do problemu prądów neutralnych zmieniających dziwność [26]. Wydaje się niewiarygodne, że problem ten był tak długo całkowicie pomijany. Podaliśmy argumenty, że nieobserwowane zjawiska (duża różnica mas między  $K_1$  i  $K_2$ , rozpady typu  $K \rightarrow \pi \nu \bar{\nu}$  itd.) winny występować w każdym znanym modelu słabych oddziaływań: sprzężeń czterofermionowych, modeli z naładowanymi bozonami wektorowymi czy teorii z cechowaniem dla oddziaływań elektroślabych. Pracowaliśmy wtedy przy użyciu parametrów obcięcia, gdyż nie znano wtedy żadnej renormalizowalnej teorii. Wykazaliśmy, jak można wyeliminować niepotrzebne zjawiska przy założeniu istnienia czwartego kwarka. Po całych dziesięciu latach został ostatecznie rozwiązany problem reguł wyboru dla prądu neutralnego. Oczywiście nie wszyscy wierzyli w przewidywane istnienie hadronów powabnych.

Praca ta powstała pełne trzy lata po epokowych pracach Weinberga i Salama i była przedstawiona na seminariach w Harvardzie i w MIT. Ani ja, ani moi współpracownicy, ani Weinberg nie wyczuliśmy związku między tymi dwoma podejściami. Nie powoływaliśmy się w swym artykule na pracę Weinberga-Salama i nikt nam nie zwrócił na to uwagi.

Związek ten stał się oczywisty dopiero rok później. Prace 't Hoofta, Veltmana, Benjamina Lee i Zinn-Justina jasno wykazały, że hipoteza Weinberga-Salama była istotnie teorią renormalizowalną. Przy użyciu GIM, model został bardzo prosto rozszerzony na teorię słabych oddziaływań. Piłka była teraz całkowicie w rękach eksperymentatorów. W ciągu kilku lat odkryto hadrony powabne i prądy neutralne, i to w obu wypadkach o przewidywanych właściwościach.

## 5. Od akceleratorów do kopalń

Piony i cząstki dziwne zostały odkryte w eksperymentach biernych, które wykorzystywały występujące w przyrodzie promieniowanie kosmiczne. W ostatnich trzech dziesięcioleciach większość odkryć w fizyce cząstek zostało jednak dokonanych w sposób aktywny, przy użyciu zbudowanych akceleratorów cząstek. Eksperymentowanie bierne było w zastoju z braku funduszy i zainteresowań. Ostatnie osiągnięcia fizyki teoretycznej cząstek i astrofizyki mogą oznaczać bliski powrót do doświadczeń biernych. Sytuacja, w której praktycznie wszystkie środki dostępne dla badań z fizyki wysokich energii skoncentrowane są w kilku laboratoriach dysponujących dużymi akceleratorami, może należeć do przeszłości.

Nie chcę przez to powiedzieć, że wielkie akceleratory wyjdą z użycia; pozostaną one ważnym i pierwszorzędnym narzędziem fizyki wysokich energii. Nie można zapominać, że istnienie  $Z^0$  przy 100 GeV jest istotnym, ale całkowicie nie sprawdzonym przewidywaniem teorii oddziaływań elektroślabych. Pojawiają się nowe, dramatyczne odkrycia przy użyciu akceleratorów, i to nie zawsze przewidziane wcześniej przez teoretyków. Budowa takich nowych urządzeń jak LEP czy ISABELLE jest konieczna.

Weźmy obecnie pod uwagę sukcesy syntezy oddziaływań elektroślabych i fakt, że jedyną możliwą do przyjęcia teorią silnych oddziaływań jest także teoria z cechowaniem. Musimy wierzyć w ostateczną syntezę oddziaływań silnych, słabych i elektromagnetycz-

nych. Wykazano już, jak grupy cechowania oddziaływań silnych i elektroślabych można zawrzeć w większej, ale prostej grupie cechowania [27]. Wielka unifikacja — możliwe że zgodna z zaproponowaną przez Georgiego i mnie teorią  $SU(5)$  — musi być zasadniczo poprawna. Powoduje to, że proton i w rzeczywistości cała materia jądrowa muszą być z natury nietrwałe. Obecnie przy użyciu odpowiednio czulej aparatury rozpoczęto poszukiwania rozpadu protonu. Jeśli czas życia protonu jest krótszy niż  $10^{32}$  lat, jak wskazują na to oszacowania teoretyczne, nie trzeba będzie długo czekać, aby zobaczyć jego rozpad.

Gdy rozpad protonu zostanie odkryty (a jestem pewny, że tak będzie), trzeba będzie zrobić dalsze doświadczenia, aby dokładnie ustalić sposoby rozpadu nukleonów. Muszą być ustalone reguły wyboru, kąty mieszania i struktura czasoprzestrzenna nowej klasy efektywnych sprzężeń czterofermionowych. Powtórzą się heroiczne dni odkrycia natury rozpadu  $\beta$ .

Pierwsza generacja doświadczeń z rozpadem protonu jest tania, lecz następne już takie nie będą. Aktywne i bierne eksperymenty będą współzawodniczyć w uzyskaniu malejących środków.

Całkiem nowa fizyka może się ujawnić w szczegółowych eksperymentach biernych. Dzisiejsze teorie sugerują takie sposoby rozpadu protonu, które zmieniają o jedność zarówno liczbę barionową, jak i leptonową. Być może to prawo  $\Delta B = \Delta L = 1$  będzie słuszne. Być może zostaną odkryte przejścia  $\Delta B = -\Delta L$ . Być może, jak sugerują Pati i Salam, proton będzie rozpadał się na trzy leptony. Być może dwa nukleony będą anihilować w przejściach  $\Delta B = 2$ . Mogą zostać odkryte zjawiska oscylacji neutrinowych, wynikające z mas neutrin rzędu ułamka elektronowolta. „Superciężkie izotopy”, które mogą występować w małej koncentracji w skorupie ziemskiej, mogłyby się ujawnić przez swe rozpady na cząstki o energii wielu GeV. Mogą zostać odkryte strumienie neutrin z odległych katastrof astronomicznych. Lista tych odkryć może być nieskończona lub pusta. Duże eksperymenty bierne proponowanych teraz rodzajów nigdy dotąd nie były przeprowadzane. Któż może przewidzieć, jakie mogą one przynieść wyniki?

## 6. Przedwczesna ortodoksja

Odkrycie cząstki  $J/\psi$  w 1964 r. dawało możliwość wiary w układ zawierający dokładnie cztery kwarki i cztery leptony. Jednak bardzo szybko po nim został odkryty trzeci naładowany lepton (taon) i pojawiły się dowody na istnienie trzeciego kwarka o ładunku  $Q = -\frac{1}{3}$  (kwarka  $b$ ). Oba odkrycia były klasycznym zaskoczeniem. Natychmiast stało się modne umieszczanie znanych fermionów w następujących rodzinach czy pokoleniach:

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

Przewidywano istnienie trzeciego kwarka o ładunku  $Q = \frac{2}{3}$  (kwarka  $t$ ). Schemat Cabibbo-GIM rozszerzono na układ 6 kwarków. Układ trzech rodzin stał się podstawą liczących



i śmiałych rozważań teoretycznych. Przykładowo, napisano bardzo wiele artykułów o doświadczalnych ograniczeniach na cztery parametry, które zastępują kąt Cabibbo w układzie sześciu kwarków. Rozpracowano szczegółowo rozpad cząstek zawierających pojedynczy kwark  $b$ . Wszystko to oczekuje na potwierdzenie doświadczalne. Powstała nowa ortodoksja, dla której jest mało dowodów, i w którą niezbyt wierzę.

Przewidywany kwark  $t$  nie został znaleziony. Choć masa cząstki  $Y$  jest mniejsza niż  $10 \text{ GeV}/c^2$ , to analogiczna cząstka  $\bar{t}t$ , jeśli w ogóle istnieje, musi być cięższa niż  $30 \text{ GeV}/c^2$ . Być może ona nie istnieje.

Razem z Howardem Georgim, jak wielu przed nami, pracowaliśmy ostatnio nad modelami bez kwarka  $t$  [28]. Wierzmy, że to nieortodoksyjne podejście jest równie atrakcyjne jak jego alternatywa. I co więcej, sugeruje ono kilka interesujących doświadczalnie możliwości.

Zakładamy, że  $b$  i  $\tau$  mają wspólną liczbę kwantową, typu liczby barionowej, która jest zasadniczo dokładnie zachowywana. (Oczywiście, ta zasada może być naruszona w tym samym stopniu, jak oczekuje się tego w wypadku liczby barionowej). Układ  $b, \tau$  z założenia różni się więc od lżejszych czterech kwarków i czterech leptonów. W szczególności nie ma mieszania między  $b$  i  $d$  czy  $s$ . Oryginalna struktura GIM pozostaje bez zmian. Trzeba natomiast stworzyć dodatkowy mechanizm umożliwiający rozpad  $b$ , gdyż nie pojawia się on w teorii z grupą cechowania  $SU(3) \times SU(2) \times U(1)$ .

Jedną z możliwości jest występowanie dodatkowego oddziaływania niezmienniczego względem grupy cechowania  $SU(2)$  i z którego przejawami jeszcze się nie zetknęliśmy. Powodowałyby ono takie rozpady  $b$  jak

$$b \rightarrow \tau^+ + (e^- \text{ lub } \mu^-) + (d \text{ lub } s).$$

We wszystkich rozpadach  $b$  produkowałyby się para leptonów, w tym  $\tau^+$  lub jego neutralny partner. Są również inne możliwości, które przewidują równie dziwaczne schematy rozpadu materii  $b$ . Brak jeszcze danych o rozpadzie kwarka  $b$ , lecz wkrótce będą.

Nowa teoria z grupą cechowania  $SU(2)$  została stworzona, aby wyjaśnić zarówno naruszenie  $CP$ , jak i rozpad  $b$ . Aby uzyskać zgodność z danymi doświadczalnymi, muszą istnieć trzy dodatkowe, neutralne bozony wektorowe o dużej masie, ale nie mogą być one zbyt ciężkie. Jeden z nich może być produkowany w anihilacji  $e^+e^-$ , oprócz oczekiwanego tu  $Z^0$ . Nasz model daje mnóstwo przewidywań doświadczalnych, np. istnienie drugiego bozonu  $Z^0$  i cięższej odmiany  $b$  i  $\tau$ , możliwość produkcji  $\tau$  i  $b$  w zderzeniach  $ep$  i istnienie ciężkich neutralnych nietrwałych leptonów, które mogą być produkowane i wykrywane w zderzeniach  $e^+e^-$  lub  $\nu p$ .

Nie jest to miejsce, aby szczegółowo przedstawiać nasze poglądy (tym niemniej muszę wspomnieć, że nasz schemat pasuje dobrze do wielkiej unifikacji opartej na wyjątkowej grupie  $E_6$ ). Chciałem tylko podkreślić, że za wcześnie jest na przekonanie, iż znamy przyszłość fizyki cząstek. Jest zbyt wiele miejsc, w których konwencjonalny obraz może być błędny lub niepełny. Teoria z cechowaniem  $SU(3) \times SU(2) \times U(1)$  i trzema rodzinami jest z pewnością dobra na początek, lecz nie do akceptacji, ale do dalszych badań, rozszerzania i opracowywania. Jesteśmy nadal daleko od końca.

## 7. Podziękowania

Chciałbym podziękować Fundacji Nobla za przyznanie mi największego zaszczytu, jaki może otrzymać uczony. Jest wiele osób, bez których moja praca nie doszłaby do skutku. Dziękuję moim naukowym współpracownikom, zwłaszcza Jamesowi Bjorkenowi, Sidneyowi Colemanowi, Alvaro de Rújuli, Howardowi Georgiemu, Johnowi Iliopoulosowi i Luciano Maianiemu; Instytutowi Nielsa Bohra i Uniwersytetowi Harvarda za ich gościnność, gdy pracowałem nad oddziaływaniami elektrosłabymi; Julianowi Schwingerowi za nauczanie mnie, jak zajmować się przede wszystkim badaniami naukowymi; Zespołowi Szkół Publicznych w Nowym Jorku, Uniwersytetom Cornell i Harvarda za moje wykształcenie; moim uniwersyteckim przyjaciółom Gary'emu Feinbergowi i Stevenowi Weinbergowi za spowodowanie, że nauczyłem się bardzo wiele i bardzo szybko tego, czego w innym wypadku nigdy bym się nie nauczył; moim rodzicom i moim dwóm braciom za ciągłą zachętę do dziecięcego marzenia, by zostać uczonym. Na koniec chciałbym podziękować żonie i dzieciom za ciepło ich uczuć.

Tłumaczył Zygmunt Ajduk

Instytut Fizyki Teoretycznej  
Uniwersytet Warszawski  
Warszawa

## Literatura

- [1] C. N. Yang, R. Mills, *Phys. Rev.* **96**, 191 (1954). Także R. Shaw, nie opublikowane.
- [2] S. Weinberg, *Phys. Rev. Lett.* **19**, 1264 (1967); A. Salam w *Elementary Particle Physics* (ed. N. Svertholm), Almquist and Wiksells, Stockholm 1968.
- [3] G.'t Hooft, *Nucl. Phys.* **B33**, 173 i **B35**, 167 (1971); B. W. Lee, J. Zinn-Justin, *Phys. Rev.* **D5**, 3121 (1972); G.'t Hooft, M. Veltman, *Nucl. Phys.* **B44**, 189 (1972).
- [4] D. J. Gross, F. Wilczek, *Phys. Rev. Lett.* **30**, 1343 (1973); H. D. Politzer, *Phys. Rev. Lett.* **30**, 1346 (1973).
- [5] J. J. Sakurai, *Ann. Phys.* **11**, 1 (1960).
- [6] M. Gell-Mann, Y. Ne'eman, *The Eightfold Way*, W. A. Benjamin, New York 1964.
- [7] R. Feynman, M. Gell-Mann, *Phys. Rev.* **109**, 193 (1958); R. Marshak, E. C. G. Sudarshan, *Phys. Rev.* **109**, 1860 (1958).
- [8] S. Bludman, *Nuovo Cimento*, Ser. 10, **9**, 433 (1958).
- [9] J. Schwinger, *Ann. Phys.* **2**, 407 (1958).
- [10] S. L. Glashow, Harvard University Thesis, 1958, p. 75.
- [11] H. Georgi, S. L. Glashow, *Phys. Rev. Lett.* **28**, 1494 (1972).
- [12] A. Salam, J. Ward, *Nuovo Cimento* **11**, 568 (1959).
- [13] A. Salam, J. Ward, *Nuovo Cimento* **19**, 165 (1961).
- [14] S. L. Glashow, *Nucl. Phys.* **22**, 579 (1961).
- [15] A. Salam, J. Ward, *Phys. Lett.* **13**, 168 (1964).
- [16] G. Feinberg, *Phys. Rev.* **110**, 1482 (1958).
- [17] Tzou Kuo-Hsien, *Comptes Rendus* **245**, 289 (1957).
- [18] S. L. Glashow, *Nucl. Phys.* **10**, 107 (1959).
- [19] S. L. Glashow, J. Iliopoulos, *Phys. Rev.* **D3**, 1043 (1971).
- [20] W pracy tej było zaangażowanych wiele osób: R. Brout, F. Englert, J. Goldstone, G. Guralnik, C. Hagen, P. Higgs, G. Jona-Lasinio, T. Kibble i Y. Nambu.

- [21] F. J. Hasert et al., *Phys. Lett.* **46B**, 138 (1973) i *Nucl. Phys.* **B73**, 1 (1974); A. Benvenuti et al., *Phys. Rev. Lett.* **32**, 800 (1974).
- [22] C. Y. Prescott et al., *Phys. Lett.* **B77**, 347 (1978).
- [23] M. Gell-Mann, S. L. Glashow, *Ann. Phys.* **15**, 437 (1961).
- [24] J. Bjorken, S. L. Glashow, *Phys. Lett.* **11**, 84 (1964).
- [25] D. Amati et al., *Nuovo Cimento* **34**, 1732 (1964); Y. Hara, *Phys. Rev.* **134**, B701 (1964); L. B. Okun, *Phys. Lett.* **12**, 250 (1964); Z. Maki, Y. Ohnuki, *Prog. Theor. Phys.* **32**, 144 (1964); M. Nauenberg, nie opublikowane; V. Teplitz, P. Tarjanne, *Phys. Rev. Lett.* **11**, 447 (1963).
- [26] S. L. Glashow, J. Iliopoulos, L. Maiani, *Phys. Rev.* **D2**, 1285 (1970).
- [27] H. Georgi, S. L. Glashow, *Phys. Rev. Lett.* **33**, 438 (1974).
- [28] H. Georgi, S. L. Glashow, Harvard preprint HUTP-79/A053.

# ZAGADNIENIA DYDAKTYKI FIZYKI W SZKOŁACH WYŻSZYCH

*Henryk Szydłowski*

Institut Fizyki  
Uniwersytet A. Mickiewicza  
Poznań

## Modele laboratoriów fizycznych

### Models of Physics Laboratories at Universities

**Abstract:** The aims of the laboratory work at universities proposed by various authors are summarized.

Some new models of laboratories organized in the last 20 years are presented, e.g. Berkeley Laboratory, Open Laboratory, Instrumented Laboratory, Project Work Laboratory, Self-paced Laboratory and Experimental Seminars.

Ways of modernization of physics laboratories in USSR and at A. Mickiewicz University are described and some new criteria concerning the evaluation of the usefulness of various laboratory models are given.

#### 1. Cele laboratoriów studenckich

Laboratoria studenckie stanowią jedną z form zajęć akademickich i w związku z tym cele przez nie realizowane muszą być podporządkowane ogólnym celom kształcenia akademickiego, z których najważniejszymi są [1]:

1) Przekazywanie studentom wiadomości i wiedzy praktycznej. Przy czym wiadomo, że w przyszłości będą oni musieli uzupełniać samodzielnie wiadomości zdobyte w czasie studiów.

2) Wdrożenie studentów do samodzielności i niezależności w pracy, które objawiają się między innymi w umiejętności korzystania z literatury i stosowania wiedzy w sytuacjach problemowych.

3) Wytworzenie pewnych sprawności intelektualnych wyrażających się w samodzielnym sposobie myślenia, krytycyzmie naukowym pozwalającym na szybkie wartościowanie nowych informacji, hipotez itp.

Obecnie istnieje wiele różnych typów laboratoriów wśród których wyróżnić można dwa rodzaje: tradycyjne i eksperymentalne. Istnieje zgodność opinii różnych autorów [2-5], że podstawowym celem laboratoriów tradycyjnych jest ilustracja wykładów, oraz że doświadczenia wykonuje się według bardzo szczegółowej instrukcji. Wiadomo z góry,

w jaki sposób doświadczenie należy wykonać i jaki będzie jego rezultat. Niektórzy autorzy zwracają uwagę na to, że w laboratorium tradycyjnym doświadczenie musi być ukończone w określonym, zazwyczaj krótkim czasie, co wyklucza możliwość samodzielnego myślenia i podejmowania własnych prób badania zjawiska. Radykalną opinię w tej sprawie przedstawił Robinson [1] twierdząc, że w tradycyjnym laboratorium zabrania się eksperymentować. Wśród innych cech laboratorium tradycyjnego wymienia się brak dbałości o nowoczesność wyposażenia, bo przecież do ilustracji wykładów służyć mogą nawet bardzo stare i nietypowe przyrządy, oraz to, że protokoły z laboratorium nie mają nic wspólnego z raportami z badań naukowych. Reasumując należy stwierdzić, że laboratorium tradycyjne wypełnia poprawnie tylko pierwszy cel kształcenia. Z tego powodu już od 20 lat w różnych krajach trwa poszukiwanie nowych form kształcenia laboratoryjnego, które lepiej wypełniałyby wszystkie wymienione cele kształcenia. Powstało wiele nowych typów laboratoriów, które w większym lub mniejszym stopniu charakteryzują się następującymi cechami:

a) stosuje się w nich aparaturę nowoczesną, lecz na tyle prostą, by jej opanowanie nie stanowiło nadmiernej trudności;

b) w laboratoriach uczy się nowoczesnych metod badań naukowych, prowadzenia dzienników pomiarowych, pisania sprawozdań z wykonywanych badań itp.;

c) doświadczeń nie wykonuje się według ścisłych instrukcji. Formuluje się tylko zadania pozostawiając ich realizację studentowi. W ten sposób zmusza się go do samodzielności, korzystania z literatury, stosowania wiedzy w sytuacjach problemowych itp.;

d) tematyka doświadczeń jest bardzo luźno związana z wykładami i stanowi nie tyle ich ilustrację co raczej poszerzenie. Pomiarami kieruje się w ten sposób, by wskazać na ograniczenia stosowalności ustalonych eksperymentalnie zależności (np. odstępstwa od prawa Ohma);

e) laboratoria są ciągle modernizowane nie tylko dlatego, by nadążały za postępem, lecz również i dlatego, by zapobiegać stagnacji i wytworzeniu się tradycji przekazywanej przez studentów, przez co laboratoria lepiej wypełniają wszystkie wymienione na wstępie cele kształcenia.

## 2. Laboratorium berkeleyowskie

Laboratorium to powstało w roku 1964 jako uzupełnienie znanego u nas berkeleyowskiego kursu wykładowego. Zgodnie z założeniami organizatorów [3] miało ono być nowoczesne, interesujące, niedrogię i powinno sprawiać przyjemność studentom. Nie powinno być tradycyjną ilustracją wykładów. W wyniku modernizacji powstało oryginalne laboratorium, w którym stosuje się niemal wyłącznie aparaturę i technikę elektroniczną, choć tematyka doświadczeń dotyczy nieco szerszej problematyki fizycznej [6]. Program laboratorium jest następujący (numery oznaczają kolejne doświadczenia):

Podstawowe prawa mechaniki.

1.1-1.4 Lampa oscyloskopowa.

1.5-1.8 Drgania w obwodach elektrycznych.

1.9-1.12 Zjawiska nieliniowe w obwodach elektrycznych.

Drgania w ośrodkach dyskretnych i ciągłych.

2.1-2.4 Tranzystor i jego zastosowania.

2.5-2.8 Oscylatory sprzężone, dyspersja, prędkość fazowa i grupowa.

2.9-2.12 Rozchodzenie się mikrofal lub dźwięku.

Wprowadzenie do fizyki statystycznej.

3.1-3.4 Statystyka zjawisk przypadkowych.

3.5-3.8 Fotony w zjawiskach fizycznych.

Wprowadzenie do fizyki atomowej.

4.1 Dyfrakcja elektronów.

4.2 Doświadczenie Francka-Hertza.

4.3 Spektroskopia atomowa.

4.4 Elektronowy i jądrowy rezonans paramagnetyczny.

Berkeleyowskie laboratorium stanowi odejście od modelu tradycyjnego w dziedzinie tematyki doświadczeń i sposobu wykonywania pomiarów. Poszczególne czwórki doświadczeń numerowanych od 1.1 do 3.8 są wyposażone w taki sam sprzęt podstawowy. Istnieją więc po cztery identyczne stanowiska, na których zajęcia prowadzi się równym frontem. Przez okres czterech tygodni każda para studentów zajmuje to samo stanowisko pomiarowe, a w każdym tygodniu zmienia się mało kosztowne wyposażenie pomocnicze.

Niektórzy autorzy [7] zaliczają laboratorium berkeleyowskie do laboratoriów tradycyjnych z uwagą na to, że stanowi ono ilustrację, wprawdzie nie wykładów, lecz podręcznika Portisa [6]. Jednak o odstępstwie od modelu tradycyjnego świadczą: fakt niesostosowania dokładnych instrukcji, oraz duża swoboda organizowania pracy i interpretacji uzyskanych wyników.

### 3. Laboratorium otwarte

Zgodnie z nazwą, jest to laboratorium dostępne w dowolnym czasie ograniczonym tylko możliwościami technicznymi i czasem pracy personelu technicznego. Studenci mogą pracować w czasie dla siebie najdogodniejszym. W niektórych laboratoriach tego typu proponuje się wykonanie określonych doświadczeń oraz sprawuje się ograniczoną kontrolę. Omówimy krótko dwa przykłady laboratorium otwartego.

Jednym z przykładów jest laboratorium zorganizowane w MIT przez R. M. Price'a i D. Brandta [2] zwane przez autorów Walk-In Laboratory. Składa się na nie łącznie 40 doświadczeń posiadających stałe stanowiska. Każde stanowisko jest zaopatrzone w instrukcję nagrany na taśmie magnetofonowej oraz jest zilustrowane odpowiednimi rysunkami zamocowanymi obok aparatury. Stosuje się aparaturę tanią. Jest ona zamocowana na stanowisku. Przy wyborze tematów doświadczeń dla laboratorium stosowano następujące kryteria: a) powinny dobrze ilustrować materiał wykładowy i powinny stanowić pouczającą zabawę; b) wykonanie minimalnej liczby pomiarów powinno zająć nie więcej niż 15 minut; c) musi istnieć możliwość wykonania bardziej ambitnych pomiarów ilościowych zajmujących do 3 godzin.

Sposób wykorzystania laboratorium zależy od studenta i od wymagań stawianych przez wykładowcę bądź tutora. Personel techniczny laboratorium zapewnia pomoc nie-

zbędną przy wykonywaniu pomiarów, lecz interweniuje tylko w przypadku powtarzania rażących błędów.

Inny przykład stanowi laboratorium zorganizowane przez R. C. Murty'ego w Kanadzie [8]. W laboratorium tym znajdują się typowe stanowiska pomiarowe, a innowacja dotyczy jego wykorzystania. Rok akademicki podzielony jest na cztery sześciotygodniowe okresy, a laboratorium na cztery działy. W każdym sześciotygodniowym okresie student powinien wykonać w sposób dowolny, niekontrolowany, cztery dowolnie wybrane przez siebie doświadczenia należące do jednego działu. Istnieją instrukcje do doświadczeń, lecz nie są one zbyt szczegółowe i zmuszają studenta do samodzielności. Prowadzący interweniuje tylko w przypadku koniecznym. W piątym tygodniu student powtarza starannie jedno wybrane przez siebie doświadczenie. Uczestniczenie w tych pięciu tygodniach zajęć nie jest obowiązkowe. W tygodniu szóstym odbywa się egzamin praktyczny, w ramach którego student wykonuje jedno wskazane doświadczenie, opracowuje wyniki i przygotowuje raport. Stanowi to podstawę do wystawienia oceny. W czasie trwania każdego z sześciotygodniowych okresów organizuje się krótkie wykłady (ok. 1 godziny), których celem jest zapoznanie studentów z wszystkimi doświadczeniami w dziale, analiza niepewności pomiarowych itp. Duży nacisk kładzie się na analizę graficzną wyników, a szczególnie na analizę zależności liniowych. Rodzaj laboratorium otwartego stanowią zajęcia eksperymentalne organizowane w ramach Uniwersytetu Otwartego (Open University) w Wielkiej Brytanii [9]. Uniwersytet Otwarty jest rodzajem studiów zaocznych i jego studenci rozproszeni są po całym kraju. Nie mają więc możliwości odbywania normalnych zajęć laboratoryjnych. Celem stworzenia warunków do wykonywania doświadczeń fizycznych opracowano przyrządy specjalne, które wypożyczają się każdemu studentowi rozpoczynającemu naukę fizyki. Do przyrządów dołącza się instrukcję obsługi, oraz instrukcje dotyczące sposobu wykorzystania aparatury. Mimo że doświadczenia stanowią ilustracje materiału kursowego, nie można tego laboratorium zakwalifikować do laboratoriów tradycyjnych. Student pracuje indywidualnie, w oparciu o instrukcję, podręczniki i audycje telewizyjne. Z uwagi na trudności kontaktowania się, wymiana myśli pomiędzy studentami jest bardzo utrudniona.

#### 4. Laboratorium oprzyrządowane (problemowe)

Cechą charakterystyczną tego laboratorium (zwanego Instrumented Laboratory [4]) jest brak stałych stanowisk pomiarowych przy bogatym wyposażeniu w aparaturę taką samą, jaką stosuje się w laboratoriach naukowych lub przemysłowych. Przebieg doświadczenia można modyfikować w zależności od wyników pomiarów. Na początku zajęć studentowi przydziela się określony temat i wtedy musi on wybrać aparaturę najodpowiedniejszą do jego realizacji. Niekiedy zamiast tematu daje się jakiś przyrząd; student musi poznać jego właściwości techniczne, zaproponować temat badań i wykonać pomiary.

W laboratorium zaprezentowanym przez J. C. Kinga [10] (zwanym przez autora Project Laboratory) studenci pracują parami, a zajęcia trwają 6 godzin tygodniowo. Przed przystąpieniem do zajęć w krótkim wykładzie przedstawia się propozycje eksperymentów. W ciągu pierwszego tygodnia odbywają się jeszcze dwa spotkania, na których podaje się dalsze detale. Niektórzy studenci wykonują pomiary według własnych

propozycji. Dla innych wybiera się temat z działu najbardziej ich interesującego. Zwraca się uwagę na to, by studenci poznali istotę fizyczną badanego zjawiska. Ponieważ stosowana aparatura jest bardzo nowoczesna, wyniki uzyskuje się bez większego wysiłku i więcej czasu można poświęcić na analizę danych. Organizatorzy nie martwią się tym, że niektóre przyrządy stanowią dla studentów „czarne skrzynki”.

Studenci prowadzą dzienniki pomiarów, analizują dane, planują sposoby dalszego postępowania. Na zakończenie każdy przygotowuje krótki raport i prezentuje wobec całej grupy swoje wyniki w ciągu 15 minut. Prowadzi się dyskusję na temat tych wyników. Każdy pracownik ma pod swoją opieką 24 studentów wykonujących 12 różnych doświadczeń. W ciągu tygodnia może on poświęcić 30 minut każdemu doświadczeniu. W czasie zajęć przegląda notatki, rozmawia o pracy, wyjaśnia, pomaga stawiać hipotezy lub dobrać właściwe metody pomiarów oraz kontroluje zrozumienie.

## 5. Prace projektowe

Prace tego typu (zwane Projekt Work [5]) najszybciej rozwijają się w Wielkiej Brytanii i zastępują tradycyjne laboratoria na trzecim roku studiów fizyki [7, 10]. Są one odpowiednikiem naszych prac dyplomowych, które wykonywało się na ukończenie pierwszego stopnia studiów technicznych (w Wielkiej Brytanii studia I stopnia trwają trzy lata). Tematy prac projektowych muszą spełniać dwa kryteria; problem powinien być wystarczająco prosty, a rezultat pracy — nieznanym. Zgodnie z intencjami twórców, prace projektowe mają przyczynić się do złączenia w jedną całość nauczanych dotąd niezależnie: techniki eksperymentalnej i metod badań, oraz stworzyć możliwość wykorzystania obu elementów do rozwiązywania interesującego problemu. W ten sposób prace projektowe mają wytworzyć pewien całościowy obraz fizyki.

Tematy prac przydziela się zazwyczaj pod koniec drugiego roku studiów. Równocześnie z tematem podaje się odnośniki literaturowe niezbędne do rozpoczęcia pracy. Student opracowuje temat samodzielnie pod kierownictwem i nadzorem pracownika naukowego. Jednak nadzór tego pracownika powinien ograniczać się do udzielenia absolutnie niezbędnych konsultacji. Rozwiązanie problemu powinno zawierać element nowości i istotnie niektóre prace zawierają elementy nadające się do publikacji.

Początkowo prace projektowe wprowadzono na uniwersytetach, w których była mniejsza liczba studentów, a na innych, przydzielenie takiej pracy stanowiło nagrodę za dobrą pracę w laboratorium tradycyjnym na roku drugim. Przy rozdzielaniu tematów bierze się pod uwagę uzdolnienia. Studenci pracują pojedynczo lub parami. Zazwyczaj przydziela się tematy doświadczalne, lecz niekiedy daje się również tematy teoretyczne. Tematy prac albo są związane z zainteresowaniem opiekuna, albo wynikają z potrzeb przemysłu lub też z potrzeb dydaktycznych uczelni (np. ich celem może być zbudowanie nowego stanowiska pomiarowego dla potrzeb laboratorium drugiego roku). Na zakończenie pracy student przygotowuje pisemny raport i praca jest oceniana przez dwóch pracowników naukowych: kierownika i recenzenta.

Wśród pracowników naukowych istnieją pewne opory przeciwko pracom projektowym, bowiem zawężają one zakres zainteresowań studenta. Sami studenci wyrażają się z entuzjazmem o takiej formie zajęć laboratoryjnych.



## 6. Modernizacja laboratoriów w ZSRR

Zmiany wprowadzone w laboratorium ZSRR są mniej radykalne niż w USA. Ich autorzy zwracają uwagę na to, by tematyka doświadczeń reprezentowała proporcjonalnie wszystkie dziedziny fizyki oraz różne metody badań doświadczalnych. Przykład nowoczesnego laboratorium fizycznego zorganizowanego w Moskiewskim Instytucie Fizyko-Technicznym przedstawił Achmatow [11]. Całość tworzy sześć niezależnych laboratoriów: 1) podstaw mechaniki, 2) fizyki molekularnej i termodynamiki, 3) elektryczności i magnetyzmu, 4) optyki, 5) fizyki atomu i jądra atomowego, 6) fizyki ciała stałego. W każdym z tych laboratoriów istnieje 30 stanowisk, a każdy student wykonuje 10 doświadczeń. Zajęcia w laboratoriach są dość dobrze zsynchronizowane z wykładami. Stosuje się najodpowiedniejsze metody pomiarowe. Na przykład w laboratorium podstaw mechaniki bywa stosowana aparatura elektroniczna i optyczna. W różnych laboratoriach, a niekiedy nawet w tym samym laboratorium stosuje się bardzo różnorodne modele zajęć laboratoryjnych. Z tego powodu nie mówi się o modelach laboratoriów, lecz wyróżnia się różne typy doświadczeń:

- doświadczenia, w których istnieją stałe stanowiska, na których wykonuje się zawsze takie same pomiary;
- doświadczenia, w których przydziela się zadanie, a student sam wybiera metodę pomiaru i aparaturę;
- student wykonuje jakieś badanie wspólnie z pracownikiem. Doświadczenia takie trwają zazwyczaj dwa tygodnie;
- doświadczenia, które zawierają element badania, w których wynik nie jest znany.

Po ukończeniu wszystkich laboratoriów studenci potrafią mierzyć podstawowe wielkości, badać przebieg zjawisk, znają współczesną technikę laboratoryjną oraz potrafią wykrywać zależności fizyczne.

W ciekawy sposób zorganizowane jest laboratorium fizyczne Uniwersytetu w Nowosybirsku [12]. W pierwszym semestrze zajęć wykonuje się szereg doświadczeń, których celem jest zapoznanie z podstawowymi metodami pomiarów fizycznych i z aparaturą pomiarową. W dalszych trzech semestrach wykonuje się niejednokrotnie bardzo ciekawe pomiary o tematyce związanej z zainteresowaniami naukowymi instytutów Sybirskiego Oddziału Akademii Nauk. Doświadczenia z optyki i fizyki atomowej [13] są zbliżone do tych, które wykonuje się w naszych pracowniach fizycznych II. Po dwóch latach studenci rozpoczynają specjalizację w instytutach Akademii Nauk, w których biorą udział w badaniach naukowych na prawach współautorów. Należy dodać, że studenci fizyki Uniwersytetu Nowosybirskiego są w przeważającej liczbie absolwentami szkoły fizyko-matematycznej, do której kandydatów rekrutuje się drogą olimpiad fizycznych, matematycznych i chemicznych z całej azjatyckiej części ZSRR.

## 7. Niektóre inne nowe modele laboratoriów

Na uwagę zasługuje zaproponowana przez Greena [14] w MIT kelerowska metoda samodzielnego uczenia się (Keller plan, „self paced system”), w której tradycyjny sposób nauczania zastępuje się rodzajem kontrolowanego samokształcenia. Organizator zwany

instruktorem dzieli przewidziany na cały rok materiał na około 30 jednostek, do których opracowuje ściśle instrukcje i wskazówki, według których student ma się uczyć oraz po 3-4 wersje testów sprawdzających do każdej jednostki. Warunkiem przystąpienia do kolejnej jednostki jest zaliczenie wszystkich poprzednich. W ramach takiego systemu nauczania fizyki wymagane jest również wykonywanie zadań doświadczalnych, które studenci realizują w laboratorium otwartym. Metoda Kellera nie była stosowana wyłącznie do zajęć laboratoryjnych, lecz do fizyki jako całości.

Inny model laboratorium stanowi tak zwane laboratorium zróżnicowane [4], w którym początek każdego doświadczenia jest dobrze określony (np. przez odpowiednią instrukcję). Po rozpoczęciu pomiarów proponuje się studentowi podjęcie wyboru jednej z możliwych dróg przeprowadzenia dalszych pomiarów oraz wyboru celów. Może on również zaproponować i zrealizować swoje własne pomysły.

Mendoza [15] przedstawił próbę wprowadzenia tzw. seminariów doświadczalnych (Experimental Seminars) z grupą pięćdziesięcioosobową. W metodzie tej prowadzący wykonuje doświadczenie wobec całej grupy, a obraz eksperymentu jest przekazywany na duże monitory. Stosowanie dużych monitorów umożliwia każdemu członkowi grupy wykonanie własnych odczytów wskazań przyrządów, dzięki czemu sam może opracować wyniki. Zadanie prowadzącego polega na skłanianiu słuchaczy do czynnego udziału w eksperymencie przez proponowanie dalszego przebiegu pomiarów, interpretację uzyskanych wyników itp. Dyskusja taka stanowi bardzo ważny element seminarium. Ten sam autor proponuje wykorzystać do prowadzenia seminarium specjalne filmy [16] dotyczące eksperymentów fizycznych niebezpiecznych, trudno dostępnych, wymagających specjalnej aparatury itp. (na przykład zjawisk krytycznych w cieczech, doświadczeń z ciekłym helem, zależności przewodnictwa cieplnego od temperatury, pomiarów stałej grawitacji itp.). Filmy są nakręcone w sposób pozwalający na wykonanie odczytów z mierników. Czas wyświetlania wynosi około 15 minut.

## 8. Laboratoria w IF UAM

Podjęta w Instytucie Fizyki UAM przed wielu laty [17, 18] modernizacja ma na celu wypracowanie modelu, który możliwie najpełniej uczyłby nowoczesnych metod badań naukowych, a równocześnie realizowałby najpełniej wszystkie zadania sformułowane w paragrafie 1. W badaniach naukowych stosuje się metody statystyczne, stąd jednym z warunków umożliwiających zrealizowanie takiego modelu jest oparcie pracy eksperymentalnej na metodach wypracowanych przez statystykę matematyczną. Z tego powodu zmiany rozpoczęto od wprowadzenia w semestrze pierwszym wykładów i ćwiczeń ze statystycznych metod opracowania pomiarów. Program tego przedmiotu dostosowano do potrzeb fizyki i przygotowano odpowiednie materiały dla studentów [19]. Z uwagi na poważne zastrzeżenia do stosowanych powszechnie metod analizy „błędów” pomiarowych [20, 21] zaproponowano nowy, wyczerpujący podział niepewności i błędów pomiarowych [22]. W laboratoriach zmieniono procedurę wykonywania pomiarów wprowadzając następujące etapy [23]: pomiary próbne, analizę pomiarów próbnych i planowanie pomiarów końcowych, pomiary końcowe, obliczenia oraz wnioskowanie w oparciu o uzyskane wyniki. Cele poszczególnych etapów wyjaśnimy na przykładzie pomiaru pośredniego

wielkości  $z = f(x_1, x_2, \dots, x_L)$ . W etapie pierwszym wykonuje się po 3—5 pomiarów każdej wielkości  $x_l$  ( $l = 1, 2, \dots, L$ ) mierzonej bezpośrednio i ocenia się wszystkie przyczynki niepewności pomiarowych. Celem zaplanowania pomiarów końcowych, wartości średnie  $\bar{x}_l$  i odchylenia standardowe  $S_{x_l}$  podstawia się do wzoru wyrażającego prawo przenoszenia odchyłek standardowych:

$$S_z = \sqrt{\sum_{l=1}^L \left( \frac{\partial z}{\partial x_l} \right)^2 \cdot S_{x_l}^2}.$$

Pozwala to ocenić udział wnoszony przez poszczególne wielkości  $x_l$  do odchylenia standardowego  $S_z$  i zaplanować zwiększenie liczby pomiarów lub zmianę metody pomiaru tych wielkości  $x_l$ , które wnoszą największy wkład do  $S_z$ . Pomiaru końcowe wykonuje się zgodnie z wynikami planowania. Celem sprawdzenia zgodności wyników z danymi tablicowymi, zgodności wyników uzyskanych różnymi metodami, istotności różnic itp. stosuje się statystyczne metody wnioskowania. W przypadku zależności liniowych wykonuje się analizę korelacji i regresji.

Dalszą zmianę stanowi wyróżnienie w każdym doświadczeniu kilku możliwych zadań [24], z których należy wybrać jedno. Tak więc zarówno w czasie przygotowania, jak i wykonania pomiarów student staje w sytuacjach problemowych i musi podejmować decyzje: wybrać odpowiednie zadanie, postawić hipotezę i zaproponować sposób jej weryfikacji, a po wykonaniu pomiarów próbnych musi podjąć decyzję dotyczącą pomiarów końcowych. Z tego powodu zaproponowany model laboratorium można nazwać laboratorium problemowym.

## 9. Jak oceniać przydatności nowych modeli laboratoriów

Przedstawione tu zmiany oraz zupełnie nowe modele laboratoriów stanowią próbę przystosowania laboratoriów do wymienionych na wstępie zadań i z tego powodu, za Robinsonem [1] można by je nazwać laboratoriami eksperymentalnymi. Nazwa taka nie tylko podkreśla próbny charakter proponowanych modeli, lecz ma również podkreślić fakt, że w laboratoriach eksperymentalnych pozwala się eksperymentować zarówno studentom, którzy mogą badać zjawiska na swój sposób, jak i nauczycielom akademickim, którzy powinni w sposób ciągły zmieniać i udoskonalać zarówno laboratorium, jak i przyjęte koncepcje dydaktyczne. W laboratoriach eksperymentalnych duży nacisk kładzie się na wdrożenie studentów do samodzielności i wyrobienie sprawności intelektualnych (cele 2 i 3 w części 1), lecz nie zaniedbuje się głównego celu — przekazywania wiadomości (cel 1). Odnosi się wrażenie, że w opinii większości autorów warunkiem spełnienia głównego celu jest nowoczesne wyposażenie laboratorium oraz atrakcyjna tematyka doświadczeń. Wydaje się, że celem wydania poprawnej oceny przydatności różnych modeli, należy ustalić hierarchię i stopień realizacji wszystkich zadań laboratoriów. Przede wszystkim należy odróżnić cele laboratoriów od ich funkcji dydaktycznych [25].

Celami nazwiemy zadania, które można osiągnąć wyłącznie przez pracę laboratoryjną, natomiast funkcjami dydaktycznymi takie zadania, które są realizowane również przez inne rodzaje zajęć. Do funkcji dydaktycznych zaliczamy więc: pogłębienie i poszerzenie wiadomości, wdrażanie do samodzielności i samokontroli, rozwijanie pewnych sprawności intelektualnych itp. Nie ulega wątpliwości, że wymienione funkcje dydaktyczne wypełniają najlepiej laboratoria eksperymentalne.

Istnieje zgodna opinia, że najważniejszym celem zajęć laboratoryjnych jest nauka techniki pracy eksperymentalnej, do której zalicza się między innymi: poznanie i stosowanie aparatury, umiejętność wykonywania pomiarów, prowadzenie dziennika itp. Jako drugi cel zajęć laboratoryjnych autorzy często wymieniają ocenę niepewności pomiarowych (zwaną powszechnie błędami pomiarowymi). Takie sformułowanie celu pozostaje w rażącej dysproporcji w porównaniu ze sposobem wykonywania i opracowania wyników badań naukowych.

Nowoczesne laboratorium powinno uczyć nowoczesnych metod badań, stosowanych we współczesnej fizyce doświadczalnej. W publikowanych obecnie pracach naukowych stosuje się statystyczne metody wnioskowania, a jako miarę wartości wyniku podaje się parametr statystyczny określający rozrzut wyników, np. odchylenie standardowe. Zatem pełnej znajomości stosowanych obecnie metod badań nie da się osiągnąć bez znajomości statystyki matematycznej i bez umiejętności poprawnego jej stosowania. Z tego powodu jako drugi cel zajęć laboratoryjnych proponuje się przyjąć opanowanie metod badań eksperymentalnych. Do metod badań eksperymentalnych zaliczamy: wybór tematu i hipotez roboczych, planowanie pomiarów, zebranie właściwych wyników pomiarowych i poprawna ocena ich wartości, wyciągnięcie poprawnych i pełnych wniosków z wykonanych pomiarów, umiejętność przedstawienia wyników badań w postaci związku matematycznego oraz stosowanie nowoczesnej techniki obliczeniowej.

Tak sformułowanego celu nie realizuje się w laboratoriach tradycyjnych ani też w większości laboratoriów eksperymentalnych. Z tego powodu stopień realizacji nauczania współczesnych metod badań eksperymentalnych należy uznać jako jedno z ważnych kryteriów oceny przydatności poszczególnych modeli, wyegzekwowania ich wysokiej jakości. Wyposażenie powinno być nowoczesne, lecz równocześnie wystarczająco proste, by nie przekraczało możliwości zrozumienia przez studentów. Z uwagi na ciągły postęp, jak i z konieczności przeciwdziałania stagnacji, laboratorium powinno być ciągle modernizowane i zmieniane. Głównym warunkiem umożliwiającym wprowadzenie laboratorium eksperymentalnego jest uniezależnienie laboratorium od wykładów przy zachowaniu pewnej korelacji tematycznej. Należy jednak podkreślić, że prowadzenie laboratorium eksperymentalnego wymaga dużego wysiłku. Według opinii wielu autorów, ze strony profesora (kierownika) wymaga ono więcej przygotowania niż wykład. Musi on być nie tylko dobrym eksperymentatorem zaangażowanym naukowo, lecz musi znajdować dużo czasu dla studentów. Musi być zapewniona wystarczająco duża obsługa i pomoc techniczna potrzebna tak w czasie organizacji, jak i w czasie prowadzenia zajęć. Wreszcie prowadzący zajęcia (instruktorzy) muszą być dobrymi eksperymentatorami i nie mogą być przeciążeni. Na każdego nie powinno przypadać więcej niż dziesięciu studentów.

## Literatura

- [1] M. C. Robinson, *Am. J. Phys.* **47**, 859 (1979).
- [2] R. M. Price, D. Brandt, *Am. J. Phys.* **42**, 126 (1974).
- [3] A. M. Portis, *New trends in physics teaching I*, UNESCO, Paris 1968, str. 140.
- [4] J. L. Lewis, *New trends in physics teaching III*, UNESCO, Paris 1976, str. 52.
- [5] H. Kruglak, *Am. J. Phys.* **19**, 223 (1951).
- [6] A. M. Portis, *Laboratory Physics*, przekład ros. Nauka, Moskwa 1972.
- [7] R. C. Chambers, *New trends in physics teaching II*, UNESCO, Paris 1970, str. 183.
- [8] R. C. Murty, *New trends in physics teaching I*, UNESCO, Paris 1968, str. 114.
- [9] M. Skott, *Contemporary Phys.* **14**, 69 (1974).
- [10] J. G. King, *New trends in physics teaching II*, UNESCO, Paris 1970, str. 177.
- [11] A. S. Achmatow, *New trends in physics teaching II*, UNESCO, Paris 1972, str. 221.
- [12] *Metody fizycznych zmierzeń*, R. I. Sołouchin (ed.), Nauka, Nowosybirsk 1975.
- [13] *Optika i atomnaja fizika*, R. I. Sołouchin (ed.), Nauka, Nowosybirsk 1976.
- [14] B. Green, *New trends in physics teaching II*, UNESCO, Paris 1972, str. 287.
- [15] E. Mendoza, *New trends in physics teaching II*, UNESCO, Paris 1972, str. 263.
- [16] E. Mendoza, *New trends in physics teaching II*, UNESCO, Paris 1972, str. 267.
- [17] H. Szydłowski, *Postępy Fizyki* **22**, 275 (1970); **23**, 583 (1972); **25**, 567 (1974).
- [18] H. Szydłowski, *Neodidagmata* (w druku).
- [19] *Teoria pomiarów*, H. Szydłowski (ed.), PWN, Warszawa 1974 (wydanie podręcznikowe w druku).
- [20] A. Senatorski, *Postępy Fizyki* **29**, 99 (1978).
- [21] P. Giacomo, *OIMI Bulletin* nr 63 (1972).
- [22] H. Szydłowski, *Postępy Fizyki* **31**, 363 (1980).
- [23] H. Szydłowski, *Am. J. Phys.* **45**, 1180 (1977).
- [24] E. Ziółkowska, H. Szydłowski, *Postępy Fizyki* **28**, 8 (1977).
- [25] H. Szydłowski, *Dydaktyka Szkoły Wyższej* **1(41)**, 113 (1978).

## N O W O Ś C I N A U K O W E

*Edward G. S. Paige*Dept. of Engineering Science  
Oxford**Powierzniowe fale akustyczne i ich zastosowania\*****Surface Acoustic Waves and their Applications**

Nagrodę „Hewlett-Packard Europhysics Prize” za rok 1979 wręczył Sir Sam Edwards podczas Konferencji Powierzchni i Międzypowierzchni w Półprzewodnikach zorganizowanej w Paryżu w dniach od 26 do 28 listopada 1979 roku. Poniższy artykuł został napisany przez profesora Paige’a w imieniu wszystkich laureatów, którymi zostali: Eric A. Ash z Londynu, Jeffrey H. Collins z Edynburga, Jurij W. Gulajew z Moskwy, Kjell A. Ingebrigtsen z Trondheim, Edward G. S. Paige z Oxfordu.

Wszyscy dobrze wiemy, jak wyglądają fale powierzchniowe na wodzie, a wielu z nas zapoznało się po raz pierwszy ze zjawiskami falowymi takimi, jak interferencja i dyfrakcja poprzez obserwację zmarszczek na powierzchni cieczy. Charakterystycznym dla fali ruchem jest przemieszczenie związane z płaszczyzną określoną przez kierunek propagacji i normalną do powierzchni (płaszczyzna falowa), które zanika pod powierzchnią wraz z głębokością.

W omawianym przez nas przypadku mamy do czynienia z tym samym typem fali mechanicznej (akustycznej) rozchodzącej się po powierzchni ciała krystalicznego. Przemieszczenie takiej fali związane jest z płaszczyzną falową, kiedy propagacja zachodzi wzdłuż kierunku symetrii i — podobnie jak w przypadku fali na powierzchni cieczy — jest ono kombinacją ruchu podłużnego i poprzecznego. Prędkość rozchodzenia się tej fali jest nieco mniejsza niż najmniejsza prędkość objętościowej fali akustycznej w ośrodku; wynosi ona zwykle  $3 \cdot 10^3 \text{ ms}^{-1}$ , a więc jest około pięciu rzędów wielkości wolniejsza niż fala elektromagnetyczna. W interesującym zakresie częstotliwości ( $< 2 \text{ GHz}$ ) dyspersja jest pomijalna. Pod powierzchnią ruch fali zanika na charakterystycznej odległości równej

\* Artykuł opublikowany w *Europhysics News — Bulletin of the European Physical Society* 10, No 12 (1979), został przetłumaczony za zgodą Autora i Wydawcy. [Translated with permission Copyright © 1979 by the European Physical Society.] (Przyp. Red.)

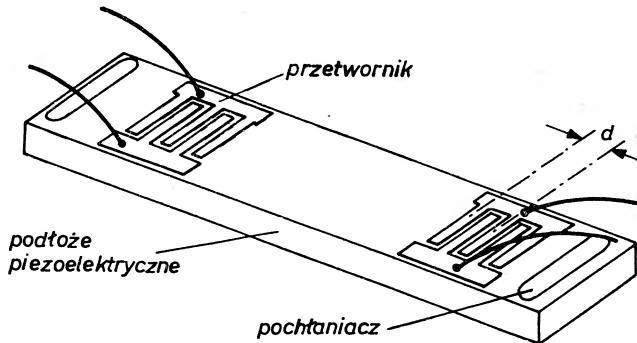
w przybliżeniu długości fali. W związku z powyższym, przy częstotliwości 10 MHz, 100 MHz i 1 GHz długość fali (długość drogi zaniku) wynosi odpowiednio 300  $\mu\text{m}$ , 30  $\mu\text{m}$  i 3  $\mu\text{m}$ . Jeżeli powierzchnia kryształu będzie posiadać dobre własności „optyczne”, czyli będzie dobrze wypolerowana, wówczas rozpraszanie związane z niedoskonałością powierzchni można będzie zaniedbać. Absorpcja fali wzrasta w przybliżeniu z kwadratem częstotliwości i w przypadku powszechnie stosowanych materiałów jest ona pomijalna. Wyjątek stanowią tu częstotliwości najwyższe z interesującego nas zakresu ( $> 1$  GHz) oraz długie drogi zaniku ( $> 30$  cm).

Podstawy teorii powierzchniowych fal akustycznych (surface acoustic waves — SAW) w ciałach stałych zawdzięczamy Rayleighowi [1], który w 1885 roku sformułował zależność dyspersyjną dla fali rozchodzącej się na płaskiej powierzchni izotropowego ośrodka sprężystego. Przez następnych osiemdziesiąt lat zainteresowani tymi falami byli głównie geofizycy i nieliczni akustycy. Absolutny zwrot ku falom powierzchniowym nastąpił w połowie lat sześćdziesiątych, kiedy to wykazano i potwierdzono eksperymentalnie, że ciało stałe przenoszące powierzchniowe fale akustyczne może być wykorzystane do przetwarzania sygnałów w układach elektronicznych. Tak zrodziło się urządzenie przetwarzające sygnał SAW. Obecnie urządzenia SAW na zakres częstotliwości od 20 MHz do 2 GHz pracują w wielu układach elektronicznych począwszy od telewizji i radaru, a skończywszy na systemach elektronicznych stosowanych do celów wojennych. O ich atrakcyjności decyduje wyjątkowo duże pasmo przenoszenia (do około 1/2 GHz) przy jednoczesnym niskim tłumieniu (duże  $Q$ ). Co więcej, produkcja urządzeń SAW jest stosunkowo łatwa w porównaniu z przyrządami konkurencyjnymi.

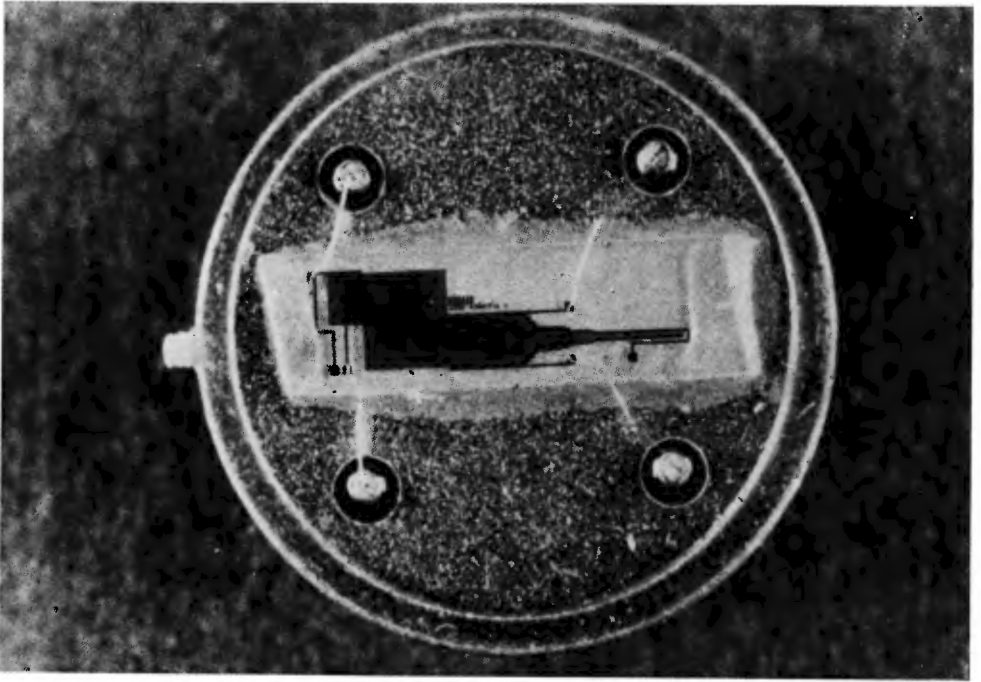
Dla wprowadzenia omówimy najprostszą strukturę takiego urządzenia.

### Urządzenia SAW

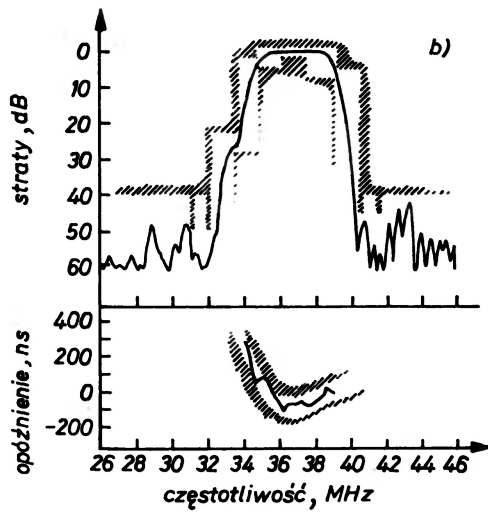
Aktualnie produkowane urządzenia wykorzystujące powierzchniowe fale akustyczne realizują swoją funkcję w układach elektronicznych, takich jak na przykład telewizor lub radar. Narzuca to konieczność przetworzenia sygnału elektrycznego na falę akustyczną, a następnie ponownej przemiany na sygnał elektryczny. Tego typu konwersję realizuje się zwykle przy pomocy przetwornika międzypalczastego, pokazanego przy-



Rys. 1. Schemat linii opóźniającej powierzchniową falę akustyczną:  $d$ ) jest okresem periodycznej struktury przetwornika



a



b)

Rys. 2. Filtr fali powierzchniowej stosowany w odbiorniku telewizyjnym produkowanym przez firmę Plessey Company w Wielkiej Brytanii: a) — widok ogólny urządzenia, b) — praca urządzenia (krzywe) w interesującym zakresie częstotliwości



kładowo na rys. 1. Wytwarza się go metodą fotolitografii w cienkiej warstwie ( $\sim 1000 \text{ \AA}$ ) metalu, powiedzmy aluminium, osadzonej na krystalicznym podłożu piezoelektrycznym. Po przyłożeniu napięcia do zbiorczych elektrod przetwornika, kryształ pomiędzy i pod paskami ulega naprężeniom. Jeśli napięcie jest zmienne, zmienia się również naprężenie i każda para pasków staje się źródłem fali. Jak widać z rysunku, źródła te układają się w ciąg, w związku z czym zachodzi interferencja pomiędzy generowanymi falami, co z kolei determinuje odpowiedź częstotliwościową przetwornika. Dla struktury periodycznej pokazanej na rysunku maksymalny sygnał uzyskuje się z przetwornika przy częstotliwości, dla której długość fali powierzchniowej jest równa okresowi struktury przetwornika. Odpowiedź częstotliwościową można ustalać poprzez dobór względnego położenia pasków, jak również rozciągnięcie obszaru ich zachodzenia na siebie. Ponieważ fali wzbudzonej na podłożu piezoelektrycznym towarzyszą pola elektryczne, drugi przetwornik międzypalczasty może służyć do wykrywania ich obecności. Połączona struktura dwu-przetwornikowa, pokazana na rys. 1, spełnia w związku z powyższym rolę filtru pasmowo-przepustowego. Jednym z najważniejszych przyrządów SAW jest aktualnie filtr tego typu dla stopnia częstotliwości pośredniej w odbiornikach telewizji kolorowej. Na rys. 2 pokazany jest typowy filtr telewizyjny i jego odpowiedź częstotliwościowa. Produkcja tych urządzeń na skalę europejską i światową sięga kilku milionów sztuk rocznie.

Dla innych zastosowań wymagane są linie opóźniające, przy czym mała szybkość rozchodzenia się powierzchniowej fali akustycznej pozwala na to, aby ich konstrukcje przybierały bardzo zwartą formę. Czas opóźnienia takiej linii określany jest poprzez wzajemną odległość przetworników; w przybliżeniu każdy centymetr wnosi  $3 \mu\text{s}$  opóźnienia. Z uwagi na fakt, że fala rozchodzi się po powierzchni kryształu, możliwe jest umieszczenie kilku przetworników na drodze wzbudzonej fali tworząc w ten sposób kaskadową linię opóźniającą.

Omówione dotychczas przykłady ilustrują przetwornik spełniający dwie role: konwersja energii elektrycznej na akustyczną i determinowanie odpowiedzi urządzenia. Jak pokażemy, również struktury inne niż przetworniki mogą oddziaływać na zachowanie się urządzenia SAW jako takiego. Przykładowo, jeśli w powierzchni wykona się szereg periodycznie rozmieszczonych płytkich, równoległych do siebie rowków, mogą one spełniać rolę zwierciadła dla padającej fali powierzchniowej zależnego od częstotliwości fali. (Z warunku Bragga uzyskujemy wartość częstotliwości dla maksymalnego odbicia). Taką strukturę, umieszczoną pomiędzy przetwornikiem wejściowym i wyjściowym, można wykorzystać do określenia odpowiedzi częstotliwościowej przyrządu.

Należałoby jeszcze zwrócić uwagę na interesujące formy wzajemnego oddziaływania, jakie są możliwe w pobliżu powierzchni piezoelektryka pomiędzy falą powierzchniową a swobodnymi elektronami, takimi jakie mogą być obecne w półprzewodniku. Pole elektryczne towarzyszące fali powierzchniowej na powierzchni piezoelektryka daje periodyczne drgania potencjału elektrycznego w pobliżu powierzchni. Swobodne elektrony dążą do obsadzania minimów potencjału, przy czym są unoszone przez propagującą falę — fala działa na nie siłą przyspieszającą. Ten szczególny efekt akusto-elektryczny prowadzi do tłumienia fali akustycznej. Energia przekazywana jest przez powierzchniową falę akustyczną swobodnym elektronom, które następnie ją tracą w czasie przypadkowych

zderzeń z siecią. Jeżeli jednak przyłożone napięcie wytwarza pole elektryczne, które powoduje dryft elektronów z prędkością naddźwiękową, wówczas obecność fali powoduje, że na elektrony działa siła spowalniająca, a energia jest przekazywana od elektronów do fali. Na tej podstawie można skonstruować wzmacniacz powierzchniowej fali akustycznej. Inne ze zjawisk akusto-elektrycznych zostaną przedyskutowane w dalszej części niniejszego artykułu.

Rozważmy teraz pewne swoiste aspekty fal powierzchniowych. Czytelników, którzy życzyliby sobie poszerzyć wiedzę na temat fal powierzchniowych i przyrządów odsyłam do prac traktujących te zagadnienia w sposób ogólny [2-5].

### **Rozchodzenie się powierzchniowych fal akustycznych**

Wszystkie ciała krystaliczne są akustycznie anizotropowe. W konsekwencji ich zdolność do propagacji fal różni się znacznie nie tylko między poszczególnymi materiałami, lecz również zależy od kierunku cięcia materiału i kierunku propagacji. I tak, na przykład, przy zwykle stosowanym kierunku cięcia kwarcu dyfrakcja zachodzi bardziej wyraźnie niż na podłożu izotropowym, podczas gdy w przypadku niobianu litu ma miejsce sytuacja odwrotna [6]. Poza kierunkami symetrii sterowanie falą (nierównoległość wektora propagacji i wektora Poyntinga) może być niezwykle trudne. Mówiąc prościej, przy projektowaniu i konstrukcji przetwornika niezbędna jest znajomość podstawowych własności rozchodzenia się fal w danym materiale podłożowym.

Okazało się ostatnio, że materiał piezoelektryczny nie tylko spełnia wymagania odnośnie wspomnianej wcześniej zależności Rayleigha, lecz możliwe jest również wzbudzenie w nim poprzecznej fali powierzchniowej w płaszczyźnie powierzchni. Zjawisko to znane jest jako mod Bleusteina-Gulajewa od nazwisk pierwszych odkrywców [7]. W przeciwieństwie do modu Rayleigha fala w modzie Bleusteina-Gulajewa wnika głęboko w materiał podłoża, ale cienka warstwa metaliczna naniesiona na podłożu izolacyjnym redukuje głębokość wnikania do wielkości równej jednej lub dwóm długościom fali. O tym, który z modów będzie wzbudzony, decyduje dobór kierunku cięcia kryształu, kierunku propagacji i częstotliwości. W dalszej części niniejszego artykułu będziemy dyskutować falę powierzchniową rozumianą jako mod Rayleigha.

### **Generacja i detekcja fal powierzchniowych**

Pomimo, że istnieje wiele sposobów wzbudzania i wykrywania powierzchniowych fal akustycznych, prawie wyłącznie stosuje się do tych celów przetwornik międzypalczasty pokazany na rys. 1. Zgodnie z tym, co zademonstrowano w 1969 roku [8], powierzchniowe fale akustyczne można wzbudzać i wykrywać przy pomocy przetwornika międzypalczastego ze sprawnością przemiany bliską 100% przy względnej szerokości pasma 20% lub więcej. Fakt ten przyczynił się do dynamicznego rozwoju badań urządzeń typu SAW.

Jak łatwo zauważyć z rys. 1, przetwornik międzypalczasty umieszczony na podłożu

izolacyjnym będzie — z punktu widzenia elektrycznego — reprezentować sobą kondensator. Jeśli izolator jest piezoelektrykiem wówczas, ogólnie rzecz biorąc, fale akustyczne mogą być wzbudzone w sposób opisany we wstępie, a przetwornik będzie posiadać oporność promieniowania analogicznie do anteny promieniującej. Pod względem elektrycznym przetwornik wnosi składową bierną i czynną. Składową reaktancyjną można skompensować indukcyjnością, natomiast składową rzeczywistą można dopasować do impedancji źródła i linii przesyłowej. (Dopasowanie uzyskuje się poprzez dobór długości przerwy pomiędzy paskami, np. przerwa równa stu długościom fali daje w przypadku niobianu litu rezystancję promieniowania  $50 \Omega$ ). W warunkach dostrojenia i dopasowania można uzyskać stu procentową sprawność przemiany. Istotnym problemem związanym z względną szerokością pasma, w którym wyżej wspomniane warunki można zrealizować, jest silny udział odpowiednich składowych tensora piezoelektrycznego, które zależą od kierunku cięcia kryształu, kierunku propagacji, jak również wyboru materiału. Dla sprawności przemiany równej 100% osiągalne są względne szerokości pasma 25% przy zastosowaniu niobianu litu oraz 5% w przypadku użycia kwarcu [8]. Poprzez odpowiednią konstrukcję przetwornika udaje się podwyższyć względną szerokość pasma lecz kosztem sprawności przemiany.

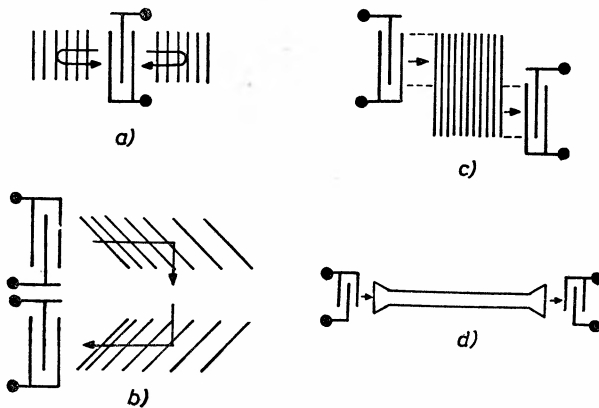
Stosując niobian litu do konstrukcji prostej struktury SAW, pokazanej na rys. 1, można wykonać urządzenie o następujących parametrach: względna szerokość pasma 20% ( $N = 5$ ); straty wtrącenia 7 dB; częstotliwość środkowa 100 MHz; czas opóźnienia 10  $\mu$ s. Jeśli chodzi o straty wtrącenia, 6 dB wynika z faktu dwukierunkowości przetwornika — z uwagi na symetrię tylko połowa mocy akustycznej jest wzbudzana w kierunku przetwornika odbiorczego — zaś pozostały 1 dB pochodzi częściowo z dyfrakcji, a w części ze strat w obwodzie.

Działanie przetwornika międzypalczastego komplikują różnorodne zjawiska fizyczne zachodzące w czasie pracy przyrządu. Przykładowo, na metalowych palcach może nastąpić odbicie fali powierzchniowej wskutek efektywnej zmiany impedancji jaką wnoszą one w związku z mechanicznymi, elektrycznymi i topograficznymi zmianami na powierzchni. Dalszym utrudnieniem jest regeneracja fal powierzchniowych przez falę wzbudzaną w jednej części przetwornika i odbieraną przez drugą jego część w czasie rozchodzenia się pod nią [9]. Niemniej jednak poprzez dobór materiału i opracowanie odpowiedniej konstrukcji przetwornika problemy powyższe w wielu przypadkach można zredukować do pomijalnych. Wobec ciągle aktualnej tendencji do polepszania charakterystyk pracy przetwornika rodzi się konieczność opracowania pełniejszego teoretycznego modelu jego działania.

### Struktury powierzchniowe

Problem podwójnej roli, jaką z założenia ma spełniać w urządzeniu przetwornik międzypalczasty, można uczynić mniej krytycznym, jeśli umieści się odpowiednie struktury powierzchniowe na drodze fali akustycznej. Na rys. 3 zilustrowano przykładowo struktury powierzchniowe wytworzone przez odpowiedni układ rowków lub też przez osadzenie cienkich warstw metalicznych czy izolacyjnych. Dla pracy struktur pokazanych na rysunkach 3a i 3b istotne jest spełnienie warunku odbicia Bragga dla danej częstotliwości.

Na rys. 3a reflektory są od siebie równo oddalone i kiedy częstotliwość jest taka, że długość fali akustycznej jest równa połowie odległości periodycznej w strukturze, wówczas może mieć miejsce bardzo silne odbicie. Struktura tworzy wnękę rezonatora [10] umożliwiając wykorzystanie bardzo małej tłumienności materiału podłożowego dla uzyskania filtrów na bardzo wąskie pasmo częstotliwości. Jeśli chodzi o strukturę pokazaną na rys. 3b, różni się ona od poprzednich nie tylko kątem odbicia, który wynosi w tym przypadku  $90^\circ$ , lecz również tym, że w jednym z jej najistotniejszych zastosowań — a mianowicie jako dyspersyjna linia opóźniająca — wykorzystuje się fakt progresywnie zmieniających się odstępów pomiędzy reflektorami. W przykładzie pokazanym na rysunku fale wysokiej częstotliwości ulegają odbiciu na krótszej drodze niż fale niskiej częstotliwości. Nasuwa się więc wniosek, że dyspersję można uczynić szczególną funkcją częstotliwości [11] poprzez dobór odległości pomiędzy reflektorami. W dalszej części artykułu omówimy ważniejsze zastosowania dyspersyjnych linii opóźniających.



Rys. 3. Struktury powierzchniowe: a) reflektory do rezonatora, b) reflektory dla dyspersyjnej linii opóźniającej, c) sprzęgacz wielopaskowy, d) falowod powierzchniowy

Struktura powierzchniowa pokazana na rys. 3c znana jest jako sprzęgacz wielopaskowy (multistrip coupler — MSC). Skonstruowany z pasków metalu na podłożu piezoelektrycznym działa jako sprzęgacz kierunkowy. Fale wzbudzone w jednym końcu przetwornika obejmują swym zasięgiem połowę sprzęgacza i wytwarzają różnice potencjałów pomiędzy paskami, które z kolei generują falę akustyczną w części sprzęgacza będącej poza zasięgiem fal [12]. Możliwy jest prawie stuprocentowy transfer energii padającej fali, przy czym aktualna wielkość zależy od liczby pasków, odległości pomiędzy nimi, długości fali padającej i elektromechanicznych własności materiału. Przy najkorzystniejszym kierunku cięcia kryształu niobianu litu 100% transfer energii uzyskuje się przy 90 paskach. Omawiana struktura posiada szerokie możliwości zastosowań [12]; najczęściej jednak stosowana jest przy tłumieniu modów pasożytniczych w filtrach pasmowo-przepustowych. Montuje się ją w filtrach do odbiorników telewizyjnych, jak przykładowo pokazano na rys. 2.

Ponieważ fala rozchodzi się po powierzchni, łatwo jest zatem wpływać na jej przebieg. Przykładowo, cienka warstwa osadzona na powierzchni podłoża może zwiększyć lub

zmniejszyć prędkość rozchodzenia się fali powierzchniowej. Jeśli prędkość ulegnie zmniejszeniu, wówczas można wytworzyć strukturę falowodową stosując technikę fotolitografii, tak jak to ilustruje prosty przykład na rys. 3d. Wykazano możliwości prowadzenia powierzchniowej fali akustycznej analogicznie jak składowych mikrofalowych fali elektromagnetycznej.

### **Efekt akusto-elektryczny fal powierzchniowych**

Naturalną konsekwencją prac prowadzonych na początku lat 1960-tych nad zagadnieniem wzmocnienia fal objętościowych było badanie możliwości wzmocnienia powierzchniowych fal akustycznych. W roku 1968 [14] zademonstrowano po raz pierwszy w sposób przekonywający wzmocnienie fali powierzchniowej propagującej na niobianie litu przez elektrony w polu unoszenia w znajdującej się w pobliżu płytki krzemowej. Pomiędzy krzemem i niobianem litu pozostawiono szczelinę powietrzną o szerokości mniejszej niż  $1\ \mu\text{m}$  celem uniknięcia mechanicznego tłumienia fali. Obserwowano wzmocnienie na wyjściu równe 7 dB w przypadku gdy elektrony posiadały prędkość unoszenia prawie dwukrotnie większą od prędkości fali powierzchniowej.

O efekcie oddziaływania akusto-elektrycznego prowadzącego do wzmocnienia wspomniano już wcześniej. Wzmocnienie fali powierzchniowej, jak to opisano powyżej, jest zagadnieniem skomplikowanym z uwagi na fakt, że w procesie biorą udział dwa materiały, a geometria układu jest dwuwymiarowa. W wyniku szczegółowej analizy [15] okazało się, że zachodzi superpozycja ruchu dryftowego elektronów i ruchu falowego, któremu towarzyszy napięcie „akusto-elektryczne” prostopadłe do napięcia dryftu. Nasuwa się w tym momencie bezpośrednia analogia do fal powierzchniowych na wodzie wzmocnionych przez wiatr.

Spośród całej gamy struktur wzmacniających zainteresowania naukowców koncentrują się ostatnio na efektach akusto-elektrycznych w złączach półprzewodnikowych oraz możliwości magazynowania w nich sygnału<sup>1</sup>. Pierwszym rezultatem badań na tym polu był „korelator pamięci na diodzie Schottky’ego” [16]. Urządzenie miało w zasadzie geometrię analogiczną do wzmacniacza, przy czym powierzchnia krzemu w pobliżu podłoża z niobianu litu była pokryta matrycą diod. Diody były polaryzowane przy pomocy wspólnej pary elektrod, które obejmowały strukturę krzem /szczelina powietrzna/ niobian litu na wzór kanapki<sup>2</sup>. Przykładając na bardzo krótki okres czasu napięcie w kierunku przewodzenia uzyskano jakby migawkowy obraz rozkładu pola (związanego z falą powierzchniową) pod matrycą, przy czym informacja została zmagazynowana w postaci ładunku na diodach. Jeśli nieco później inna fala powierzchniowa została wzbudzona pod matrycą, nieliniowość charakterystyki diod dała w efekcie wymnożenie lokalnie magazynowanych i przechodzących sygnałów. Na wyjściu wspólnej pary elektrod uzyskano w ten sposób scałkowanie lokalnych iloczynów i w konsekwencji korelację pomiędzy sygnałem lokalnie zmagazynowanym i przechodzącym. Widać stąd wyraźnie, że w pojedynczym urządzeniu tego typu może zachodzić równocześnie magazynowanie sygnału i korelacja pomiędzy parą sygnałów.

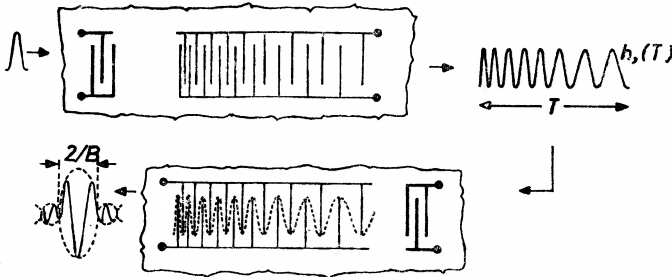
<sup>1</sup> Chodzi tu o wykorzystanie ich jako elementy pamięciowe (przyp. tłum.).

<sup>2</sup> Struktura typu *sandwich* — ang. kanapka (przyp. tłum.).

## Urządzenia i ich zastosowania

Praktycznie wszystkie główne firmy na świecie związane z produkcją systemów elektronicznych zmieniły w ostatnich dziesięciu latach profil swych zainteresowań, kiedy okazało się, że można wyprodukować urządzenia SAW o wyjątkowych charakterystykach pracy gwarantując jednocześnie ich powtarzalność i niezawodność. W wyniku intensywnych badań powstała cała gama struktur i typów przyrządów. Zyskały one szczególnie na atrakcyjności dzięki swym parametrom, które w pełni spełniają wymagania pod kątem zastosowań w radarach i to zarówno na dzień dzisiejszy, jak i na jutro. W zwykłych systemach komunikacji sygnały są długie, pasma wąskie i pożądana jest elastyczność działania — tu lepiej zdają egzamin konwencjonalne technologie (cyfrowe układy scalone, przyrządy ze sprzężeniem ładunkowym).

Spośród urządzeń wykorzystujących falę powierzchniową dwa najbardziej atrakcyjne to filtr pasmowo-przepustowy dla telewizji kolorowej i dyspersyjna linia opóźniająca do kompresji impulsów radarowych. Pierwsze z nich zostało przedyskutowane we wstępie. Obecnie zajmiemy się krótko drugim i omówimy jego zastosowania.



Rys. 4. Dyspersyjne linie opóźniające i zjawisko kompresji impulsów. Podanie impulsów na górną linię opóźniającą daje modulację częstotliwości impulsu  $h_1(T)$ . Jeśli następnie zasilimy nim dolną linię opóźniającą, otrzymamy w wyniku maksimum autokorelacji

W górnej części rys. 4 pokazana jest schematycznie prosta dyspersyjna linia opóźniająca oraz postać jej odpowiedzi impulsowej  $h_1(t)$ . Jeśli sygnał ten zostanie podany na drugą dyspersyjną linię opóźniającą, identyczną jak pierwsza z wyjątkiem faktu, że jej odpowiedź impulsowa jest odwrotna względem czasu do poprzedniej, wówczas w danej chwili położenie fali jest takie (pokazane schematycznie na rysunku), że występuje znaczny wzrost amplitudy impulsu. Jest to w istocie maksimum autokorelacji funkcji  $h_1(t)$ . Funkcję tę podaje się często w postaci:

$$h_1(t) = \begin{cases} A \cos(\omega t + bt^2 + c) & \text{dla } t_1 \leq t \leq t_1 + T, \\ 0 & \text{dla pozostałych } t. \end{cases}$$

Posiada ona chwilową  $\left(\frac{\delta\Phi}{\delta t}\right)$  szerokość pasma częstotliwości  $B$  równą  $2bT$ . Jej odwrotność względem czasu jest po prostu szerokością maksimum autokorelacji. Proste rozważania energetyczne pokazują, że wzrost stosunku sygnału do szumu (który nie ulega kompresji) wynosi  $B \times T$ . Dla radaru wysyłającego prosty impuls ( $b = 0$ ) osiągnięcie identycznych

parametrów pracy (stosunek sygnału do szumu, szerokość impulsów) wymagałoby wzrostu mocy nadajnika  $BT$ -krotnie. Ponieważ jednak maksymalna moc radaru jest ograniczona, wystarczy jedynie założyć, że radar już pracował na swej maksymalnej mocy, aby wzrost  $BT$  był w sposób oczywisty technicznie niemożliwy. Z drugiej strony, stosując technikę zwaną kompresją impulsów można rozszerzyć zakres pracy radaru nie obniżając innych parametrów.

Filtry fali powierzchniowej z kompresją impulsów przygotowano w wielu wariantach konstrukcyjnych [2, 3], z których dwa przedstawiono na rys. 3b i 4. Uzyskano prawie idealne charakterystyki pracy przy iloczynach  $BT$  zawierających się od 10 do  $10^4$ . W konsekwencji praktycznie we wszystkich nowoczesnych radarach z kompresją impulsów stosuje się istotny element konstrukcyjny w postaci urządzenia wykorzystującego falę powierzchniową.

### Wnioski

W okresie obejmującym niewiele ponad dziesięć ubiegłych lat zagadnienia powierzchniowych fal akustycznych na kryształach przesunęły się z niezmaconych, niemal zapomnianych wód fizyki (nawet zmarszczki nie było widać na powierzchni!) na czoło nowoczesnej techniki przetwarzania sygnałów. Stanowiło to, i nadal jeszcze stanowi, dobry przykład wartości „ukierunkowanych” badań fizycznych; wszystkie rezultaty osiągnięte zostały dzięki rozległemu stosowaniu podstawowych praw fizyki i szczególnej znajomości występujących procesów fizycznych.

Wreszcie trzeba przyznać, że w artykule tym dokonałem, w sposób w pewnym sensie tendencyjny, wyboru zagadnień związanych z falami powierzchniowymi. Koniecznością była rezygnacja z omówienia wielu problemów wnoszących istotny wkład do aktualnego stopnia rozwoju tej dziedziny wiedzy i techniki. Dla szerszego zapoznania się z tematem odsyłam czytelnika do uprzednio cytowanych prac przeglądowych [3-5].

Thumaczyła Ewa Gawrońska

Instytut Technologii Elektronowej  
Warszawa

### Literatura

- [1] Rayleigh, *Proc. London Math. Soc.* **17**, 4 (1885).
- [2] R. M. White, *Proc. IEEE*, **58**, 1238 (1970).
- [3] J. D. Maines, E. G. S. Paige, *IEE Rev.* **120**, 1078 (1973).
- [4] J. D. Maines, E. G. S. Paige, *Proc. IEEE* **64**, 639 (1976).
- [5] *Topics in Applied Physics* **24** A. A. Oliver, edit., Springer-Verlag 1978.
- [6] I. M. Mason, E. A. Ash, *J. Appl. Phys.* **42**, 5343 (1971).
- [7] Y. V. Gulaev, *ŽETF Pisma* **9**, 63 (1969).
- [8] W. R. Smith, H. M. Gerard, J. H. Collins, T. M. Reeder, J. H. Shaw, *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.* **17**, 856 (1969).
- [9] K. A. Ingebrigtsen, *Proc. Ultrasonic Symp.* 1972, p. 403.

- [10] E. A. Ash, *IEEE Symposium on Microwave Theory and Techniques*, Newport Beach, Calif. 1970.
- [11] R. C. Williamson, *Proc. IEEE* **64**, 702 (1976).
- [12] F. G. Marshall, C. O. Newton, E. G. S. Paige, *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.* **21**, 206, 216 (1973).
- [13] E. A. Ash, D. P. Morgan, *Electronics Lett.* **3**, 462 (1967).
- [14] J. H. Collins, K. M. Lakin, C. F. Quate, J. H. Shaw, *Appl. Phys. Lett.* **13**, 314 (1968).
- [15] Y. V. Gulaev, A. Y. Karabapov, A. M. Kmifa, A. V. Medved, S. S. Toursunov, *Fiz. Tver. Tela* **12**, 2595 (1970).
- [16] K. A. Ingebrigtsen, *Proc. IEEE* **64**, 764 (1976).



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

**Fizyka Materiałów Magnetycznych. I Konferencja Krajów RWPG w Jaszowcu**

Idea organizowania w Polsce cyklicznej (co 2 lata), międzynarodowej konferencji w dziedzinie fizyki materiałów magnetycznych, narodziła się w roku 1978. W październiku tegoż roku w Jabłonie k. Warszawy, podczas corocznego posiedzenia naukowo-koordynacyjnego w ramach współpracy RWPG w temacie „Fizyka Materiałów Magnetycznych” (Instytut Fizyki PAN koordynuje tę tematykę w RWPG), delegacja radziecka wystąpiła z propozycją, aby strona polska podjęła się organizowania tego rodzaju konferencji, począwszy od roku 1980. W roku dyskusji, wszystkie delegacje krajów RWPG uczestniczących w spotkaniu, aprobując tę propozycję, wskazały na celowość takiej inicjatywy ze względu na szczególnie dynamiczny rozwój i wzrost zainteresowania fizyką magnetyzmu w ostatnich latach. Delegacja polska, zobowiązując się do przedstawienia swej decyzji w czasie następnego spotkania w Dreźnie w 1979 r., zaproponowała jednocześnie, aby w konferencji tej, poza uczestnikami z krajów RWPG, wzięli również udział indywidualnie zaproszeni wybitni przedstawiciele fizyki magnetyzmu z krajów zachodnich, co pozwoli konferencji stać się jeszcze szerszym forum międzynarodowym zarówno dla prezentacji najnowszych osiągnięć, jak i dyskusji wśród szerokiego grona fizyków, teoretyków i eksperymentatorów, pracujących w dziedzinie magnetyzmu. Inicjatywa ta spotkała się z jednomyślną aprobatą uczestników spotkania.

W listopadzie 1979 r. w Dreźnie, w czasie następnego posiedzenia naukowo-koordynacyjnego, nasza delegacja poinformowała zebranych o zgodzie Polskiej Akademii Nauk na zorganizowanie tej konferencji w Polsce, proponując Jaszowiec w Beskidzie Śląskim jako miejsce tego spotkania. Zaproponowano również aby w skład Międzynarodowego Komitetu Organizacyjnego weszli przewodniczący delegacji krajów RWPG uczestniczących we wspomnianym temacie oraz aby zwrócić się do profesora Włodzimierza Trzebiatowskiego o objęcie przewodnictwa tego Komitetu. Poinformowała również zebranych o propozycjach zaproszenia fizyków z krajów zachodnich oraz o tym, że ciężar organizacji konferencji bierze na siebie Instytut Fizyki PAN we współpracy z Instytutem Niskich Temperatur i Badań Strukturalnych PAN. Wszystkie przedstawione propozycje akceptowano jednomyślnie.

Zgodnie z tym ustaleniem, akceptowanym przez Sekretariat RWPG, w dniach 12-20 kwietnia 1980 roku, w Jaszowcu w Domu Wypoczynkowym Kopalni Węgla Kamiennego Mysłowice (miejsce corocznych, krajowych spotkań fizyków-półprzewodnikowców) odbyła się I Konferencja Krajów RWPG: Fizyka Materiałów Magnetycznych.

W 8-dniowym spotkaniu wzięło udział 210 osób, w tym 66 osób reprezentujących zagraniczne ośrodki z Austrii, Bułgarii, Czechosłowacji, Francji, Japonii, Kanady, Niemieckiej Republiki Demokratycznej, Republiki Federalnej Niemiec, Rumunii, Stanów Zjednoczonych, Szwajcarii, Węgier, Wietnamu i Związku Radzieckiego oraz 144 uczestników z placówek krajowych, głównie uniwersyteckich, politechnicznych i należących do Polskiej Akademii Nauk.

Tematyka konferencji nie była a priori ograniczona do wybranych dziedzin magnetyzmu i w związku z tym było możliwe prezentowanie na niej wyników badań dotyczących wszystkich zagadnień związanych z fizyką jak również i zastosowaniem materiałów magnetycznych.

Zgodnie z ustaleniem Komitetu Programowego, zasadniczą formą przedstawiania komunikatów z prac własnych były plakaty. Poza tą formą prezentacji, w programie konferencji przewidziano referaty przeglądowe wygłaszane (45 min.) przez zaproszonych gości oraz referaty (30 min.) wybrane przez Komitet

Programowy spośród prac nadesłanych, a uznane ze względu na tematykę i wagę przedstawianych wyników za warte tego wyróżnienia.

Program konferencji przewidywał codziennie dwie sesje plenarne, poranną i popołudniową, na których przedstawiane były referaty przeglądowe oraz wspomniane poprzednio referaty wybrane. W godzinach wieczornych odbywały się sesje plakatowe.

W czasie 8 dni trwania konferencji, otwartej w niedzielę 13 kwietnia 1980 r. przez prof. Włodzimierza Trzebiatowskiego, przewodniczącego Międzynarodowego Komitetu Organizacyjnego, przedstawiono ogółem 32 referaty przeglądowe i wybrane (Austria — 1, Czechosłowacja — 1, Francja — 1, Japonia — 1, Kanada — 2, NRD — 1, RFN — 3, Rumunia — 1, Stany Zjednoczone — 5, Szwajcaria — 2, Związek Radziecki — 7 i Polska — 7) oraz 153 akceptowane do prezentacji komunikaty z prac własnych, przedstawione na 5 sesjach plakatowych.

W konferencji dominowała tematyka dotycząca układów nieuporządkowanych, szkieł spinowych oraz magnetycznych materiałów amorficznych, czego można było zresztą oczekiwać znając aktualne tendencje rozwojowe w magnetyzmie, potwierdzone na dwóch dużych, międzynarodowych konferencjach, które odbyły się w ubiegłym roku (MMM + INTERMAG w Nowym Jorku oraz ICM 79 w Monachium). W tej tematyce przedstawiono 5 następujących referatów przeglądowych: T. Mizoguchi (Uniwersytet Gakushuin w Tokio), *Physics of amorphous magnetism*; U. Krey (Uniwersytet w Ratyzbonie (RFN)), *Excitation and critical phenomena in disordered magnets*; T. Egami (Instytut Maksa Plancka w Stuttgarcie (RFN)), *Magnetism and structure of amorphous alloys*; V. Florescu (Instytut Fizyki i Technologii Materiałów w Bukareszcie), *Some recent results on the study of amorphous magnetic materials*; H. Szymczak i H. Lachowicz (Instytut Fizyki PAN w Warszawie), *Magnetoelastic interactions in amorphous materials* (wygłoszony przez pierwszego z Autorów).

Poza referatami przeglądowymi, dominacja tej tematyki przejawiała się również w ponad 30 komunikatach przedstawionych w formie plakatów.

Jakkolwiek badania układów amorficznych są prowadzone od wielu lat, to jednak dopiero ostatnio poczyniono istotny krok w opisie teoretycznym obserwowanych w nich zjawisk, dzięki modelowaniu numerycznemu, które stało się podstawowym i skutecznym narzędziem dla tych prac. Na konferencji obserwowano się dominację tych właśnie ośrodków, które bądź są same wyposażone w maszyny cyfrowe o dużych mocach obliczeniowych, bądź mają łatwy dostęp do tego rodzaju urządzeń.

Druga, stosunkowo duża grupa prac dotyczyła struktury domenowej, a przede wszystkim dynamiki ścianek. Tematyka ta, rozwijana intensywnie we wczesnych latach pięćdziesiątych w związku z odkryciem ferrytów, znalazła się ponownie w centrum zainteresowania fizyków, ze względu na odkrycie domen cylindrycznych oraz szeregu materiałów o jednoosiowej anizotropii, w których taka struktura może powstać. Mimo niezwykle dynamicznego rozwoju tej tematyki w ostatnim dziesięcioleciu, zajmuje ona nadal jedno z czołowych miejsc w badaniach magnetycznych. To zainteresowanie, silnie stymulowane praktycznym wykorzystaniem domen cylindrycznych w technice, jest wywołane ciągle nowymi, zaskakującymi odkryciami związanymi przede wszystkim z dynamiką ścianek.

Techniczne wykorzystanie domen cylindrycznych doprowadziło do tak dużej perfekcji technologicznej, że dziś jest możliwe wytwarzanie prawie doskonałych kryształów, charakteryzujących się liczbą 1-2 defektów w  $1 \text{ cm}^2$  powierzchni epitaksjalnej warstwy, wykorzystywanej dla generacji tych domen. Z tego też względu, jak również ze względu na możliwość przeprowadzania eksperymentu z pojedynczą, wyizolowaną, dobrze zdefiniowaną ścianką domenową, materiały dla domen cylindrycznych dały unikalną możliwość tak dramatycznego rozwoju badań nad strukturą i dynamiką ścianek domenowych.

W tematyce tej uczestnicy Konferencji mieli możliwość wysłuchania trzech referatów przeglądowych. Pierwszy pt. *Wall resonances in bubble garnets* przedstawił J. C. Slonczewski z Ośrodka Badawczego IBM w Yorktown Heights (USA), twórca współczesnej teorii dynamiki ścianek. W referacie prezentującym w bardzo dydaktyczny sposób zagadnienia dynamiki ścianek domenowych w epitaksjalnych warstwach granatów dla domen cylindrycznych, skoncentrowano uwagę na koncepcji masy efektywnej oscylującej ścianki i przyczynach, z powodu których różni się ona od klasycznej masy Döringa. Drugi referat zatytułowany *Magnetic domain wall oscillation in the presence of in-plane magnetic field*, autorstwa P. E. Wigena (Stanowy Uniwersytet w Ohio, Columbus, USA), H. Dötcha (Laboratorium Badawcze Philipsa w Hamburgu, RFN) oraz J. Morkowskiego (IFMol. PAN), przedstawiony przez pierwszego z Autorów, pre-

zentował szereg nowych wyników uzyskanych w interesującym eksperymencie z oscylującą strukturą domen paskowych w epitaksjalnej warstwie granatu.

Wreszcie w referacie V. K. Vlasko-Vlasova, L. M. Dedukha, M. V. Indenboma i V. I. Nikitenki (Instytut Fizyki Ciała Stałego AN ZSRR, Moskwa), zatytułowanym *Direct experimental study of the interaction of dislocation microstress field with the magnetization in domain walls*, przedstawionym przez ostatniego z Autorów, zaprezentowano rezultaty prac doświadczalnych nad oddziaływaniem pojedynczych dyslokacji w warstwie granatu ze strukturą domenową. Pokazano wyniki eleganckiego eksperymentu, w którym prosta ścianka przechodzi przez obszar zaburzony dyslokacją i wykazano, że obserwowane oddziaływania mają swe główne źródło w efektach magnetoelastycznych.

W sesjach plakatowych pokazano ponadto 20 prac związanych z tematyką domenową. Pozostałe referaty i komunikaty dotyczyły praktycznie wszystkich aktualnie uprawianych dziedzin fizyki magnetyzmu i poza wymienionymi już dwoma grupami, trudno byłoby wyróżnić inną tematykę z uwagi na liczbę przedstawionych prac.

Ze względu natomiast na nowoczesność tematyki i zainteresowanie nią uczestników należy wymienić referaty P. Wachtera z ETH w Zurichu pt. *Intermediate valent magnetic TmSe and its alloys with Te and Eu* oraz P. F. de Châtelea z Ośrodka Badawczego IBM w Yorktown Heights pt. *Mixed valence in rare-earth intermetallics*, w których został przedstawiony niezwykle interesujący problem pośredniej walencyjności. Autorzy skupili swoją uwagę na dwóch ważnych problemach, a mianowicie — problemie uporządkowania magnetycznego w związkach TmSe i TmTe z punktu widzenia wpływu pośredniej walencyjności na to uporządkowanie. Wiele miejsca w referatach zajął problem charakteru przejścia fazowego metal-izolator w SmSe i SmTe, które nie może być opisane w ramach teorii Motta.

Podobnie duże zainteresowanie wzbudził świetny referat A. J. Freemana (Northwestern University, Evanston, USA) zatytułowany *Surface and magnetism*. Zwracając uwagę na fakt coraz mniejszego zainteresowania kryształami objętościowymi, a coraz większego warstwami o submikronowych grubościach i wynikającej stąd naturalnej konsekwencji wpływu powierzchni, wskazano w referacie na konieczność lepszego zrozumienia efektów ogólnie związanych z powierzchniami granicznymi i z problemami fizyki układów magnetycznych o zredukowanej symetrii (jedno i dwuwymiarowe magnetyki). Wymaga to, zdaniem referenta, rewizji dotychczasowych, tradycyjalnych koncepcji w podejściu do tych zagadnień. W szczególności należałoby odpowiedzieć na pytanie, czy na przykład rozumienie tradycyjne struktury pasmowej, efektywnej masy czy też zjawisk transportu jest adekwatne do tej sytuacji.

Ze względu na wysoki poziom i duże zainteresowanie uczestników należałoby wymienić jeszcze doskonały referat przeglądowy W. Zinna z Instytutu Badań Ciała Stałego w Jülich, zatytułowany *Experimental and theoretical studies on  $Eu_xSr_{1-x}S$ , a diluted Heisenberg ferromagnet with competing exchange interaction*, w którym Autor przedstawił niezwykle bogaty materiał doświadczalny i interpretacyjny, uzyskany w ciągu kilku ostatnich lat w szerokiej współpracy międzynarodowej.

Po południu, w czwartek 17 kwietnia, odbyła się blisko dwugodzinna panelowa dyskusja pod hasłem „Trends in magnetism”. W dyskusji tej, przygotowanej przez A. J. Freemana i L. Wojtczaka (Uniwersytet Łódzki), udział wzięli ponadto V. Florescu (Rumunia), D. J. W. Geldart (Kanada), V. A. Ignatzenko (ZSRR), P. Novak (ČSRS), G. A. Petrakovski (ZSRR), J. C. Slonczewski (USA), P. Wachter (Szwajcaria), P. E. Wigen (USA), W. Zinn (RFN).

Zgodnie z krytyczną uwagą wypowiedzianą przez A. S. Borowika-Romanowa w czasie podobnej dyskusji na ICM 79 w Monachium o tym, że najbardziej ważne i liczące się rezultaty w nauce trudno jest przewidzieć na podstawie dzisiejszej wiedzy, to i ta dyskusja oczywiście nie dałaby odpowiedzi, gdyby tak było sformułowane pytanie. Na podstawie jednak wypowiedzi jej uczestników można było wyrobić sobie pogląd o najważniejszych i perspektywicznych kierunkach rozwoju fizyki magnetyzmu, które, jak się wydaje, będą związane z dalszym rozwojem technologii wytwarzania struktur submikronowych realizujących złącza np. typu metal magnetyczny — nadprzewodnik, warstwowych struktur modulowanych czy wreszcie tzw. złącz spinowych, podobnych do złącz półprzewodnikowych typu *p-n*. Wydaje się również, że więcej niż dotychczas uwagi będzie poświęcać się zagadnieniom powierzchni, strukturom nieuporządkowanym, systemom amorficznym i ciekłym metalom oraz współistnieniu uporządkowania magnetycznego i nadprzewodnictwa (te właśnie problemy poruszał referat przeglądowy G. Kozłowskiego z INTiBS PAN, *Magnetism and super-conductivity*). W wypowiedziach kilku dyskutantów przewijała się troska o to,

czy społeczeństwa subwencjonujące naukę będą chciały ponosić rosnące stale koszty badań, o ile nie będą one przynosić szybko bezpośrednich i odczuwalnych rezultatów.

Sądzymy, że międzynarodowe spotkanie fizyków pracujących w dziedzinie magnetyzmu, jakim była ta Konferencja, spełniło oczekiwania jej organizatorów zarówno pod względem merytorycznym, jak i jako forum, na którym było możliwe odnowienie starych kontaktów oraz nawiązanie nowych.

W opinii zarówno zaproszonych gości, jak i uczestników zagranicznych i krajowych, wypowiedzianych, jak myślimy nie tylko z czystej kurtuazji, konferencja została oceniona bardzo wysoko jako spotkanie, które przebiegało w nieformalnej i miłej atmosferze, która bardzo sprzyiała osiągnięciu dobrych rezultatów merytorycznych. Sądzymy, że istotny wpływ na tę atmosferę miały niezwykle życzliwy stosunek personelu Domu Wczasowego Gwarek do nas, uczestników tego spotkania. Do powodzenia konferencji przyczyniła się również i przyroda dając nam pięć pięknych, słonecznych i ciepłych dni. Sądzymy również, że zorganizowanie ogniska w pierwszym dniu konferencji, jak i później miłego spotkania towarzyskiego, pomogło w stworzeniu tej nieformalnej atmosfery.

Uczestnicy konferencji rozjechali się mając nadzieję, że ponownie spotkają się w Polsce za dwa lata.

Materiały konferencji, zawierające wszystkie referaty przeglądowe i wybrane, ukażą się jako jedna z pozycji serii „Proceedings of Conferences in Physics”, wydanej przez IF PAN.

*Henryk Lachowicz i Henryk Szymczak*

Instytut Fizyki PAN  
Warszawa

## IX Ogólnopolska Konferencja EKON-80 w Poznaniu

Kolejna konferencja EKON odbyła się w dniach od 23 do 26 kwietnia 1980 roku. Konferencje te organizowane w Poznaniu co dwa lata począwszy od roku 1964, cieszą się dużym uznaniem i popularnością w środowisku naukowym. Językiem Konferencji jest język angielski, co umożliwia udział w obradach licznym uczestnikom z zagranicy. Konferencje EKON stanowią przegląd aktualnego stanu badań krajowych i zagranicznych w dziedzinach optyki nieliniowej i elektroniki kwantowej, odgrywając doniosłą rolę w wymianie informacji naukowej. Organizowane są pod patronatem Polskiego Towarzystwa Fizycznego przez Instytut Fizyki Uniwersytetu Adama Mickiewicza w Poznaniu, przy współpracy z Instytutem Fizyki Doświadczalnej Uniwersytetu Warszawskiego, Instytutem Fizyki PAN w Warszawie, Instytutem Technologii Elektronowej Politechniki Warszawskiej, Instytutem Elektroniki Kwantowej WAT i Instytutem Fizyki Plazmy i Laserowej Mikrosyntezy w Warszawie. Przewodniczącym Komitetu Organizacyjnego EKON-80 był prof. Franciszek Kaczmarek. Obecna Konferencja była organizowana przy aktywnym również współudziale uczonych radzieckich — wszystkie sprawy związane z organizacją Konferencji prowadził na terenie ZSRR Podkomitet Organizacyjny EKON-80 działający przy Komitecie Optyki Koharentnej i Nieliniowej Akademii Nauk ZSRR. Na czele podkomitetu stał akademik prof. F. W. Bunkin.

Prace Konferencji toczyły się w przedpołudniowych sesjach plenarnych przeznaczonych dla wszystkich uczestników, w sesji plakatowej, która odbyła się w drugim dniu konferencji oraz w dwu popołudniowych równoległych sekcjach tematycznych. Sekcje te to Elektronika Kwantowa i Technika Laserowa — A, grupująca następujące zagadnienia: lasery i materiały laserowe, teoria lasera, generacja i propagacja impulsów laserowych, spektroskopia laserowa — technika i zastosowanie, lasery w chemii, biologii i przemyśle, optoelektronika, modulacja i detekcja promieniowania laserów, zastosowanie laserów do generacji plazmy i synteza laserowa oraz Optyka Nieliniowa i Kwantowa — B, na której dyskutowano takie tematy jak: spójność światła i statystyka fotonów, spektroskopia wielofotonowa, absorpcja, jonizacja i emisja, generacja harmonicznych i mieszanie częstości, nieliniowe zjawiska elektro- i magnetoptyczne, samoindukowane zjawiska optyczne, zjawiska dyspersyjne, relaksacyjne i rezonansowe, nieliniowe własności optyczne materiałów.

W Konferencji wzięło udział 83 gości zagranicznych i około 250 krajowych. Z uczestników zagra-

nicznych najliczniejsza była grupa radziecka (47 osób) reprezentująca Instytut Fizyki im. Lebediewa (Moskwa), Uniwersytet Moskiewski, Instytut Fizyki Stosowanej (Gorki) oraz inne ośrodki — Tomsk, Krasnojarsk, Nowosybirsk, Asztarak (Armenia), Rostów, Mińsk, Wilno. Następna co do liczności grupa to 13 fizyków z NRD, w tym reprezentanci dwu głównych placówek elektroniki kwantowej: Zentralinstitut für Optik und Spektroskopie (Berlin) i Friedrich Schiller Universität (Jena). Ponadto 8 osób z Bułgarii, po 3 uczestników z USA, Chin, Węgier, 2 z Czechosłowacji i po jednym z Wielkiej Brytanii, Austrii, Francji, Wietnamu. Z ośrodków krajowych najliczniej reprezentowane były (oprócz ośrodka poznańskiego — gospodarza Konferencji) warszawski (125 uczestników), łódzki (18), toruński i gdański (po 17), wrocławski (16) i krakowski (13).

Otwarcia Konferencji EKON-80 dokonał prorektor UAM prof. Stefan Kozarski podkreślając znaczenie Konferencji dla prawidłowego rozwoju nauki i jej doniosłą rolę informacyjną. Następnie rozpoczęły się obrady plenarne od referatu W. P. Czebotajewa (Nowosybirsk) *Optyczne wzorce częstości*, przedstawiającego najnowsze osiągnięcia uczonych radzieckich w tym zakresie. Ogółem wygłoszono 8 referatów plenarnych, po dwa każdego przedpołudnia oraz 8 referatów sekcyjnych.

„Specjalnym wydarzeniem” obrad był pokaz filmu J. H. Eberlyego pt. „Teoria zależności czasowej widma fluorescencji rezonansowej”, który cechowały przejrzystość i piękno formy. Również prof. Dembiński zilustrował swój ciekawy wykład *Hierarchia niestabilności w układach laserowych*, pomysłowo zrealizowanym filmem. Trudno omawiać szczegółowo prezentowane referaty. Ogólnie można stwierdzić, że charakteryzowały się one wysokim poziomem naukowym i wzbudziły duże zainteresowanie uczestników. Np. w pierwszym referacie plenarnym prof. Czebotajew przedstawił różnorodne układy laserów o bardzo dobrze stabilizowanej częstości, którą w procesie generacji harmonicznych dopasowano do częstości wzorca, stosując nawet siódmą harmoniczną lasera submilimetrowego. Najnowsze osiągnięcia w zakresie budowy i optymalizacji laserów impulsowych dużej mocy oraz zastosowań tych laserów do badań plazmowych omówił prof. Denus w referacie *Nowe układy laserowe do badań syntezy jądrowej*. Układy te pozwalają np. uzyskać 100-krotną kompresję objętościową plazmy DD w mikrobalonach szklanych z dobrą symetrią. Referat prof. Chu *Rozproszeniowa spektroskopia laserowa* był dobrym przykładem tego, jak wyniki znanej klasycznej teorii rozpraszania światła w połączeniu z nowoczesną techniką elektroniczną i maszyną liczącą pozwalają na uzyskanie wielu nowych informacji o strukturze i dynamice układów ciekłych.

Z przeglądu tytułów wygłoszonych referatów wynika, że dużo uwagi poświęcono w nich problemom optyki nieliniowej, zwłaszcza zjawiskom absorpcji i emisji dwufotonowej oraz propagacji silnych impulsów optycznych w różnych ośrodkach. Omówiono też problemy nowych materiałów laserowych, zwłaszcza takich (lasery stechiometryczne, lasery na centrach barwnych), które mogą znaleźć zastosowanie w mikroelektronice i telekomunikacji. Również dużo miejsca poświęcono spektroskopii laserowej jak i laserom przestrzajalnym, będącym głównym narzędziem spektroskopii laserowej. W komunikatach z prac własnych przewijały się też tematy nowych materiałów optyki nieliniowej, generacji harmonicznych, optymalizacji układów laserowych jak i różnych praktycznych zastosowań laserów, co dobrze odzwierciedla zainteresowania i aktualny stan badań z dziedziny optyki nieliniowej i elektroniki kwantowej.

Obrady Konferencji toczą się zwykle w dwu ściśle związanych nurtach. Pierwszy z nich zawarty jest w referatach plenarnych i sekcyjnych oraz komunikatach naukowych objętych programem. Drugi nurt, na pewno nie mniej ważny od pierwszego, to nieoficjalne spotkania i dyskusje. Trudno przecenić wagę tych indywidualnych spotkań. Kierując się tą ideą, organizatorzy zmniejszyli znacznie liczbę komunikatów naukowych przeznaczonych do wygłoszenia w czasie trwania Konferencji (wygłoszono po 22 komunikaty w każdej sekcji), drukując jednocześnie wszystkie nadesłane prace naukowe, zakwalifikowane przez Komitet Programowy, w „Materiałach Konferencji” (240 komunikatów) wydanych w języku angielskim. Dzięki temu Konferencja nie była przeładowana nadmierną ilością zajęć programowych, a jej uczestnicy dysponowali pewną ilością czasu na swobodne dyskusje naukowe i kontakty osobiste. Te ostatnie zostały ułatwione dzięki zorganizowaniu w drugim dniu obrad wieczornego spotkania dyskusyjnego. Miejscem spotkań i dyskusji była również sesja plakatowa, ciesząca się dużym zainteresowaniem uczestników, prezentująca w zwartej formie wyniki wielu ciekawych prac.

Interesującym uzupełnieniem Konferencji była wystawa wybranych urządzeń laserowych mieszcząca się w Instytucie Fizyki UAM. Nie była ona tak rozbudowana jak na poprzednich konferencjach — nie wystawiały swej aparatury firmy zachodnie, ograniczając się jedynie do prezentowania katalogów —

ale stanowiła pewien przegląd możliwości krajowych w zakresie budowy aparatury dla potrzeb elektroniki kwantowej. Dużym zainteresowaniem zwiedzających cieszyły się lasery yagowe: impulsowy wystawiony przez Instytut Układów Mikrofalowych i Laserowych WAT, oraz o pracy ciągłej — wykonany w Instytucie Technologii Elektronowej PW. Pokazano też kryształy dla potrzeb optyki nieliniowej (Instytut Fizyki PŁ i Instytut Fizyki UAM), o dobrej jakości optycznej. W ekspozycji COBRABiD-u zwracały uwagę mierniki energii i mocy promieniowania laserów.

Podsumowania wyników Konferencji dokonał tradycyjnie prof. Tadeusz Skaliński z IF PAN w Warszawie. W swoim wystąpieniu omówił on krótko przebieg Konferencji, wskazał na duże tradycje cyklu konferencji EKON, a w imieniu wszystkich uczestników Konferencji wyraził słowa uznania dla sprawnej jej organizacji. Również wielu uczestników podkreślało wysoki poziom naukowy i rangę jaką osiągnęły konferencje EKON. Stanowi to dobrą prognozę dla kontynuacji i dalszego rozwoju tych konferencji.

*Zdzisław Blaszczak*

Instytut Fizyki  
Uniwersytet A. Mickiewicza  
Poznań

### III Warszawskie Sympozjum Fizyki Cząstek Elementarnych w Jodłowym Dworze

W dniach 22-28 maja 1980 r. odbyło się w ośrodku „Jodłowy Dwór” w Górach Świętokrzyskich III Warszawskie Sympozjum Fizyki Cząstek Elementarnych, zorganizowane przez Instytut Fizyki Teoretycznej Uniwersytetu Warszawskiego i Instytut Badań Jądrowych przy współudziale Instytutu Fizyki Doświadczalnej Uniwersytetu Warszawskiego. W Sympozjum wzięło udział 37 osób z zagranicy (z CERN-u, Austrii, CSRS, Francji, Hiszpanii, NRD, Norwegii, RFN, Szwajcarii, USA, Węgier i Włoch) i 46 osób z ośrodków krajowych (z Krakowa, Łodzi, Warszawy i Wrocławia). Łącznie wygłoszono 44 referaty, w tym 8 wygłosili uczestnicy polscy. Referaty zostaną opublikowane w czasopiśmie *Nukleonika*. Poprzednie sympozja odbyły się w 1977 r. i 1979 r. w Kazimierzu Dolnym (zob. *Postępy Fizyki* **28**, 612 (1977); **30**, 595 (1979)). Tematyka tegorocznego Sympozjum dotyczyła trzech intensywnie rozwijających się działów fizyki cząstek elementarnych:

- analizy procesów twardych zderzeń i ich opisu przy użyciu chromodynamiki kwantowej;
- poszukiwania nowych cząstek i analizy procesów ich produkcji,
- fizyki ciężkich kwarków (analiza słabych rozpadów, schematy unifikacyjne).

W części poświęconej chromodynamice kwantowej wiele uwagi poświęcono analizie ilościowych testów teorii w procesach twardych. Wydaje się, że natrafiają one na istotne trudności ze względu na różnego typu efekty wyższego rzędu, z których nie wszystkie dają się w jednoznaczny sposób oszacować teoretycznie. Do dyskusji efektów wyższych rzędów w chromodynamice kwantowej wkład wnieśli również fizycy polscy (referaty A. Czechowskiego, J. Kalinowskiego i T. Taylora). Dość szeroko omawiano także problem niejednoznaczności w doświadczalnym wyznaczaniu wartości silnej stałej sprzężenia  $\alpha_s$ . Wydaje się, że niezbędne są znacznie precyzyjniejsze doświadczenia, które pozwolą na oszacowanie i wyeliminowanie ewentualnych efektów znikających z  $Q^2$  jak  $1/Q^2$  i będących źródłem trudności przy porównaniu rachunków perturbacyjnych z danymi. W tej sytuacji bardzo ważne staje się poszukiwanie silnych testów jakościowych chromodynamiki kwantowej. Bardzo istotne byłoby porównanie procesów z udziałem gluonów z procesami z udziałem kwarków, np. zaobserwowanie dwóch typów jetów o własnościach podobnych do przewidywanych przez teorię dla jetów kwarkowych i gluonowych. Możliwości takie w zasadzie istnieją w anihilacji  $e^+e^-$  i być może w jeszcze większym stopniu w zderzeniach hadron-hadron z produkcją dużych pędów poprzecznych. Bardzo interesująco z punktu widzenia jakościowej ewidencji na istnienie kolorowych gluonów wyglądały wstępne dane grupy fizyków z CERN-u, Collège de France, Heidelbergu, Karlsruhe i Warszawy przedstawione przez H. Fischera. Dotyczą one produkcji jetów z dużym pędem poprzecznym, ale pod małym kątem. Konfiguracja taka wydaje się szczególnie wygodna do „zaobserwowania” kolorowych gluonów (S. Pokorski i R. Sosnowski). Poruszany był także problem

porównania jetów w procesach twardych z jetami w procesach miękkich (M. Bardadin-Otwinowska, U. Timm). Jest to bardzo ciekawe zagadnienie z punktu widzenia teoretycznego; niestety interesujące efekty będą prawdopodobnie widoczne dopiero przy energiach o rząd wielkości wyższych niż osiągnane obecnie.

Kolejną grupą zagadnień poruszanych na Sympozjum była produkcja nowych cząstek. Można tu także odnotować kilka referatów polskich (L. Łukaszuk, B. Niczyporuk i R. Sosnowski). Poza poszukiwaniem cząstki Higgsa i bozonów pośrednich, których odkrycie możliwe będzie dopiero przy użyciu nowej generacji akceleratorów, bardzo interesujące są badania dotyczące produkcji hadronów o nowych zapachach (tzn. zawierających nowe, ciężkie kwarki) w zderzeniach  $e^+e^-$ ,  $vp$  i  $pp$ . Szczególnie zaskakujące są dane doświadczalne dotyczące produkcji cząstek powabnych w zderzeniach proton-proton. Obserwowany przekrój czynny na produkcję mezonów  $D$  i barionów  $\Lambda_c$  jest o rząd wielkości większy od oczekiwanego teoretycznie w oparciu o rachunki perturbacyjne w chromodynamice kwantowej. Z drugiej strony, produkcja ukrytego powabu (tzn. rodziny cząstek  $J/\psi$ ) zgadza się z analogicznymi oszacowaniami teoretycznymi. Fakt ten, jak również inne cechy obserwowanej produkcji cząstek powabnych, wskazywałyby na istotną rolę kwarków walencyjnych początkowych protonów przy produkcji mezonów  $D$  i barionów  $\Lambda_c$  (S. Pokorski i R. Sosnowski). Możliwość taka może mieć także znaczenie dla odkrycia kolejnych ciężkich barionów pięknych. Wydaje się, że głębsze zrozumienie mechanizmu produkcji hadronów o nowych zapachach w zderzeniach hadronowych jest w tej chwili jednym z ciekawszych problemów fizyki oddziaływań silnych.

Pełny jeden dzień Sympozjum poświęcony był oddziaływaniom słabym ciężkich kwarków i problemowi zunifikowanej teorii oddziaływań słabych, elektromagnetycznych i silnych. Kilka referatów przeglądowych (P. Minkowski, L. Sulak, K. Tanaka, S. Wolfram) i szereg krótszych komunikatów pozwoliło na dość szczegółowy przegląd najnowszych wyników. Na pierwszy plan wysuwają się nowe rezultaty, zarówno doświadczalne jak i teoretyczne, dotyczące słabych rozpadów hadronów powabnych oraz poważne próby doświadczalnej weryfikacji koncepcji zunifikowanej teorii trzech typów oddziaływań poprzez zwiększenie dokładności oszacowania czasu życia protonu. Wreszcie, była to chyba jedna z pierwszych konferencji, na której oddzielne dwugodzinne seminarium poświęcone było dyskusji na temat pewnych nowych sugestii doświadczalnych o różnej od zera masie neutrin i ich oscylacji. Oczywiście problem ten ma fundamentalne znaczenie dla teorii oddziaływań cząstek elementarnych. Nie przytaczamy tu żadnych konkretnych rezultatów przekazanych w dyskusji, gdyż mają one jeszcze wstępny charakter i wymagają dalszego potwierdzenia doświadczalnego.

W sumie, Sympozjum dostarczyło bardzo pożytecznego przeglądu najnowszych wyników i planów na przyszłość w najżywiej rozwijających się obecnie dziedzinach fizyki wysokich energii.

Z. Ajduk, S. Pokorski

Instytut Fizyki Teoretycznej  
Uniwersytet Warszawski

## R E C E N Z J E

Robert M. White: *Kwantowa teoria magnetyzmu*. Tłumaczyli z języka angielskiego: Władysław Walukiewicz, Jacek Kossut, PWN, Warszawa 1979, str. 233, cena zł 30,—

Monografia Roberta M. White'a *Kwantowa teoria magnetyzmu* powstała na podstawie wykładów Autora w Uniwersytecie Kalifornijskim w Berkeley oraz w Uniwersytecie Stanforda. Określa to jej zasadnicze przeznaczenie jako wstępu do studiów w zakresie fizyki magnetyzmu. Korzystanie z niej wymaga od Czytelników znajomości mechaniki kwantowej oraz podstawowych wiadomości z fizyki ciała stałego na poziomie programu wykładów III roku studiów na kierunku fizyki. Według Autora program ten jest określony przez treść podręczników: *Mechanika kwantowa* Schiffa oraz *Wstęp do fizyki ciała stałego* Kittela. Opierając się na znajomości podstaw fizyki ciała stałego, monografia Roberta M. White'a stanowi jednocześnie ilustrację metod stosowanych w fizyce wielu ciał oraz wzbogaca wiedzę Czytelnika w tym zakresie przynosząc przykłady z dziedziny magnetyzmu. Tłumaczenie na język polski ukazało się w 9 lat po ukazaniu się wydania amerykańskiego. Jest ono poprawne. Strona redakcyjna nie budzi zastrzeżeń. Wydaje się, że korekta redakcyjna książki została wykonana starannie (errata zawiera 8 pozycji).

Ujęcie problemu przez White'a w monografii *Kwantowa teoria magnetyzmu* jest oryginalne, pozwala na jednolity opis omawianych własności, odpowiednio wybranych pod kątem tego opisu. Punktem wyjścia jest określenie podatności uogólnionej jako odpowiedzi układu statystycznego na zaburzenie zewnętrzne oraz zależność pomiędzy odpowiedzią układu i widmem fluktuacji termicznych, noszącą nazwę twierdzenia fluktuacyjno-dysypacyjnego. Jest to więc jedno z najbardziej ogólnych ujęć fizyki statystycznej jakie znalazło zastosowanie w przypadku układów magnetycznych, choć dla wąskiego stosunkowo kręgu zagadnień.

White omawia w swej monografii własności obiektów diamagnetycznych i paramagnetycznych oraz izolatorów i metali ferromagnetycznych z punktu widzenia podejścia podatności uogólnionej. Dwa pierwsze rozdziały są poświęcone wprowadzeniu podstawowych własności podatności uogólnionej oraz własności hamiltonianów magnetycznych, które pozwalają na wyjaśnienie zachowania się oddziałujących obiektów magnetycznych na poziomie teorii mikroskopowych. Szczególnie drugi rozdział jest dobrym opracowaniem z dydaktycznego punktu widzenia. Następne cztery rozdziały stanowią zasadniczą treść monografii. Dotyczą one obliczeń podatności statycznej jonów diamagnetycznych: podatności Landaua oraz oscylacji de Haasa-van Alpheny, podatności jonów paramagnetycznych, paramagnetyzmu Pauliego w metalach oraz krótkiego opisu zasad pomiaru podatności, dalej obliczeń podatności statycznej i dynamicznej w ferromagnetykach, antyferromagnetykach, ferrimagnetykach i helimagnetykach. Przedstawione rozważania zawierają zwięzłe informacje o teorii cieczy Fermiego, modelu Hubbarda oraz falach gęstości spinowej. Analiza podatności dynamicznej jest powiązana z wyczerpującym przedstawieniem własności procesów relaksacyjnych, rozpatrywanych na poziomie fenomenologicznych równań Blocha. Związek podatności uogólnionej z widmem fal spinowych w układach silnie oddziałujących spowodował, że również teoria fal spinowych została umieszczona w książce. W tym jednak przypadku, z wyjątkiem podstawowych informacji, tekst jest raczej reporterskim przeglądem zagadnień; nie pozwala na ich zrozumienie bez dodatkowej lektury. Podobny charakter mają dwa ostatnie rozdziały poświęcone roli domieszek magnetycznych oraz rozpraszaniu neutronów. Ujęcie problemu w terminach podatności uogólnionej zostało tu przesunięte na plan dalszy, natomiast zasadnicze rozważania są oparte na technice funkcji Greena i pojęciu funkcji gęstości stanów.

Monografia White'a powstała przeszło 10 lat temu. Od tego czasu nastąpił burzliwy rozwój teorii magnetyzmu. Przede wszystkim rozwinęto badania układów ograniczonych powierzchnią (cienkich warstw i małych cząsteczek), a więc realnych obiektów fizycznych. Uwzględnienie powierzchni łamie



symetrię translacyjną, wymaga zatem uogólnienia przekształceń fourierowskich, a w konsekwencji, zmian w teorii podatności uogólnionej takich, aby przedstawiona w książce Roberta M. White'a teoria dla układów nieograniczonych była przypadkiem granicznym. Omawiana monografia nie obejmuje tych zagadnień, natomiast w zakresie fizyki przemian fazowych i zjawisk krytycznych, dziedziny o fascynujących ostatnio osiągnięciach, przynosi tylko pierwsze sygnały. Jednakże, dokonany w niej wybór dobrze ugruntowanych rozwiązań z punktu widzenia oryginalnego, jednolitego ujęcia problemów stanowi dobrą podstawę do studiów i w ich wyniku do pełnego zrozumienia nowszych teorii. Książka Roberta M. White'a *Kwantowa teoria magnetyzmu*, po dokonaniu pewnych uzupełnień, może stanowić trwałą pozycję w spisie podstawowej lektury studentów fizyki jako podręcznik akademicki obok bardzo dobrej książki Sergieja V. Tiablikowa *Metody kwantowej teorii magnetyzmu*.

Leszek Wojtczak

Instytut Fizyki  
Uniwersytet Łódzki  
Łódź

Czesław Bobrowski: *Fizyka. Krótki kurs dla inżynierów*, WNT, Warszawa 1978, stron 610  
cena zł 95,—

Książka jest, zgodnie z intencją Autora wyrażoną w przedmowie, „podręcznikiem dla inżynierów wszystkich specjalności i studentów uczelni technicznych”. Przy takim sformułowaniu zadania książki może powstać pytanie: czy adresowanie jej do tych dwóch różnych grup czytelników pozwoli na dobre spełnienie tego zadania w obu przypadkach? Zdaniem recenzenta podręcznik dla studentów musi odpowiadać innym wymaganiom metodycznym niż książka przeznaczona dla inżynierów, która winna być czymś pośrednim między podręcznikiem a poradnikiem. Książka taka, jeśli ma służyć idei kształcenia permanentnego, powinna przede wszystkim poruszać te tematy, których nie było w dawniejszych podręcznikach fizyki oraz wyjaśniać zagadnienia nowe, o dużym aktualnym lub przewidywanym znaczeniu technicznym. Pozostały materiał tradycyjny w „Fizyce dla inżynierów” należałoby tak opracować, by ułatwiał ugruntowanie i uporządkowanie wiadomości nabytych w czasie studiów. Zakładając, że książka taka służyć będzie raczej celom repetycyjnym niż studiom systematycznym, jej układ powinien być bardzo przejrzysty i umożliwiać niezależne korzystanie z poszczególnych rozdziałów.

W porównaniu ze znaną już na naszym rynku księgarskim dwutomową „Fizyką dla inżynierów” autorstwa J. i M. Massalskich, recenzowana książka jest bardziej zwięzła, lecz nie pomija żadnego z tradycyjnych rozdziałów fizyki, wprowadzając ponadto nowy i ważny rozdział poświęcony fizyce plazmy. Rozdziały tradycyjne wzbogacono również nowymi zagadnieniami i tematami, takimi jak nadpłynność, holografia, optyka nieliniowa czy efekt Mössbauera. Sformułowanie II zasady termodynamiki oparte na zjawisku transportu jest nietypowe, lecz może okazać się metodycznie cenne. Nowoczesne jest również wyłożenie zasad budowy atomu oparte wyłącznie na mechanice kwantowej z pominięciem tzw. starej teorii kwantów. Charakter książki, która jest „krótkim kursem”, nie pozwala na zbyt szczegółową analizę przedmiotu, na pełne i konsekwentne wyprowadzanie wzorów, stąd wiele zagadnień zostało w niej tylko zasygnalizowanych. Należy wszakże podkreślić, że mimo tych ograniczeń, ogólna struktura fizyki oraz jej idee i metody są w książce przedstawione w sposób jasny i spójny. Walory książki jako podręcznika podnoszą zamieszczone na końcu każdego rozdziału zadania z podanymi rozwiązaniami.

Mimo częstego nawiązywania w tekście do problematyki technicznej, niektóre zagadnienia ważne dla techniki zostały w książce pominięte. W mechanice nie omówiono ruchu żyroskopu ani zagadnienia swobodnych osi obrotu. W optyce brak skróconych choćby informacji o soczewkach grubych i o porządkach optycznych. Przy omawianiu pomiaru wysokiej próżni nie wspomniano o próżniomierzu jonizacyjnym. Nie poruszono również tematu ferroelektryków przy omawianiu własności dielektrycznych ciała stałego. W rozdziale dotyczącym fizyki ciała stałego nie korzysta się z pojęcia stref Brillouina, mimo wcześniej wprowadzonego pojęcia sieci odwrotnej.

W książce znalazła się też pewna liczba błędów merytorycznych i drukarskich. Błędne jest stwierdzenie, że natężenie pola grawitacyjnego Ziemi jest równe przyspieszeniu ziemskiemu (str. 69). Na str. 87 błędnie podano czynnik Lorentza. Zamiast wyrażenia  $\frac{1}{4}\pi\epsilon_0$  na str. 185, powinno być  $\frac{1}{4\pi\epsilon_0}$ . W tablicy gęstości (str. 590) brak przecinka dziesiątego daje błędną wartość gęstości powietrza. Na str. 31 błędnie podano imię Newtona.

Niektóre sformułowania są nieprecyzyjne bądź niezręczne. Na przykład zdanie na str. 194: „Znajomość potencjału w dowolnym punkcie umożliwia obliczenie natężenia tego pola” może budzić pewne zastrzeżenia — lepsze byłoby sformułowanie następujące: Znajomość potencjału jako funkcji współrzędnych umożliwia obliczenie natężenia pola w zadanym punkcie. Na str. 184 jest mowa o „dyfuzji elektronów do obszarów korzystniejszych energetycznie”. Przy definicji natężenia pola elektrycznego korzysta się z pojęcia ładunku próbnego, choć nie wyjaśnia co rozumiemy pod tym pojęciem. Na str. 261 znalazło się zdanie: „Ze względu na dużą wartość rozchodzenia się światła, pomiar prędkości światła jest trudny”.

Strona graficzna książki, jak również jakość i liczba rysunków nie budzą zastrzeżeń. Terminologia fizyczna jest poprawna, konsekwentnie też stosowany jest układ jednostek SI.

Reasumując, należy uznać recenzowaną książkę jako przydatną dla inżynierów. Można też ją polecić jako podręcznik uzupełniający dla studentów wyższych uczelni technicznych.

*Ryszard Żuczkowski*

Instytut Fizyki  
Politechnika Wroclawska

## K R O N I K A

## Nagrody dydaktyczne PTF

Komisja Nagród Dydaktycznych przyznała w 1980 r. następujące nagrody:

Nagrody dydaktyczne I stopnia:

mgr Tomasz Tratkiewicz — V Liceum Ogólnokształcące w Warszawie — 2500 zł,

mgr Józef Olszewski — V Liceum Ogólnokształcące w Toruniu — 2500 zł.

Nagroda dydaktyczna II stopnia:

dr Krzysztof Sokalski — V Liceum Ogólnokształcące w Krakowie — 2000 zł.

## Nowi profesorowie

Rada Państwa nadała tytuły naukowe profesorów. Tytuł profesora nadzwyczajnego nauk fizycznych otrzymali:

Bogdan Adamczuk z UMCS w Lublinie, Władysław Chomka z Politechniki Gdańskiej i Józef Stanisław Kwiatkowski z UMK w Toruniu.

Nominacje nowo mianowanym profesorom wręczył w Belwederze w dniu 22 października 1980 r. Przewodniczący Rady Państwa prof. Henryk Jabłoński.

## EPS członkiem UNESCO

Europejskie Towarzystwo Fizyczne zostało przyjęte do UNESCO jako tzw. członek kategorii C — „kategorii wzajemnej informacji”. Kategoria członkowska C obejmuje dość luźną współpracę, ograniczającą się do informowania Dyrektora Generalnego UNESCO o działalności EPS w tym zakresie, który wiąże się z celami i programami UNESCO, a z drugiej strony do rozpowszechniania wśród członków EPS informacji o programach i osiągnięciach UNESCO. Korzyści dla EPS polegają na możliwości uzyskiwania zaproszeń do udziału w niektórych zebraniach UNESCO i na dostępie do dokumentacji UNESCO.

Formalne członkostwo UNESCO ułatwi rozwijanie już poprzednio nawiązanej współpracy między EPS a UNESCO w dziedzinie kształcenia, w szczególności wymianę wykładowców oraz dystrybucję czasopisma *Europhysics Education News*. W przyszłości na pewno współpraca ta się rozszerzy.

Nagroda *Problemów* dla Janusza Groszkowskiego

Nagrodę *Problemów* 1980 otrzymał prof. Janusz Groszkowski „w uznaniu zasług dla popularyzacji myśli technicznej i za krzewienie tradycyjnych dla polskiego środowiska naukowego wartości”.

Doktorat *honoris causa* dla Andrzeja Wróblewskiego

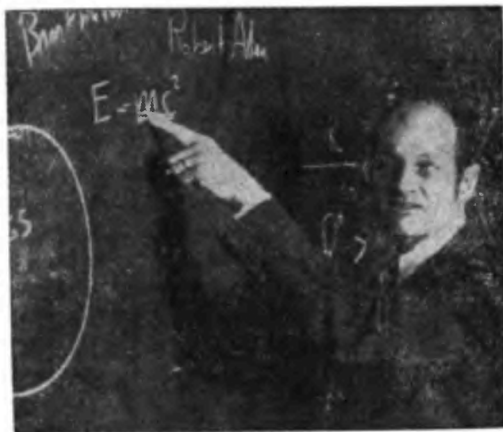
Profesor Andrzej Wróblewski, Dyrektor Instytutu Fizyki Doświadczalnej Uniwersytetu Warszawskiego otrzymał doktorat *honoris causa* Uniwersytetu w Siegen (RFN). Andrzej Wróblewski od wielu lat zajmuje się badaniami własności cząstek elementarnych przy użyciu komór pęcherzykowych, w szczególności produkcją wielu cząstek w zderzeniach hadronów. Na uroczystości wręczenia doktoratu, która odbyła się na Uniwersytecie w Siegen 7 maja 1980 r., prof. A. Wróblewski wygłosił referat pt. „Kierunki badań w fizyce cząstek elementarnych”.

## Nagroda Nobla z Fizyki

Nagrodę Nobla w dziedzinie fizyki za rok 1980 otrzymali uczeni amerykańscy: James W. Cronin z Uniwersytetu w Chicago i Val L. Fitch z Uniwersytetu w Princeton za „odkrycie naruszenia jednej z fundamentalnych zasad symetrii w rozpadach neutralnych mezonów  $K$ ”. Komunikat Szwedzkiej Królewskiej Akademii Nauk jest bardzo lakoniczny i niewiele mówiący dla niespecjalisty. Wyjaśnimy więc, że Cronin i Fitch odkryli niezachowanie parzystości kombinowanej  $CP$ , a więc naruszenie zasady zachowania, jaką przyjmowano w fizyce w latach 1957-1964.

Po pracach teoretycznych T. D. Lee i C. N. Yanga (1956 r.) i doświadczeniach wykonanych przez kilka zespołów eksperymentatorów (m. in. pani C. S. Wu i wsp.) okazało się w 1957 r., że przyjmowana w fizyce zasada zachowania parzystości  $P$ , a więc niezmienniczość praw fizyki przy operacji odbicia zwierciadlanego, nie jest spełniona w oddziaływaniach słabych. Okazało się też, że nie obowiązuje niezmienniczość oddziaływań słabych przy operacji sprzężenia ładunkowego  $C$ , a więc zamiany cząstek na antycząstki i odwrotnie. Przejawem tego ostatniego faktu jest np. to, że neutrina występujące w przyrodzie są lewoskrętne, a antyneutrina — prawoskrętne. Wielu fizyków (m. in. Landau) wysunęło wówczas hipotezę, że chociaż oddziaływania słabe nie są niezmiennicze względem operacji odbicia ( $P$ ) i sprzężenia ładunkowego ( $C$ ), to są niezmiennicze względem tzw. odbicia kombinowanego ( $CP$ ).

Według poglądów panujących w latach 1957-1964, stanami własnymi  $CP$  były mezony  $K_1^0$  i  $K_2^0$ , od-



James W. Cronin



Val Z. Fitch

powiednio krótkożyciowa ( $\tau \sim 10^{-10}$  s) i długożyciowa ( $\tau \sim 10^{-8}$  s) składowa neutralnych kaonów. Gdyby parzystość kombinowana  $CP$  była zachowywana w oddziaływaniach słabych, to powinny występować rozpad  $K_1^0 \rightarrow 2\pi$  i  $K_2^0 \rightarrow 3\pi$ .

W eksperymencie wykonanym w 1964 r. Cronin i Fitch ze współpracownikami R. Turlayem z Francji i J. H. Christensonem (patrz *Phys. Rev. Lett.* **13**, 138 (1964)) stwierdzili jednak, że obserwuje się czasem, z prawdopodobieństwem kilku promili, także rozpad długożyciowego mezonu  $K^0$  na dwa piony. Stąd wynika, że wspomniane składowe krótko- i długożyciowa nie są stanami własnymi  $CP$ , które oznaczyliśmy przez  $K_1^0$  i  $K_2^0$ , lecz pewnymi ich mieszkami, które przyjęto oznaczać przez  $K_S^0$  i  $K_L^0$  (od ang. *short* i *long*).

Niezachowanie  $CP$  pociąga też za sobą naruszenie niezmienniczości praw fizyki względem odwrócenia czasu (operacji  $T$ ). Przyjmuje się bowiem, że przy jednoczesnym zastosowaniu wszystkich trzech wymienionych operacji  $C$ ,  $P$  i  $T$  (choć w dowolnej kolejności) prawa fizyki pozostają niezmienione. Jest to tzw. twierdzenie  $CPT$  (Lüders, Pauli i Schwinger), wyprowadzone przy bardzo ogólnych założeniach, jak lokalność równań pola i ich niezmienniczość względem transformacji Lorentza.

Innym przejawem niezachowania  $CP$  jest to, że dla rozpadów  $K_L^0 \rightarrow \pi l \nu$  (gdzie  $l$  oznacza naładowany lepton: elektron lub mion) prawdopodobieństwo emisji  $l^+$  i  $l^-$  nie jest jednakowe (jak byłoby przy zachowaniu  $CP$ ). Według ostatnich danych, stosunek prawdopodobieństw rozpadu  $K_L^0 \rightarrow \pi^+ l^+ \nu$  i  $K_L^0 \rightarrow \pi^+ l^- \nu$  wynosi około 1,0066. Ta asymetria ładunkowa może być podstawą jedyne-

znanego sposobu odróżnienia świata od antyświata na podstawie wymiany informacji. Przed złożeniem wizyty obcej cywilizacji należy ją zapytać o wynik porównania ładunków elektronów w atomach i elektronów wysyłanych częściej w rozpadzie  $K_L^0$ . Jeśli odpowiedź będzie brzmiała: „ładunki są tego samego znaku”, to należy wizyty i wymianę przedstawicieli odwołać.

*Andrzej K. Wróblewski*

### Medal dla Gelfanda

Medal Wignera w r. 1980 otrzymał Izraël Moisiejewicz Gelfand z Instytutu Matematyki Akademii Nauk ZSRR w Moskwie. Group Theory and Fundamental Physics Foundation, która przyznaje ten medal za zastosowania teorii grup w fizyce, stwierdziła, że wkład Gelfanda do fizyki był bardzo istotny i prace jego wywarły wpływ na wiele dziedzin fizyki. Gelfand uogólnił m. in. twierdzenie Pauliego o związku spinu ze statystyką na nieskończeniowymiarowe reprezentacje grupy Lorenza, jak również uzyskał znaczące wyniki w teorii dystrybucji.

*Phys. Today* 33, No 9 (1980)

*B. W.*

### „Fizyka dla Przemysłu”

W dniach 8-10 września 1980 r. odbyła się w Krakowie ogólnopolska konferencja „Fizyka dla Przemysłu”. Została ona zorganizowana przez Polskie Towarzystwo Fizyczne, Komitet Fizyki Polskiej Akademii Nauk oraz Instytut Fizyki i Techniki Jądrowej Akademii Górniczo-Hutniczej.

W czasie konferencji wygłoszono 13 referatów plenarnych, w których omówiono szereg metod fizycznych z punktu widzenia ich przydatności dla celów przemysłowych. Przedstawiono także 192 plakaty, które prezentowały nowe materiały o praktycznie ważnych właściwościach, oryginalne aparaty oraz metody opracowane dla potrzeb zakładów produkcyjnych i propozycje usprawnienia konkretnych procesów technologicznych. Przedstawione prace wykonywane były dla potrzeb przemysłu górniczego, hutniczego, chemicznego, maszynowego, elektronicznego, optycznego, budowlanego i in. Dotyczyły również automatyzacji procesów produkcyjnych, zagadnień energetyki oraz ochrony środowiska. Należy podkreślić wysoki poziom opracowań. Streszczenia referatów plenarnych i plakatów zostały wydane w zbiorze

pt. *Fizyka dla Przemysłu — Materiały Konferencji*, Kraków, 8-10 września 1980 r. (333 str.).

Konferencja, stanowiąc przegląd osiągnięć, ugruntowała pozycję fizyki technicznej oraz doprowadziła do konsolidacji fizyków pracujących bezpośrednio w przemyśle i w instytutach naukowych. W konferencji uczestniczyło 300 osób. Należy jednak z ubolewaniem stwierdzić, że mimo zabiegów, udział w niej przedstawicieli kadry technicznej był nikły. Jak podkreślano w dyskusji, działanie mające na celu dalsze zbliżenie do środowiska technicznego winno przebiegać poprzez aktywny udział fizyków w specjalistycznych konferencjach organizowanych przez przemysł i demonstrowaniu tam metod fizycznych. Sugerowano również zorganizowanie, wzorem innych krajów, bardziej bezpośredniej współpracy fizyki z przemysłem poprzez tzw. doradztwo przemysłowe.

Uczestnicy konferencji podkreślili celowość organizowania w latach następnych (np. co drugi rok) ogólnopolskich konferencji fizyki technicznej lub stosowanej (tzn. obejmującej również zastosowania w medycynie, rolnictwie itp.). Wydaje się, że byłoby celowe zorganizowanie następnej konferencji w centrum przemysłowym Polski, np. w Katowicach.

*Andrzej Oleś*

### Tycho Brahe i odrodzenie astronomii

Pod powyższym tytułem ukazał się w numerze 5 (1980) *Physica Scripta* artykuł Olafa Pedersena z Zakładu Historii Nauki Uniwersytetu w Aarhus w Danii. Jest to tekst referatu wygłoszonego przez autora na sympozjum „The Universe at Large Redshifts”, które odbyło się w Kopenhadze w czerwcu 1979.

Tycho Brahe urodził się 14 grudnia 1546 w Knudsstrup. Znany jest przede wszystkim z tego, że w 1572 r. odkrył gwiazdę Nova w konstelacji Kasjopei i stwierdził, że jest to gwiazda stała, a także stworzył nowy i precyzyjny katalog tysiąca gwiazd stałych i dokonał mnóstwa obserwacji planet, na czym później oparł się Kepler tworząc swoją teorię.

Istotny udział Brahego w rozwoju astronomii polega przede wszystkim na tym, że wbrew panującej wówczas w astronomii tradycji nie opierał się na obserwacjach swoich poprzedników, lecz stanął na stanowisku, że nie można *a priori* uznawać je za poprawne. Budował coraz to precyzyjniejsze przyrządy i wykonał olbrzymią liczbę rzetelnych

obserwacji nie sugerując się poprzednio znanymi wynikami.

Tycho Brahe od początku działalności zdawał sobie sprawę, że odnowa astronomii wymagać będzie udoskonalonych instrumentów, a więc będzie bardzo kosztowna i że konieczne będzie znalezienie odpowiednich funduszy. I to przedsięwzięcie udało mu się, mimo że konieczność wydatnego finansowania badań naukowych zaczynała się dopiero rodzić w świadomości ówczesnych społeczeństw. Już w 1569 r., gdy miał dopiero 23 lata, namówił dwóch bogatych mieszczan z Augsburga, aby opłacili budowę wielkiego, zamocowanego na stałe, kwadrantu o promieniu 18 stóp. Przyrząd ten istniał wprawdzie tylko 5 lat — został zniszczony uderzeniem pioruna — jednak Brahe zdążył dokonać przy jego pomocy wielu obserwacji odkrytej przez siebie 11 listopada 1572 r. gwiazdy Nova. Odkrycie to zapewniło mu sławę w całej Europie. Wówczas król duński Fryderyk II, za namową zamilowanego w astronomii księcia heskiego Wilhelma, ofiarował Tycho Brahemu wysepkę Hven, leżącą w cieśninie Sund między Zelandią a Szwecją (obecnie wyspa ta należy do Szwecji) „wraz ze wszystkimi czynszami i podatkami, które z niej są ściągane i oddawane nam i koronie, aby mógł cieszyć się i używać i być wolnym od podatków i swobodnie bez żadnych czynszów (...) jak długo żyje i chce kontynuować i prowadzić swoje studia matematyczne.” (z Karty Królewskiej datowanej 23 maja 1576 r.). Wkrótce Brahe zaczął otrzymywać też wiele innych dotacji i stał się najlepiej chyba finansowanym naukowcem wszystkich czasów — otrzymywał 1% wszystkich dochodów państwa duńskiego.

Dzięki temu Tycho Brahe wybudował na swojej wyspie obserwatorium — Uraniborg. Był to duży dwukondygnacyjny budynek doskonale zaprojektowany. Zawierał bibliotekę, laboratorium alchemiczne (Brahe zajmował się bowiem również alchemią), mieszkanie astronoma i jego rodziny, pokoje gościnne, pokoje dla asystentów i studentów. Instrumenty astronomiczne umieszczono w specjalnych wieżach z rozsuwanymi dachami i na specjalnych balkonach. Warsztaty i mieszkania pracowników technicznych znalazły się w oddzielnych budynkach. Budowa trwała od 1576 do 1580 r. Wkrótce jednak liczba instrumentów tak wzrosła, że aby je pomieścić Brahe wybudował obok drugie obserwatorium — Stjernborg. W 1584 r. przybyła jeszcze drukarnia, a także papiernia. W ten sposób mógł on prowadzić obserwacje przy pomocy najnowocześniejszych wówczas instrumentów i wła-

snym nakładem publikować wyniki. Gdy w końcu XIX w. powtórzono wiele z pomiarów Brahego, okazało się, że średni błąd wyznaczonych przez niego odległości między jasnymi gwiazdami w Kajsjepe wynosi zaledwie 45", a średni błąd współrzędnych głównych gwiazd w jego katalogu tylko 25"!

Po 21 latach badań w swoich obserwatoriach na wyspie Hven, Tycho Brahe pokłócił się z panującym wówczas młodym Krystianem IV i opuścił Danię zabierając ze sobą swoje przyrządy. Został cesarskim astronomem, astrologiem i alchemikiem w Pradze, gdzie zmarł 24 października 1601 r. Po jego śmierci aparatura rozproszyła się i zaginęła, a po obserwatoriach na wyspie Hven pozostały tylko ruiny.

W notatce tej używamy pisowni Tycho Brahe. Wprawdzie w wielu źródłach (np. Wielka Encyklopedia Powszechna) używa się formy Tycho de Brahe, nie ma to jednak uzasadnienia, jak świadczy karta tytułowa dzieła *Tychonis Brahe, Danii, De Nova et Nullius Aevi Memoria Visa Stella...*, Hafniae 1573. Również prof. Armin Teske w swoim tłumaczeniu *Historii Fizyki Maxa von Lauego* pisał Tycho Brahe. Tę formę stosuje też rodak Brahego, autor cytowanego artykułu, Pedersen, oraz podają *Encyclopaedia Britannica* i Larousse.

*Physica Scripta* 21, No 5 (1980)

B. W.

### Przepływy krwi

W dniach 18-27 czerwca 1980 w Centre International des Sciences Mecaniques (CISM) w Udine we Włoszech odbył się kurs „Engineering and Medical Aspects of the Arterial Blood Flow”. CISM został założony w końcu lat sześćdziesiątych z inicjatywy głównie polskich uczonych, m. in. prof. W. Nowackiego (prezesa PAN) i prof. W. Olszaka, który od 1969 r. jest dyrektorem Centrum. Celem CISM jest stymulowanie rozwoju nauk mechanicznych. Mechanika, która stanowiła podstawowy dział fizyki klasycznej, po II wojnie światowej stała się właściwie samodzielną nauką. Podobnie z biofizyki wydzieliła się biomechanika.

Wobec postępującej wąskiej specjalizacji w nauce rola ośrodków typu CISM stała się bardzo ważna, jako miejsca spotkań uczonych z różnych dziedzin. Tak np. omawiany kurs zgromadził specjalistów

z zakresu mechaniki, biofizyki, fizjologii i medycyny. Mechanika układu krążenia stanowi bowiem pole wspólnych badań specjalistów tych dziedzin, a zaburzenia przepływu krwi przez tętnice stanowią źródło licznych schorzeń i jedną z głównych przyczyn zgonów.

T. Kenner (Graz) przedstawił fizjologiczne aspekty przepływu krwi, przede wszystkim w małych naczyniach tętniczych, które odgrywają istotną rolę w regulacji przepływu krwi w całym układzie krwionośnym. Przedyskutował także zasady matematycznego modelowania przepływów tętniczych. J. Barbenel (Glasgow) omówił własności mechaniczne i reologiczne ścian naczyń krwionośnych — ich strukturę, geometrię, związki naprężenie-deformacja. D. Quemada (Paryż) omówił własności reologiczne krwi. Krew jest, jak wiadomo, zawieszoną komórkę (krwinek) o bardzo wysokim stężeniu. Zachowuje się jak nienewtonowska, lepko-sprężysta ciecz. Własności krwi mają istotny wpływ na krążenie. Zaburzenia własności reologicznych krwi stanowią tak skutek jak i przyczynę wielu poważnych schorzeń. Stanowią też ważne narzędzie diagnostyczne (np. popularne badanie analityczne OB — szybkości opadania krwinek, które stanowi m. in. wskaźnik różnych stanów zapalnych w organizmie). J. B. Haddow (Edmonton, Kanada) omówił pewne problemy fenomenologicznej hydrodynamiki przepływów w naczyniach. C. M. Rodkiewicz (Edmonton), Polak zamieszkały w Kanadzie, wielki patriota, który był głównym organizatorem kursu, przedstawił w swoich wykładach problemy przepływów krwi przez zakrzywione odcinki tętnic oraz zwichnięcia i rozgałęzienia naczyń. Zjawiska hydrodynamiczne tam zachodzące (np. przepływy wtórne) mają, jak się wydaje, zasadnicze znaczenie dla zrozumienia procesów powstawania zakrzepów, a tym samym lepszego zrozumienia m. in. przyczyn zawałów serca oraz powstawania i narastania zmian miażdżycowych, a więc problemów niezwykle istotnych we współczesnej medycynie.

Zaletą kursu był jego kameralny, seminaryjno-dyskusyjny charakter, umożliwiający stały i bezpośredni kontakt ze wszystkimi wykładowcami, a także uczestników między sobą. Kurs zgromadził ok. 20 osób, w tym 2 osoby z Polski. Uczestnicy otrzymali powielone materiały kursowe, przygotowane przez wykładowców. Materiały te zostaną wydane w formie książkowej pod redakcją C. M. Rodkiewicza przez firmę Springer-Verlag. Profesor W. Olszak przewiduje w niedalekiej przyszłości zorganizowanie w CISM dalszych kursów

z pogranicza mechaniki, biofizyki i medycyny, poświęconych problemom biomechaniki i ich aspektom biomedycznym.

Włodzimierz Klonowski

### Nowe ulice fizyków w Warszawie

Uchwałą Rady Narodowej m. st. Warszawy, trzy ulice nowego osiedla na Bemowie otrzymają nazwy: Jana Błatona, Mieczysława Wolfkego i Andrzeja Sołtana.

Dz. U. R. N. m. st. W-wy Nr 8 (1980)

### Redaktor naczelny czasopism APS

Od 15 maja 1980 wszystkie publikacje Amerykańskiego Towarzystwa Fizycznego (*Phys. Rev.*, *Phys. Rev. Lett.*, *Rev. Mod. Phys.*, *Bull. Am. Phys. Soc.* i *Phys. Rev. Abstracts*) mają wspólnego redaktora naczelnego, którym został David Lazarus z University of Illinois, Urbana.

Lazarus, jak sam to stwierdza w liście do czytelników *Phys. Rev. Lett.*, nie ma jeszcze żadnego doświadczenia redakcyjnego. Dotychczas był jedynie użytkownikiem czasopism APS — czytelnikiem i autorem i tak jak inni autorzy miewał nieraz kłopoty z publikowaniem swoich prac. Apeluje do autorów i czytelników, aby komunikowali mu co im się podoba, a co nie podoba w czasopismach APS.

*Phys. Rev. Lett.* 44, No 21 (1980)

B. W.

### Korespondencja Pauliego

Ukazał się I tom korespondencji Pauliego, wydany przez firmę Springerera: *Wolfgang Pauli — Scientific Correspondence with Bohr, Einstein, Heisenberg etc.* Vol. I. 1919-1929. Redaktorami tego zbioru są A. Hermann, K. von Meyenn i V. F. Weisskopf. Zawiera on 240 listów pisanych przez Pauliego lub do Pauliego i pochodzących z kolekcji ponad 2000 oryginałów lub kopii, zgromadzonej głównie z inicjatywy pani Pauli i znajdującej się obecnie w CERN-ie. Dwa dalsze tomy, które już są w przygotowaniu, obejmą okresy 1930-1939 i 1940-1949.



Zebrana korespondencja Pauliego jest cennym źródłem informacji o sposobie myślenia uczonego, którego osiągnięcia nie mogą być w pełni ocenione tylko na podstawie jego publikowanych prac. Mamy tu pełny obraz jego owocnych idei, zdolności znajdowania właściwej drogi i jego słynnych zdolności krytycznych.

*CERN Courier* 20, No 7 (1980)

B. W.

### Zdrowa propaganda na kopertach

Instytucje wysyłające duże ilości korespondencji posługują się z reguły specjalnymi maszynami do stemplowania kopert nadrukiem zastępującym naklejane znaczki pocztowe.

Instytut Fizyki Wysokich Energii Austriackiej Akademii Nauk stempluje swoją korespondencję obok znaku ofrankowania hasłem: „Grundlagenforschung sichert die Zukunft” (badania podstawowe zapewniają przyszłość). Propagowanie tego niewątpliwie słusznego, ale nie dla wszystkich oczywistego stwierdzenia, jest godne szczególnego uznania.

B. W.

### Od Redakcji *European Journal of Physics*

Komitet Redakcyjny czasopisma *European Journal of Physics* w Londynie zwraca się za moim pośrednictwem do fizyków polskich z prośbą o współpracę. Czasopismo publikuje prace oryginalne o następującym profilu:

- prace z zakresu nauczania fizyki na wszystkich poziomach, zwłaszcza uniwersyteckim; implikacje wychowawcze i społeczne;
- prace z pogranicza fizyki i filozofii, artykuły dotyczące podstaw fizyki, a także artykuły dyskusyjne, metodologiczne itp.;
- prace na temat nowych poglądów na znane zjawiska i prawa;
- prace z pogranicza fizyki i innych dyscyplin naukowych;
- artykuły i notatki informacyjne o wydarzeniach naukowych w danym kraju z dziedziny fizyki czystej i stosowanej;
- informacje o poważniejszych osiągnięciach instytucji naukowych i instytutów;
- recenzje z książek z dziedziny fizyki i dyscyplin pokrewnych.

### Krótkie objaśnienia dla autorów

Artykuły i przyczynki z dziedzin wymienionych lub zbliżonych nie powinny być dłuższe niż 4 do 5 tysięcy wyrazów.

Wszystkie prace opiniowane są przez dwóch niezależnych recenzentów. W razie nieprzychylniej recenzji może być powołany dalszy recenzent; ostatecznie decyduje Komitet Redakcyjny.

Prace powinny być napisane na maszynie w dwóch egzemplarzach w formacie znormalizowanym A4, z podwójnym odstępem; margines z lewej strony szerokości co najmniej 4 cm. Bibliografia w porządku alfabetycznym — na oddzielnej karcie. Również na oddzielnej karcie — podpisy pod ilustracje. Zbiór ilustracji również na kartach o rozmiarze A4. Każda tabela w tekście — na oddzielnej karcie. Na oddzielnej tytułowej karcie należy umieścić tytuł pracy wraz ze skrótem tekstu.

za Komitet Redakcyjny *EJP*  
Arkadiusz H. Piekara

### *Problemy Historii Nauki i Techniki*

W 1980 r. zaczął w ZSRR ukazywać się kwartalnik *Woprosy Istorii Jestiestwoznania i Tiejchniki*, wydawany przez Akademię Nauk ZSRR. Redaktorem naczelnym jest S. R. Mikulinski.

Pierwszy zeszyt przynosi m. in. artykuł napisany przez R. W. Jonesa, członka londyńskiego Towarzystwa Królewskiego, z okazji 150 rocznicy urodzin Maxwella, oraz artykuł W. L. Ginzburga o odkryciu nadprzewodnictwa i wczesnych pracach z tej dziedziny fizyki.

Poza artykułami tego rodzaju czasopismo zawiera również działy: Przedmiot Pracy Historyka Nauki i Techniki, Uczeni i Nauka Naszych Czasów (tu zamieszczane będą wywiady z wybitnymi twórcami), Kronika Bieżących Wydarzeń. Na końcu zeszytu zamieszczone są krótkie notki biograficzne o autorach artykułów.

*Viestnik AN SSSR* No 9 (1980)

B. W.

Kazimierz Gostkowski  
(1894-1980)

Dnia 11 lipca 1980 r. zmarł Kazimierz Gostkowski, emerytowany profesor fizyki Politechniki Śląskiej.



Kazimierz Gostkowski urodził się 18 lipca 1894 r. w Stanisławowie. Fizykę studiował na Uniwersytecie Jana Kazimierza we Lwowie. W trakcie studiów był asystentem początkowo prof. Romana Negrusza, później prof. Stanisława Lorii. Doktoryzował się w UJK w 1926 r. na podstawie pracy „Badania spadku potencjału w elektrolitach”, wykonanej pod kierunkiem Tadeusza Malarskiego, profesora Politechniki Lwowskiej. W latach 1926-39 był wykładowcą fizyki w Państwowej Szkole Technicznej we Lwowie.



W czasie wojny (z przerwą w trakcie okupacji niemieckiej Lwowa) pracował na stanowisku docenta w Lwowskim Instytucie Medycznym u prof. Jakuba Parnasa. W latach 1945-49 kierował laboratorium Zakładów Hutniczych w Lipinach Śląskich. Od 1949 do 1955 był kierownikiem Katedry Fizyki na Wydziale Elektrycznym tej uczelni. W 1958 r. otrzymał tytuł profesora nadzwyczajnego.

Głównymi kierunkami zainteresowań Kazimierza Gostkowskiego była fizyka koloidów i chemia fizyczna. Badania w dziedzinie fizyki koloidów

zainicjował w Polsce prof. T. Malarski. Były one kontynuowane przez jego uczniów i współpracowników: Kazimierza Gostkowskiego, Zdzisława Sokalskiego, Walerego Miśniakiewicza i in. Spośród 27 publikacji Gostkowskiego, 11 jest poświęconych tej właśnie dziedzinie.

Kazimierz Gostkowski był uzdolnionym eksperymentatorem i autorem wielu rozwiązań konstrukcyjnych, z których kilka zostało opatentowanych. Wiele prac Gostkowskiego poświęconych było różnym zagadnieniom opracowywanym dla przemysłu i dlatego na ogół nie były publikowane, choć referowane na posiedzeniach naukowych i nagradzane.

Należy też wspomnieć o zainteresowaniach Kazimierza Gostkowskiego fizyką medyczną, w szczególności zastosowaniem strumienia jonów dodatnich w leczeniu różnych schorzeń. Do wytwarzania tego strumienia, Gostkowski zastosował odpowiednio przez siebie zmodyfikowaną maszynę elektrostatyczną Wimhursta. Przyrząd ten, nazwany jonofluxem, został wprowadzony do leczenia w Śląskiej Akademii Medycznej.

Profesor Gostkowski odegrał ważną rolę w kształceniu kadry naukowej w trudnych warunkach, spowodowanych skąpym wyposażeniem kierowanej przez siebie katedry. Problemami dydaktycznymi, wychowawczymi i naukowymi fizyki interesował się niemal do ostatnich dni życia. Dopomagała mu w tym niespożyta energia i bardzo dobra pamięć.

Gostkowski działał również intensywnie w Polskim Towarzystwie Fizycznym. Był członkiem oddziału Lwowskiego, a później Gliwickiego. W latach 1952-55 i 1960-68 był przewodniczącym Oddziału Gliwickiego PTF. W 1963 r. był przewodniczącym komitetu organizacyjnego XVIII Zjazdu Fizyków Polskich w Gliwicach-Katowicach.

Bibliografia prac prof. Kazimierza Gostkowskiego została przekazana do Pracowni Historii Fizyki przy Bibliotece Głównej UMK w Toruniu.

*Józef Szpilecki*

## Kalendarz imprez

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

### KONFERENCJE 1981

13—15 kwietnia 1981, Poznań

**Conference Radio- and Microwave Spectroscopy RAMIS-81.** EPS, PTF, Instytut Fizyki Molekularnej PAN, prof. Jan Stankowski, IFMol PAN, Smoluchowskiego 17/19, 60-179 Poznań, tel. 674-071. A: 28. 02. 81, P, U:60, angielski, O:400 zł.

18—22 maja 1981, Jabłonna

**Międzynarodowe Seminarium Spektroskopii Rentgenowskiej i Elektronowej.** Środowiskowe Laboratorium Badań Rentgenowskich i Elektromikroskopowych Instytutu Fizyki PAN, prof. Julian Auleytner, Al. Lotników 32/46, 02-668 Warszawa, tel. 43-60-34.

21—25 września 1981, Lublin

**XXVII Zjazd Fizyków Polskich.** PTF, prof. S. Szpikowski, Oddział Lubelski PTF, Nowotki 10a, 20-031 Lublin, tel. 38-241

październik 1981, Warszawa

**Spotkanie Ekspertów ds. Automatyzacji Badań Naukowych.** Instytut Fizyki PAN, dr Włodzimierz Zbieranowski, Al. Lotników 32/46, 02-668 Warszawa, tel. 43-70-01.

**SZKOŁY 1981**

**26 kwietnia — 3 maja 1981, Jaszowiec**

**Szkoła Fizyki Związków Półprzewodnikowych. Instytut Fizyki PAN, dr Andrzej Mycielski, Al. Lotników 32/46, 02-668 Warszawa, tel. 43-70-01.**

**14—20 września 1981, Cetniewo**

**III Międzynarodowa Szkoła Optoelektroniki Półprzewodnikowej. Instytut Fizyki PAN, dr Marian Herman, Al. Lotników 32/46, 02-668 Warszawa, tel. 43-70-01.**

### 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 *Postępy Fizyki* 24, 701 (1973).

2. Maszynopisy pracy (oryginał i jedną pełną — z rysunkami, tablicami itd. — kopię) należy nadsyłać pod adresem: Redakcja Postępów Fizyki, ul. Hoża 69, 00-681 Warszawa. W liście towarzyszącym prosimy podać dokładny adres 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 formie 2 do 4 razy większej 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.* B5, 523 (1974).

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

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

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

10. Autora obowiązuje wykonanie korekty autorskiej, którą należy zwrócić w ciągu 3 dni pod adresem: Państwowe Wydawnictwo Naukowe, Dział Czasopism, ul. Smoleńsk 14, 31-112 Kraków. Przetrzymanie korekty może spowodować przesunięcie artykułu do następnego zeszytu.

11. Autor otrzymuje bezpłatnie 25 egz. odbitek pracy. Dodatkowe odbitki można zamawiać odpłatnie przy przesyłaniu korekty autorskiej. Cena za 1 egz. odbitki o objętości 1-16 s. wynosi zł 8.—

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

**POSTĘPY FIZYKI**  
(dwumiesięcznik)

*Warunki prenumeraty czasopisma*

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

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

do dnia 25 listopada na I półrocze roku następnego i cały rok następny,  
do dnia 10 czerwca na II półrocze roku bieżącego.

Jednostki gospodarki uspołecznionej, instytucje i organizacje społeczno-polityczne składają zamówienia w miejscowych Oddziałach RSW „Prasa—Książka—Ruch”, w miejscowościach zaś, w których nie ma Oddziałów RSW — w urzędach pocztowych. Prenumeratory indywidualni opłacają prenumeratę wyłącznie w urzędach pocztowych lub u doręczycieli.

Prenumeratę ze zleceniem wysyłki za granicę (która jest o 50% droższa od prenumeraty krajowej dla zleceniodawców indywidualnych i o 100% dla instytucji i zakładów pracy) przyjmuje RSW „Prasa—Książka—Ruch”, Centrala Kolportażu Prasy i Wydawnictw, ul. Towarowa 28, 00-958 Warszawa, konto NBP XV MO Warszawa, nr 1153-201045-139-11, w terminach podanych dla prenumeraty krajowej.

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

**INFORMATION FOR SUBSCRIBERS**

A subscription order stating the period of time, subscriber's name and address can be sent to any subscription agent or directly to Foreign Trade Enterprise ARS POLONA—RUCH, 00-680 Warszawa, Krakowskie Przedmieście 7, P. O. Box 1001, Poland.

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

Tylko prenumerata zapewnia regularne otrzymywanie pisma

## TREŚĆ

A. Graja — Jednowymiarowe układy molekularne — cóż to takiego? . . . . .	3
J. Zakrzewski — Leptony i kwarki w anihilacji pozytonów i elektronów wielkich energii	27
S. L. Glashow — Ku zunifikowanej teorii — wątki gobelinu (tłum. Z. Ajduk) . . . . .	49

## ZAGADNIENIA DYDAKTYKI FIZYKI W SZKOŁACH WYŻSZYCH

H. Szydłowski — Modele laboratoriów fizycznych . . . . .	61
--	----

## NOWOŚCI NAUKOWE

E. G. S. Paige — Powierzchniowe fale akustyczne i ich zastosowania (tłum. E. Gawrońska)	71
---	----

## ZE ZJAZDÓW I KONFERENCJI

## RECENZJE

## KRONIKA

## CONTENTS

A. Graja — One Dimensional Molecular Systems — What is That? . . . . .	3
J. Zakrzewski — Leptons and Quarks in the Positron-Electron Annihilation at High Energies . . . . .	27
S. L. Glashow — Towards a Unified Theory — Threads in a Tapestry . . . . .	49

## PROBLEMS OF TEACHING PHYSICS IN ACADEMIC SCHOOLS

H. Szydłowski — Models of Physics Laboratories at Universities . . . . .	61
--	----

## SCIENTIFIC NEWS

E. G. S. Paige — Surface Acoustic Waves and their Applications . . . . .	71
--	----

## MEETINGS AND CONFERENCES

## REVIEWS

## CHRONICLE