

---

PTF

DWUMIESIĘCZNIK  
POŚWIĘCONY  
UPOWSZECHNIANIU  
WIEDZY  
FIZYCZNEJ

# POSTĘPY FIZYKI

TOM 31  
ZESZYT 1  
1980

---

**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 PRĘCZYŃSKI (*Koszalin*)

Prof. dr JACEK HENNEL (*Kraków*)

Doc. dr MAKSYMILIAN PIŁAT (*Lublin*)

Doc. dr STANISŁAW MICHALAK (*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 31, ZESZYT 1

PAŃSTWOWE WYDAWNICTWO NAUKOWE  
1980

## 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)  
doc. dr hab. *Leszek Wojtczak* (Łódź)  
mgr *Wojciech Dindorf* (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 3020+110 egz. Ark. wyd. 8,25. Ark. druk. 6<sup>4/16</sup>. Papier druk. sat. kl. III. 70×100,  
70 g. Oddano do składania w październiku 1979. Podpisano do druku w lutym 1980.  
Druk ukończono w lutym 1980. Zam. 707/79. Cena 15.—

*Drukarnia Uniwersytetu Jagiellońskiego, Kraków. Manifestu Lipcowego 13*

*Antoni Sym*

Instytut Fizyki Teoretycznej  
Uniwersytetu Warszawskiego

## Solitony \*

### Solitons

*Abstract:* The main concepts and methods of the theory of the proper solitons are discussed. A short history of the soliton theory is outlined. The latest developments in the field are reviewed.

#### 1. Co to jest soliton?

Termin „soliton” należy dziś niewątpliwie do najpopularniejszych haseł fizyki teoretycznej. Bez żadnej przesady można powiedzieć, że każdy zlokalizowany przestrzennie i „długo żyjący” obiekt fizyczny budzi skojarzenia z solitonem. Tej pokusie używania nowego, modnego terminu na oznaczenie starych zjawisk lub pojęć nie oparli się i wybitni fizycy: T. Regge jest zdania, że słynna czerwona plama na Jowiszu jest solitonem, zaś A. Salam i J. Strathdee interpretują czarne dziury jako solitony.

Ale czym naprawdę jest soliton? Niestety, jak dotąd nie ma ogólnie zaakceptowanej definicji solitonu. W pewnym sensie jest to bardziej komplement niż zarzut pod adresem teorii solitonów: wszelkie próby formalizowania teorii solitonów nie nadążają za postępem w tej dziedzinie.

Różne definicje solitonów nie tyle zawierają istotę solitonów — wciąż nadal dość tajemniczą — ile oddają indywidualne zainteresowania i gusty autorów tych definicji. I tak np. fizycy specjalizujący się w zakresie teorii pola nadają nazwie „soliton” dość ogólne znaczenie. Z drugiej zaś strony mamy raczej specyficzne solitony „właściwe”, których teoria

---

\* W dniach 27. 8.—1. 9. 1979 r. odbyła się w Jadwisinie II Międzynarodowa Szkoła na Temat Solitonów. Wzięło w niej udział wielu wybitnych fizyków, wielokrotnie cytowanych w tym artykule (między innymi: N. Zabusky, M. Kruskal, R. Hirota, F. Calogero, H. Wahlquist oraz grupa AKNS — M. J. Ablowitz, D. J. Kaup, A. C. Newell, H. Segur). Autor artykułu był jednym z członków Komitetu Organizacyjnego Szkoły. Sprawozdanie ze Szkoły umieścimy w jednym z najbliższych numerów Postępów Fizyki (przyp. Red.).

jest powszechnie uważana za istotny postęp w zakresie fizyki matematycznej, i którym poświęcony jest niniejszy artykuł.

Innymi słowy, termin „soliton” używany jest w dwóch znaczeniach: ogólnym (teoria pola) i szczególnym (solitony właściwe). S. Coleman [1] — jako jeden z nielicznych — jasno widzi różnicę między tymi znaczeniami i dlatego nazywa soliton właściwy po prostu solitonem, zaś dla solitonu ogólnego rezerwuje angielską nazwę *lump* tzn. bryła (w sensie: bryła energii). Aby wyrobić sobie pogląd, czym jest ogólny soliton — zapoznajmy się z następującymi określeniami, proponowanymi przez różnych autorów.

M. Creutz [2] tak oto określa ogólny soliton: „... dyskutuję teraz pojęcie, któremu nadano liczne nazwy: rozciągliły obiekt, *lump*, soliton, rozwiązanie bez dyssypacji, *kink*, *extremeon*, itd. Termin soliton stał się ogólnie przyjętym i dlatego będę go nadal używał. Soliton jest czymś w rodzaju pioruna kulistego — stabilnym rozwiązaniem klasycznej teorii pola ze zlokalizowaną koncentracją energii. Różni się tym od konwencjonalnego pakietu falowego, że nie rozplywa się. Taka definicja jest bardziej ogólna od definicji używanej w matematyce stosowanej, gdzie żąda się, aby soliton w zderzeniach nie ulegał zmianom<sup>1</sup>. W fizyce cząstek elementarnych, gdzie zderzenia kreują nowe stany — nie mamy żadnych podstaw, aby nakładać taki ograniczający warunek”.

Innymi słowy, ogólny soliton to klasyczny model cząstki elementarnej. W cytowanym określeniu zwraca uwagę jeszcze inna dwuznaczność pojęciowa, którą spotykamy także i u innych autorów. Raz soliton jest rozumiany jako obiekt fizyczny, drugi raz jako model matematyczny (rozwiązanie).

A. Salam i J. Strathdee, podobnie jak Creutz, używają terminu „soliton” w ogólnym znaczeniu [3]: „... każde nietrywialne rozwiązanie klasycznego, nieliniowego układu równań, które jest zlokalizowane przestrzennie i posiada skończoną energię może być uważane za soliton”.

W definicji tej nie ma jednak mowy o stabilności solitonu. Podobnie interpretuje ogólny soliton T. D. Lee [4]: „... klasyczne rozwiązanie solitonowe definiujemy jako takie, które 1) ma skończoną, niezerową masę spoczynkową, 2) jest ograniczone w skończonym obszarze przestrzeni mimo upływu czasu”.

W odczuciu autora tego artykułu wszystkie przytoczone wyżej określenia nie są zbyt klarowne, a na pewno nie są równoważne. Na szczęście mamy także solitony właściwe, których teoria tak pięknie rozwinęła się w ostatnich latach i gdzie terminologia — jeszcze daleka od ideału — jest dość jednoznaczna. Dalej zajmować się będziemy wyłącznie solitonami właściwymi, które nazywać będziemy po prostu solitonami.

Po tych wszystkich nieodzownych komentarzach terminologicznych pora wrócić do pytania: co to jest soliton?

Termin „soliton” pojawił się po raz pierwszy w druku w roku 1965 [5]. Autorzy tej nazwy N. J. Zabusky i M. D. Kruskal użyli jej w kontekście zastosowania równania Kortewega-de Vriesa (r. KdV)

$$u_t + 12uu_x + u_{xxx} = 0 \quad (1)$$

<sup>1</sup> W tym miejscu Creutz nawiązuje do solitonów właściwych.

do opisu fal w plazmie. Tutaj, oczywiście  $u = u(x, t)$ ,  $u_t = \frac{\partial u}{\partial t}$ , etc... Nieliniowe r. KdV posiada dwuparametrową rodzinę rozwiązań

$$u(x, t) = 1/4k^2 \cosh^{-2} k/2(x - k^2 t - x_0), \quad (2)$$

gdzie  $k > 0$  i  $x_0$  — stałe. Rozwiązanie (2) to właśnie pierwszy nazwany z imienia soliton. Jakie cechy tego rozwiązania zdecydowały o tym, że postanowiono nadać im specjalną, „jakby-cząstkową” nazwę?

Rozwiązanie (2) jest szczególnym przypadkiem tzw. samotnej fali, tzn. funkcji dwóch zmiennych (np.  $x$  i  $t$ ) postaci

$$f(x - vt), \quad (3)$$

gdzie  $v$  jest stałą, zaś  $\lim_{x \rightarrow \pm \infty} f(x) < \infty$ . Ewolucja (3) dana jest po prostu ruchem „sztywnego”

kształtu  $f(x)$  ze stałą prędkością  $v$ . Soliton r. KdV jest samotną falą z  $v = k^2 > 0$  (wszystkie solitony r. KdV poruszają się w prawo) i z charakterystycznym kształtem w postaci dzwonu.

Po tej koniecznej dygresji oddajmy głos M. Kruskalowi [6], który tak wyjaśnia genezę nazwy soliton: „Rezultaty numeryczne pokazały, że owe samotne fale (ang. *solitary waves* — A.S.) przenikają się wzajemnie i wychodzą z nieliniowego oddziaływania (opisanego r. KdV — A.S.) zachowując kształt, amplitudę i prędkość ( $x_0$  jest jedynym parametrem, który może ulec zmianie — A.S.). Zazwyczaj sądzi się, że efekty nieliniowe prowadzą do rozproszenia bądź do destrukcji fal. Odporność fal w tym wypadku (szczególnie efektownie zademonstrowana na filmie wyprodukowanym przez komputer) była czymś zdumiewającym..., obaj z Zabuskym uznaliśmy, że owe fale na tyle ujawniają cechy materialnych cząstek, aby im nadać „cząstkową” nazwę... Nazwaliśmy je zatem solitonami.”

Tak naprawdę, to nie solitony (2) są czymś zdumiewającym, ale właśnie równanie Kortewega–de Vriesa (1): to ewolucja dana tym równaniem prowadzi do tak nieoczekiwanych efektów, jak np. absolutna (w ramach tego równania) niezniszczalność solitonów (2). Późniejszy rozwój teorii solitonów potwierdził niezwykłość tego równania. Co więcej, okazało się, że r. KdV nie jest jakimś unikalnym curiosum matematycznym, że istnieje olbrzymia klasa nieliniowych równań różniczkowych cząstkowych o podobnych własnościach. Okazało się również, że wiele z tych równań znajduje różnorodne, ciekawe zastosowania fizyczne. Nazwijmy tę klasę równań właściwymi równaniami solitonowymi, krócej: równaniami solitonowymi<sup>2</sup>. W następnym paragrafie opiszemy dokładniej tę kategorię równań. Chwilowo niech nam wystarczy fakt, że takie równania istnieją.

Przy takiej konwencji możemy już zdefiniować soliton! Solitonem danego równania solitonowego nazywamy każde rozwiązanie typu samotnej fali (3) lub każde rozwiązanie postaci

$$f(x - vt) \exp i(px - qt - \eta_0) \quad (4)$$

tegoż równania solitonowego. W formule (4)  $p$ ,  $q$ ,  $\eta_0$  to stałe. Rzecz jasna, założyliśmy mówiąc, że zmiennymi niezależnymi danego równania solitonowego są  $x$  i  $t$ . Funkcja (4) nosi angielską nazwę *envelope solitary wave*.

<sup>2</sup> Częściej stosuje się niezbyt fortunnie wymyśloną nazwę „układy zupełnie całkowalne”.

Powtórzmy raz jeszcze: to nie solitony, lecz równania solitonowe są niezwykle. W ten sposób przenieśliśmy akcent z rozwiązań na równania i teraz nie pozostaje nam nic innego, jak zająć się właściwymi równaniami solitonowymi.

## 2. Właściwe równania solitonowe.

Nie będziemy wdawać się w jałowe próby zdefiniowania tej kategorii równań. W paragrafie tym ograniczymy się do wypisania wszystkich charakterystycznych cech tych równań oraz do przytoczenia kilku ważnych przykładów; już starożytni pedagogowie zalecali „definicję” przez wskazanie!

Przed wszystkim są to nieliniowe równania różniczkowe cząstkowe (lub układy takich równań) o dwóch zmiennych niezależnych. Znane są wprawdzie przykłady równań solitonowych o większej liczbie zmiennych niezależnych [74], ale są to właściwie anomalie w tej kategorii równań. Niestety, fakt, że są to równania tylko o dwóch zmiennych (choć niekoniecznie  $x$  i  $t$ ) jest poważnym defektem teorii solitonów.

Z drugiej zaś strony jest rzeczą budującą, że równania te — mimo że są one nieliniowe — potrafimy rozwiązać stosując konkretne i dość ogólne metody. Tymi podstawowymi metodami teorii solitonów są: metoda odwrotna i metoda Hiroty. Mówiąc bardziej precyzyjnie: na pewno potrafimy znajdować liczne klasy ścisłych rozwiązań. Warto przy tej okazji podkreślić, że równania solitonowe nie są pozornymi równaniami nieliniowymi jak np. równanie Burgersa [7], które — przy odpowiednio dobranej transformacji zmiennej zależnej — redukuje się do liniowego równania dyfuzji.

Wszystkie właściwe równania solitonowe charakteryzują się niezmiennie tymi samymi własnościami:

- 1) stosowalność metody odwrotnej lub metody Hiroty (paragraf 3),
- 2) istnienie tzw. rozwiązań  $N$ -solitonowych ( $N = 1, 2, 3, \dots$ ) oraz innych klas ścisłych rozwiązań (niniejszy paragraf),

3) istnienie tzw. transformacji Bäcklunda [69–71] generujących m. in. z rozwiązania  $N-1$ -solitonowego rozwiązanie  $N$ -solitonowe (nieliniowa analogia operatora kreacji w teoriach liniowych),

- 4) istnienie przeliczalnej ilości algebraicznie nierównoważnych praw zachowania [8, 9].

Najczęściej tzw. rozwiązanie  $N$ -solitonowe określa się jako opisujące nieliniowe, choć trywialne (bo elastyczne) zderzenie  $N$  pojedynczych solitonów. To nieprecyzyjne określenie należy uściślić.

Oznaczmy przez  $f_i(x-v_it)$ , gdzie  $i = 1, 2, \dots, N$  —  $N$  solitonów danego właściwego równania solitonowego. Załóżmy również, że prędkości  $v_i$  solitonów są różne. Rozwiązanie  $N$ -solitonowe definiujemy przez zadanie specyficznego warunku początkowego. Dla  $t \rightarrow -\infty$

$$\text{rozwiązanie } N\text{-solitonowe} \sim \sum_{i=1}^N f_i(x-v_it), \quad (5)$$

gdzie  $\sim$  oznacza w tym wypadku „zachowuje się jak”. Bardziej ścisłe określenie można znaleźć w pracy [67].



Właściwie w tej definicji nie ma nic nadzwyczajnego: określenie rozwiązania poprzez zadanie „stanu” początkowego ewolucji. Specyfika rozwiązania  $N$ -solitonowego polega jednak na tym, że również dla  $t \rightarrow +\infty$

$$\text{rozwiązanie } N\text{-solitonowe} \sim \sum_{i=1}^N f_i(x - v_i t - \delta_i), \quad (6)$$

gdzie  $\delta_i$  — stałe (tzw. przesunięcia lub pchnięcia).

Założenie, że prędkości solitonów są różne jest istotne. Nie istnieją rozwiązania  $N$ -solitonowe zawierające (w sensie (5) i (6)) dwa solitony o identycznych prędkościach (solitony jako „fermiony”!). Wiąże się to ściśle z założoną nieliniowością właściwego równania solitonowego.

Rozwiązanie 2-solitonowe r. KdV dane jest formułą

$$u(x, t) = \partial_x^2 \ln \left[ 1 + \exp \zeta_1 + \exp \zeta_2 + \left( \frac{k_1 - k_2}{k_1 + k_2} \right)^2 \exp(\zeta_1 + \zeta_2) \right], \quad (7)$$

gdzie  $\zeta_i = k_i x - k_i^3 t - \zeta_{0i}$  ( $i = 1, 2$ );  $k_i, \zeta_{0i}$  — stałe, przy czym  $k_1 > k_2 > 0$ . Zarówno dla  $t \rightarrow -\infty$ , jak i dla  $t \rightarrow +\infty$  rozwiązanie (7) staje się sumą dwóch solitonów (2) z  $k = k_1, k_2$ . Ponadto w tym wypadku

$$\delta_1 = -\frac{2}{k_1} \ln \frac{k_1 - k_2}{k_1 + k_2}, \quad \delta_2 = \frac{2}{k_2} \ln \frac{k_1 - k_2}{k_1 + k_2}. \quad (8)$$

Powróćmy do zaanonsowanych wcześniej analogii mechanicznych. „Zakodowane” niejako w (7) dwa solitony r. KdV są widoczne tylko dla  $t \rightarrow -\infty$  lub dla  $t \rightarrow +\infty$ . W obszarze oddziaływania (czasy skończone) solitony ulegają deformacji, a nawet tracą indywidualność. Niemniej ewolucję daną (7) możemy — z mechanicznego punktu widzenia (tzn. przy zaniedbaniu skomplikowanej ewolucji „wewnętrznych” stopni swobody solitonu) — interpretować jako zderzenie dwóch przyciągających się solitonów. Wynika to np. z elementarnej analizy formuły (8).

Dziś, z perspektywy kilkunastu lat świadomie rozwijanej teorii solitonów wiemy, że rezultaty komputerowe Zabusky’ego i Kruskala, które sugerowały niezwykle stabilność solitonów (2) — to zaledwie numeryczne imitacje ścisłych  $N$ -solitonowych rozwiązań, których istnienie jest formalnym wyrazem tej stabilności.

Soliton jest niewątpliwie elementarnym rozwiązaniem właściwego równania solitonowego. Do tej kategorii rozwiązań zaliczamy ponadto tzw. solitony algebraiczne i fale periodyczne.

Soliton algebraiczny — w przeciwieństwie do zwykłego solitonu — może mieć kształt  $f(x)$  (por. (3)) z osobliwościami. Tzw. (wędrująca) fala periodyczna jest też funkcją postaci (3), przy czym  $f(x)$  jest w tym wypadku funkcją periodyczną. Np. algebraicznym (i nieruchomym!) solitonem r. KdV jest  $u = -1/x^2$ , zaś fale periodyczne r. KdV wyrażają się przez eliptyczne funkcje Jacobiego [7].

Rozwiązania  $N$ -solitonowe można interpretować jako stan „koegzystencji”  $N$  solitonów. Obszerniejszą klasą ścisłych rozwiązań równań solitonowych są rozwiązania reprezentujące

„koegzystencję”  $N_1$  zwykłych solitonów,  $N_2$  algebraicznych solitonów i  $N_3$  fal periodycznych. O sposobach znajdowania tych i innych rozwiązań traktują prace wypisane w tabeli 1.

Tabela 1

Klucz do literatury z zakresu ścisłych rozwiązań właściwych równań solitonowych

	Wg metody odwrotnej	Wg metody Hiroty
Rozwiązania $N$ -solitonowe	[10–12, 68, 74]	[13–16]
Rozwiązania algebraiczne	[17]	[18–20]
Rozwiązania periodyczne	[21]	[22]

Wspomnieliśmy już o tym, że właściwe równania solitonowe znalazły liczne zastosowania fizyczne. Jak imponująca jest lista tych zastosowań, mogli się przekonać uczestnicy II Międzynarodowej Szkoły na Temat Solitonów w trakcie wykładu R. K. Bullougha *Solitony w fizyce*. Co szczególnie intryguje — to uniwersalność niektórych równań solitonowych: to samo równanie może np. opisywać ferromagnetyk, stacjonarne i osiowo-symetryczne pole grawitacyjne wg ogólnej teorii względności i jeszcze na dodatek mieć interpretację próżniowego równania Yanga-Millsa [23].

Ilość możliwych zastosowań fizycznych równań solitonowych jest ograniczona przez fakt, że są to równania w dwóch zmiennych niezależnych. Ale nawet i przy takim ograniczeniu otwierają się tu następujące trzy możliwości:

1) jeżeli równanie solitonowe jest w zmiennych  $x$  i  $t$ , to może opisywać jednowymiarowe (niezależne od  $y$  i  $z$ ) procesy,

2) jeżeli równanie solitonowe jest w zmiennych  $x$  i  $y$ , to może opisywać stany statyczne pewnego płaskiego modelu dynamicznego,

3) przypadek równań Einsteina pola grawitacyjnego, gdzie — jak wiadomo — podział na zmienne przestrzenne i czasową traci sens. Zakładając pewne symetrie rozwiązania równań Einsteina możemy zredukować ilość zmiennych niezależnych z czterech do dwóch. Otrzymany w ten sposób układ nieliniowych równań jest czasami układem solitonowym!

Wszystkich zainteresowanych zastosowaniami fizycznymi solitonów (dokładniej: równań solitonowych!) zachęcamy do lektury odpowiednich artykułów przeglądowych [24–30]. Tutaj ograniczymy się do wypisania tylko niektórych problemów fizyki teoretycznej, gdzie teoria właściwych równań solitonowych znalazła zastosowanie. Są to:

- 1) jednowymiarowe modele fal wodnych (zarówno na wodzie płytkiej, jak i głębokiej),
- 2) jednowymiarowe zjawiska w plazmie,
- 3) złącze Josephsona,
- 4) modele ferromagnetyków,
- 5) jednowymiarowe zjawiska w nieliniowej optyce (z rezonansem albo bez),
- 6) jednowymiarowe procesy w nieliniowych kryształach,
- 7) klasyczne, jednowymiarowe modele cząstek elementarnych,
- 8) jednowymiarowe zjawiska meteorologiczne,
- 9) próżniowe równania Einsteina z założoną stacjonarnością i osiową symetrią,
- 10) pewne zjawiska z zakresu fizyki statystycznej.

Przechodzimy teraz do przeglądu kilku ciekawych i ważnych przykładów właściwych równań solitonowych. Jest to też dobra okazja, aby naszkicować historię tej młodej dziedziny fizyki matematycznej, a także wspomnieć o jej równie ciekawej „prehistorii”.

Przez okres dwóch lat po odkryciu Zabusky’ego i Kruskala solitony r. KdV miały status zabawnej ciekawostki matematycznej. Do roku 1967 poznawano ich naturę wyłącznie na drodze numerycznej. W tym czasie nikomu nie śniło się nawet, że można r. KdV rozwiązać analitycznie, a w szczególności ściśle prześledzić proces zderzenia dwóch lub więcej solitonów.

W przełomowym 1967 roku C. S. Gardner, J. M. Greene, M. D. Kruskal i R. M. Miura opublikowali sensacyjną pracę [31]. Autorzy — stosując niezwykle oryginalny chwyt matematyczny — naszkicowali sposób rozwiązywania r. KdV dla dość ogólnej klasy warunków początkowych. W pracy tej zastosowano po raz pierwszy wspomnianą wcześniej metodę odwrotną.

Początki teorii solitonów syntetyzuje tabela 2.

Tabela 2

Cztery pierwsze właściwe równania solitonowe: chronologia zdefiniowana rokiem zastosowania metody odwrotnej. Nieliniowe równanie Kleina–Gordona (p. 4) znane jest w literaturze również jako *Sine-Gordon equation*

Równanie	Rok zastosowania metody odwrotnej	Rok zastosowania metody Hiroty
1. Kortewega–de Vriesa (KdV) — 1895 [32] $u_t + 12uu_x + u_{xxx} = 0$	1967 [31] W pracy tej nie podano explicite rozwiązań $N$ -solitonowych	1971 [33] W pracy tej podano po raz pierwszy rozwiązania $N$ -solitonowe
2. Nieliniowe r. Schrödingera (nrS) — 1965 [34, 35] $i\psi_t = -\psi_{xx} - 2 \psi ^2\psi$	1971 [10]	1973 [36] (9) W pracy tej rozwiązano pewne uogólnienie nrS — tzw. równanie Hiroty
3. Zmodyfikowane r. KdV (Mod KdV) — 1967 [37] $v_t + 24v^2v_x + v_{xxx} = 0$	1972 [38]	1972 [39] (10)
4. Nieliniowe r. Kleina–Gordona (S-G) — XIX w. [40], 1939 [41] $\varphi_{tt} - \varphi_{xx} + \sin\varphi = 0$	1973 [42]	1972 [43] (11)

Po tych skromnych, choć obiecujących początkach od roku 1973 począwszy następuje gwałtowny wzrost liczby znanych równań solitonowych. Niemniej równania KdV (1), nrS (9) i S-G (11) (patrz tabela 2) wciąż wywołują duże zainteresowanie.

A oto kilka innych, równie ciekawych choć mniej znanych przykładów właściwych równań solitonowych. Istnieje dość obszerna klasa „hydrodynamicznych” równań solitonowych [44–51, 68] (por. p. 1 listy zastosowań solitonów). Najbardziej znanym równaniem

tej kategorii to r. KdV, które w tym wypadku opisuje jednokierunkową propagację fal wodnych na płytkiej wodzie. Latem 1979 roku duże zainteresowanie wywołał następujący, uniwersalny model jednowymiarowych fal wodnych [48–51]

$$u_t + 2uu_x + G_\lambda[u_{xx}] = 0 \quad (12)$$

gdzie  $G_\lambda$  jest liniowym operatorem całkowym zdefiniowanym następująco

$$G_\lambda[f(x, t)] = \frac{\lambda}{2} VP \int_{-\infty}^{\infty} \left[ \operatorname{ctgh} \frac{\pi\lambda}{2} (x' - x) - \operatorname{sgn}(x' - x) \right] f(x', t) dx',$$

przy czym  $VP$  — wartość główna. Jest to właściwie jednoparametrowa rodzina modeli z parametrem  $\lambda$ . Dla  $\lambda \rightarrow \infty$  (tzw. granica płytkiej wody) równ. (12) przechodzi w przeskalowane r. KdV

$$u_t + 2uu_x + \frac{1}{3\lambda} u_{xxx} = 0.$$

Podobnie, dla  $\lambda \rightarrow 0$  (tzw. granica głębokiej wody) równ. (12) staje się innym, ostatnio intensywnie badanym modelem

$$u_t + 2uu_x + VP \frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{u_{xx}(x', t)}{x' - x} dx' = 0. \quad (13)$$

Jest to tzw. równanie Benjamina-Ono (1967), które opisuje propagację fal wodnych na głębokiej wodzie. Jednak znaczenie fizyczne tego równania — jak się wydaje — wykracza poza hydrodynamiczny kontekst.

Nawet tak niecodzienne, różniczkowo-całkowe równania (12) i (13) są właściwymi równaniami solitonowymi z ich wszystkimi typowymi cechami.

Jeszcze nie tak dawno jedynym znanym relatywistycznym równaniem solitonowym było r. S-G (11). W trzech ostatnich latach opublikowano nowe przykłady takich równań. Są to: model Thirringa [52, 53], model Pohlmeyera–Hetmanowa–Lunda–Reggego (PHLR) [54–56] i jego uogólnienia [57, 58]. Model PHLR — to układ równań na dwa pola skalarnie  $\theta(x^1, x^2)$  i  $\lambda(x^1, x^2)$

$$\theta_{11} - \theta_{22} = \sin \theta \cos \theta + \frac{\cos \theta}{\sin^3 \theta} (\lambda_2^2 - \lambda_1^2), \quad (\operatorname{ctg}^2 \theta \lambda_1)_1 - (\operatorname{ctg}^2 \theta \lambda_2)_2 = 0.$$

Ciekawa jest geneza tego układu. Pojawia się on bądź jako SO (4) — symetryczne uogólnienie r. S-G [54], bądź też jako relatywistyczny model oddziaływających wirów [59]. Jeszcze raz daje znać o sobie uniwersalność właściwych równań solitonowych.

W roku 1978 kilku autorów niezależnie i stosując różne podejścia pokazało, że próżniowe równania Einsteina (z założoną stacjonarnością i osiową symetrią [60]) to także właściwe równanie solitonowe [61–63]. Jest to niewątpliwie jedno z większych osiągnięć teorii solitonów: okazuje się, że oprócz już klasycznych rozwiązań (jak np. metryka Kerrera — czyli zewnętrzna metryka obracającej się czarnej dziury, metryki Tomimatsu-

-Sato i inne) dysponujemy nowymi klasami rozwiązań i wszystkie te metryki można interpretować jako rozwiązania solitonowe.

Solitony mają także swoją „prehistorię”, która zaczyna się ok. połowy XIX wieku. I tak np. J. Liouville był najprawdopodobniej pierwszym, który wypisał właściwe równanie solitonowe, zwane obecnie równaniem Liouville’a (1853)

$$u_{tt} - u_{xx} = \exp u. \quad (14)$$

Równanie to posiada kilka zastosowań fizycznych [64]. Niedawno H. Steudel [65] zastosował równ. (14) do opisu tzw. dwufotonowej propagacji rezonansowej. Około 1873 roku pojawiły się pierwsze prace A. V. Bäcklunda poświęcone transformacjom, które później zostały nazwane jego imieniem i które odgrywają dużą rolę w teorii solitonów. Wielki geometra włoski L. Bianchi poświęcił wiele prac równaniu, które dziś nazywamy równaniem S-G (11) ze względu na znaczenie tego równania w teorii tzw. powierzchni pseudosferycznych [40, 69].

Mimo tych i wielu innych fragmentarycznych rezultatów trzeba stwierdzić, że poprzednie pokolenia fizyków i matematyków w jakimś sensie przeoczyły tę olbrzymią i zadziwiającą klasę właściwych równań solitonowych. Wykrycie i zbadanie tych równań jest przykładem autentycznego postępu w zakresie metod matematycznych fizyki.

### 3. Metoda odwrotna i metoda Hiroty

#### A. Metoda odwrotna

Jest to skrót bardziej poprawnej nazwy „metoda odwrotnego problemu rozpraszania”. Metodę tę, jak wiemy, zastosowano po raz pierwszy w roku 1967 w przypadku r. KdV. Trik, jaki zastosowali C. S. Gardner, J. M. Greene, M. D. Kruskal i R. M. Miura, był tak niecodzienny, że przez pewien czas sądzono, że jest to jeszcze jedna interesująca cecha r. KdV. W rok później P. D. Lax właściwie uogólnił pomysł grupy GGKM [67], zaś praca W. E. Zacharowa i A. B. Szabata z 1971 roku [10] dotycząca nrS była twórczą kontynuacją pracy Laxa. Z kolei praca Zacharowa i Szabata zainspirowała w roku 1973 tzw. grupę AKNS (M. J. Ablowitz, D. J. Kaup, A. C. Newell i H. Segur) do pierwszego ogólnego sformułowania metody odwrotnej [68]. Od tego właśnie momentu datuje się gwałtowny postęp w dziedzinie właściwych równań solitonowych.

Oryginalna motywacja pomysłu GGKM jest dość niejasna i dziś ma znaczenie tylko historyczne. Jednak wielką zasługą GGKM było szczęśliwe skojarzenie r. KdV z ...mechaniką kwantową, a dokładniej z jednoparametrową rodziną jednowymiarowych zagadnień własnych operatora energii

$$H(t)\psi = \lambda\psi, \quad -\infty < t < +\infty, \quad (15)$$

gdzie  $H(t) = -\partial_x^2 + u(x, t)$ , zaś potencjał  $u$  jest dowolnym (byleby szybko znikającym dla  $x \rightarrow \pm\infty$ ) rozwiązaniem r. KdV. Istota odkrycia grupy GGKM polega na tym, że wszystkie operatory  $H(t)$  ( $-\infty < t < +\infty$ ) mają to samo widmo. Oczywiście, ta własność rodziny operatorów  $H(t)$ , zwana izospektralnością, wiąże się ściśle z tym, że  $u(x, t)$  jest rozwiązaniem r. KdV [67]. Tak więc metodą „mnożenia bytów” (w tym wypadku poprzez wprowa-

dzenie funkcji falowej  $\psi$ ) GGKM skojarzyli oryginalny, nieliniowy problem (r. KdV) z liniowym problemem (jednowymiarowe rozpraszanie w mechanice kwantowej). Tyle, jeśli chodzi o istotę triku GGKM. Przechodzimy obecnie do najpopularniejszego sformułowania metody odwrotnej podanego przez AKNS [68]. Dodajmy, że sformułowanie to — choć dość ogólne — nie jest najogólniejszym. Naszkicowana niżej idea metody odwrotnej tylko w szczegółach odbiega od oryginalnego ujęcia AKNS.

Jako punkt wyjścia dla dalszych rozważań obierzmy r. S-G (11), które w tzw. współrzędnych stożka świetlnego zapisujemy następująco

$$\varphi_{xt} = \sin \varphi. \quad (16)$$

Niech  $\varphi(x, t)$  będzie dowolnym rozwiązaniem równania (16), zaś  $\zeta$  — rzeczywistym bądź zespolonym parametrem. W szczególności  $\zeta$  nie zależy od  $x$  i  $t$ . Macierze  $L, M$  zależą od  $\varphi$  i  $\zeta$  w następujący sposób

$$L = L(\varphi; \zeta) = \begin{bmatrix} -i\zeta & -\frac{1}{2}\varphi_x \\ \frac{1}{2}\varphi_x & i\zeta \end{bmatrix}, \quad (17)$$

$$M = M(\varphi; \zeta) = \begin{bmatrix} \frac{i}{4\zeta} \cos \varphi & \frac{i}{4\zeta} \sin \varphi \\ \frac{i}{4\zeta} \sin \varphi & -\frac{i}{4\zeta} \cos \varphi \end{bmatrix}. \quad (18)$$

Zauważmy, że obie te macierze są bezśladowe. Łatwo sprawdzić, że równanie macierzowe

$$L_t - M_x + [L, M] = 0 \quad (19)$$

jest równoważne r. S-G (16); trzy równania skalarne zawarte w (19) są spełnione równocześnie z równaniem (16). Nietrudno przekonać się, że — mimo zależności  $L$  i  $M$  od  $\zeta$  — lewa strona równania (19) nie zależy już od  $\zeta$ .

Okazuje się, że w formie analogicznej do (19) można zapisać wiele równań solitonowych. Dotyczy to np. r. KdV, nrS, r. Mod KdV itd. Naturalnym uogólnieniem powyższej pary macierzy (17) i (18) jest wybór [68]

$$L = L(q, r; \zeta) = \begin{bmatrix} -i\zeta & q(x, t) \\ r(x, t) & i\zeta \end{bmatrix}, \quad (20)$$

$$M = M(q, r; \zeta) = \begin{bmatrix} A(x, t, \zeta) & B(x, t, \zeta) \\ C(x, t, \zeta) & -A(x, t, \zeta) \end{bmatrix}, \quad (21)$$

gdzie  $A, B, C$  zależą od  $x$  i  $t$  poprzez  $q(x, t)$  i  $r(x, t)$ , przy czym zależność  $A, B, C$  od  $q$  i  $r$ , a także od  $\zeta$  nie jest na razie sprecyzowana. Domyślamy się, że  $q$  i  $r$  są analogiami  $\varphi$  z powyższego przykładu, w szczególności  $q$  i  $r$  są rozwiązaniami nieliniowego układu (19) z  $L$  i  $M$  danymi przez (20) i (21). To zaś oznacza, że  $A, B, C$  są tak skonstruowane, że lewa strona (19) nie zależy od  $\zeta$  — jest to jedyne ograniczenie na zależność  $A, B, C$  od  $q, r$  i  $\zeta$ .

Innymi słowy, każdy taki wybór  $A, B, C$  generuje pewien solitonowy układ równań na  $q$  i  $r$  w postaci równania (19), gdzie  $L$  i  $M$  dane są przez (20) i (21).

Dalej nakładamy warunek brzegowy

$$q, r \rightarrow 0 \quad (22)$$

gdy  $x \rightarrow \pm \infty$  i dla każdego  $t$ .

Dość dziwne równanie (19) ma prosty sens matematyczny. Jest to warunek całkowalności dla następującego układu na dwuwymiarowy wektor  $v$  [68, 72]

$$v_x = Lv, \quad (23a)$$

$$v_t = Mv. \quad (23b)$$

Równanie (23a) jest jakby „spinorową” analogią problemu własnego (15):  $\zeta$  odpowiada  $\lambda$ ,  $q$  i  $r$  odpowiada  $u$ . Z tych względów równanie (23a) nazywamy problemem rozproszeniowym,  $\zeta$  — parametrem spektralnym, zaś  $q$  i  $r$  — potencjałami. Także stosowana dalej terminologia „rozproszeniowa” wiąże się z tą analogią.

Wciąż jednak nie jest jasna rola parametru  $\zeta$ . Skoncentrujmy uwagę na problemie rozproszeniowym (23a). Dowolne rozwiązanie  $v = v(x, t, \zeta)$  tego problemu można zdefiniować przez zadanie postaci asymptotycznej tegoż rozwiązania, gdy  $x \rightarrow -\infty$  lub  $x \rightarrow +\infty$ . Ze względu na (22) jako bazę przestrzeni rozwiązań asymptotycznych możemy wybrać

$$\begin{bmatrix} 1 \\ 0 \end{bmatrix} e^{-i\zeta x}, \quad \begin{bmatrix} 0 \\ -1 \end{bmatrix} e^{i\zeta x}. \quad (24)$$

Definiujemy funkcje  $\phi$ ,  $\bar{\phi}$  ( $\bar{\phi}$  nie jest sprzężeniem zespolonym  $\phi$ ),  $a$ ,  $b$ ,  $\bar{a}$ ,  $\bar{b}$ .  $\phi$  i  $\bar{\phi}$  są rozwiązaniami problemu rozproszeniowego (23a) zdefiniowanymi asymptotyką dla  $x \rightarrow -\infty$

$$\phi(x, t, \zeta) \xrightarrow{x \rightarrow -\infty} \begin{bmatrix} 1 \\ 0 \end{bmatrix} e^{-i\zeta x},$$

$$\bar{\phi}(x, t, \zeta) \xrightarrow{x \rightarrow -\infty} \begin{bmatrix} 0 \\ -1 \end{bmatrix} e^{i\zeta x}.$$

Postać asymptotyczna tych funkcji, gdy  $x \rightarrow +\infty$  jest kombinacją liniową funkcji (24)

$$\phi(x, t, \zeta) \xrightarrow{x \rightarrow +\infty} a(\zeta, t) \begin{bmatrix} 1 \\ 0 \end{bmatrix} e^{-i\zeta x} - b(\zeta, t) \begin{bmatrix} 0 \\ -1 \end{bmatrix} e^{i\zeta x},$$

$$\bar{\phi}(x, t, \zeta) \xrightarrow{x \rightarrow +\infty} \bar{b}(\zeta, t) \begin{bmatrix} 1 \\ 0 \end{bmatrix} e^{-i\zeta x} + \bar{a}(\zeta, t) \begin{bmatrix} 0 \\ -1 \end{bmatrix} e^{i\zeta x}.$$

Pozostając wciąż przy analogii kwantowo-mechanicznej ( $\zeta$  — pęd „cząstki” swobodnej padającej, np. z prawej strony na barierę potencjału  $q, r$ ) nazwiemy funkcje  $a(\zeta, t)$ ,  $b(\zeta, t)$ ,  $\bar{a}(\zeta, t)$ ,  $\bar{b}(\zeta, t)$  danymi rozproszeniowymi, zaś funkcję  $b/a$  — współczynnikiem odbicia.

Jest to ważny moment konstrukcji. Zamiast oryginalnych funkcji  $q(x, t)$ ,  $r(x, t)$  mamy teraz cztery nowe funkcje  $a(\zeta, t)$ ,  $b(\zeta, t)$ ,  $\bar{a}(\zeta, t)$ ,  $\bar{b}(\zeta, t)$  (przy czym funkcje te nie są niezależne). Zwróćmy uwagę, że nastąpiła zmiana argumentu  $x \rightarrow \zeta$ . Innymi słowy, parametr spektralny  $\zeta$  występujący w macierzach  $L, M$  (20), (21) — to nowa zmienna niezależna,

zastępująca zmienną przestrzenną  $x$ . Na tym etapie rozważań można powiedzieć, że skonstruowaliśmy odwzorowanie

$$(q(x, t), r(x, t)) \rightarrow (a(\zeta, t), b(\zeta, t), \bar{a}(\zeta, t), \bar{b}(\zeta, t)) \quad (25)$$

prowadzące od potencjałów do danych rozproszeniowych.

W związku z transformacją (25) należy zadać dwa pytania: 1) czy transformacja (25) jest odwracalna? i 2) jak wygląda ewolucja (19) w zmiennych  $a, b, \bar{a}, \bar{b}$ , tzn. jaki układ równań spełniają te funkcje?

Pierwszy problem należy do najtrudniejszych w teorii solitonów [68]. Jego kwantowo-mechaniczna analogia (dedukcja potencjału w równaniu Schrödingera z danych rozproszeniowych) nosi nazwę „odwrotnego problemu rozpraszania” [73] — stąd nazwa omawianej metody. Dla prostoty zakładamy, że transformacja (25) jest odwracalna.

W pracy [68] pokazano, że opłaca się opisywać skomplikowaną nieliniową ewolucję (19) w zmiennych  $a, b, \bar{a}, \bar{b}$ : spełniają one prosty, liniowy układ równań różniczkowych zwyczajnych (ze względu na  $t$ ), przy czym  $\zeta$  w tym układzie jest tylko parametrem.

Innymi słowy: w zmiennych „dane rozproszeniowe”, skomplikowana, nieliniowa ewolucja (19) znakomicie się upraszcza. I jest to istota metody odwrotnej.

Niekiedy rozwiązania  $N$ -solitonowe nazywa się potencjałami bezodbiciowymi (są to de facto  $t$ -parametrowe rodziny takich potencjałów). Wynika to stąd, że w odpowiadających im danych zderzeniowych  $b(\zeta, t) \equiv 0$ , tzn. także współczynnik odbicia  $b/a = 0$ . Jest to równocześnie formalny wyraz pewnej prostoty rozwiązań  $N$ -solitonowych.

Szczegóły matematyczne metody odwrotnej są niekiedy dość trudne. Na szczęście dysponujemy obecnie pewnym uproszczonym (algebraicznym) wariantem metody odwrotnej, tak zwaną metodą Szabata–Zacharowa [74, 75]. Najnowsze sformułowania metody odwrotnej należą do szkoły Zacharowa [57, 63].

Metoda odwrotna to nie tylko sposób rozwiązywania pewnej kategorii równań nieliniowych, to także sposób generacji takich równań. Dokładnie takie same zastosowania ma druga podstawowa metoda teorii solitonów — metoda Hiroty.

## B. Metoda Hiroty

Metoda Hiroty jest niewątpliwie jakoś równoważna metodzie odwrotnej. Np. wspomniana wyżej metoda Szabata–Zacharowa budzi pewne skojarzenia z metodą Hiroty, ale nikt jeszcze dotąd nie pokazał tej równoważności *explicite*.

Omawiana metoda uderza swoją prostotą, skutecznością i dużą elastycznością. Twórca tej metody — Ryogo Hirota z Uniwersytetu w Hiroszynie — powiedział kiedyś autorowi tego artykułu, że w rozwiązywaniu problemów solitonowych bardzo pomogła mu umiejętność ... gry w szachy japońskie. Rzeczywiście, w technice Hiroty jest wiele nietrywialnej kombinatoryki i algebry.

Jest rzeczą niezwykle trudną dać przekonujące uzasadnienie dla tej metody. Nie zrobił tego jeszcze nawet Hirota! Uzasadnienie dla techniki Hiroty w przypadku  $r$ -S-G podane jest w [76]. Tutaj spróbujemy naszkicować ideę metody Hiroty na przykładzie  $r$ -KdV.



Soliton r. KdV (2) zapisujemy w formie  $\partial_x^2 \ln(1 + \exp \xi)$  gdzie  $\xi = kx - k^3 t - \xi_0$  ( $k > 0$ ,  $\xi_0$  — stałe). Forma ta sugeruje następujące podstawienie w r. KdV (1)

$$u(x, t) = \partial_x^2 \ln f(x, t).$$

Łatwo sprawdzić następującą implikację

$$f f_{xt} - f_x f_t + f_{xxxx} f - 4 f_{xxx} f_x + 3 f_{xx}^2 = 0 \Rightarrow \quad (26)$$

$u = \partial_x^2 \ln f$  jest rozwiązaniem r. KdV.

Np. rozwiązanie  $f = 1 + \exp \xi$  równania (26) odpowiada solitonowi r. KdV. Jak znaleźć rozwiązanie  $N$ -solitonowe r. KdV metodą Hiroty?

Niech  $u_i = \partial_x^2 \ln(1 + \exp \xi_i)$ , gdzie  $i = 1, 2, \dots, N$  oznacza  $N$  solitonów r. KdV. Ze względu na słabą nieliniowość r. KdV suma

$$\sum_{i=1}^N u_i = \partial_x^2 \ln \prod_{i=1}^N (1 + \exp \xi_i)$$

jest przybliżonym rozwiązaniem tego równania. Oczywiście,  $\prod_{i=1}^N (1 + \exp \xi_i)$  nie jest rozwiązaniem równ. (26). Okazuje się jednak, że pewna korekta wyrażenia  $\prod_{i=1}^N (1 + \exp \xi_i)$  daje już ściśle rozwiązanie równ. (26), a więc i r. KdV — właśnie rozwiązanie  $N$ -solitonowe. Na przykład

$$\prod_{i=1}^2 (1 + \exp \xi_i) = 1 + \exp \xi_1 + \exp \xi_2 + \exp(\xi_1 + \xi_2),$$

zaś ścisłym rozwiązaniem równ. (26) jest

$$1 + \exp \xi_1 + \exp \xi_2 + \left( \frac{k_1 - k_2}{k_1 + k_2} \right)^2 \exp(\xi_1 + \xi_2) \quad (27)$$

gdzie  $k_1 > k_2 > 0$ .

Rozwiązanie (27) równ. (26) odpowiada, oczywiście, rozwiązaniu dwusolitonowemu (7).

Korektą jest tu czynnik  $\left( \frac{k_1 - k_2}{k_1 + k_2} \right)^2$ .

Istota metody Hiroty sprowadza się zatem do dwóch rzeczy: 1) odpowiednio dobranej transformacji zmiennych zależnych ( $u = \partial_x^2 \ln f$  w przypadku r. KdV) i 2) rozwiązywania równań w nowych zmiennych zależnych (np. równ. (26)), które są na ogół równaniami biliniowymi w nowych zmiennych zależnych.

Metoda Hiroty — powtórzmy raz jeszcze — służy także do generacji właściwych równań solitonowych [16, 20, 77].

#### 4. Pochwała solitonów

Natura, jak to się często nieprecyzyjnie mówi, jest nieliniowa, zaś nasze możliwości matematyczne — mimo około 300 lat nieustannego rozwoju nowożytnej matematyki — wciąż są głównie liniowe. Ta uderzająca sprzeczność między charakterem obiektu badań

(natury) i charakterem używanych w tym celu narzędzi (matematyka liniowa) jest jednym z największych dramatów fizyki. Można nawet społeczności fizyków przypisać „kompleks nieliniowości” przejawiający się w ogólnym braku wiary w możliwości ścisłego rozwiązania równań nieliniowych i w niemal automatycznej skłonności do linearyzowania modeli nieliniowych. I dlatego — cokolwiek złego by się nie powiedziało o solitonach (dwie zmienne, trywialna dynamika, etc.) — nie sposób nie docenić ich dobroczynnego wpływu na samopoczucie (nieliniowo) sfrustrowanej społeczności fizyków-teoretyków.

Tematyką solitonową zainteresowali się również wybitni matematycy i to tak różnej specjalności, jak Lax, Kac, Moser, Atiyah, Manin czy Kostant. Jej inspirujący wpływ zaznaczył się w wielu tradycyjnych specjalnościach matematycznych (klasyczna i współczesna geometria różniczkowa, funkcje specjalne, teoria grup, teoria liczb), a także w jednej z najtrudniejszych współczesnych dyscyplin matematycznych — geometrii algebraicznej.

Od roku 1973 — wraz z burzliwym rozwojem teorii solitonów — obserwujemy jakby drugą młodość rzadko używanych w fizyce teoretycznej pojęć i rezultatów klasycznej fizyki i matematyki (układy całkwalne mechaniki klasycznej, transformacje Bäcklunda, teoria Liego-Owsjannikowa, pseudosfery, powierzchnie minimalne, równanie Riccatiego, teoria Painlevégo, równanie Liouville'a etc.). W pracy Hiroty [43] ukryte są nowe, nieznanne klasykom geometrii różniczkowej, klasy powierzchni pseudosferycznych odpowiadające znalezionym przez Hirotę rozwiązaniom  $N$ -solitonowym r. S-G [40, 69, 78]. Właściwie — dzięki rozwojowi teorii solitonów — została wskrzeszona duża część dorobku matematycznego drugiej połowy XIX wieku.

Ponadto pojawiły się nowe dziedziny fizyki matematycznej będące konsekwencją rozwoju teorii solitonów (teorie kwantowe układów nieliniowych, instantony, układy bliskie układom solitonowym).

Jest wreszcie teoria solitonów obszarem, gdzie następuje harmonijna synteza pozornie odległych technik matematycznych: np. odwrotny problem rozpraszania, który — jak się okazuje — ma blisko stuletnią tradycję w fizyce teoretycznej i XIX-wieczne transformacje Bäcklunda.

Często słyży się opinię, że kariera mechaniki kwantowej — teorii par excellence liniowej — zabiła niejako żywe wśród fizyków i matematyków na początku XX wieku zainteresowanie dla problemów nieliniowych. Dziś rozwinięta technika matematyczna mechaniki kwantowej znajduje nieoczekiwane zastosowanie w rozwiązywaniu problemów nieliniowych.

Powyższe optymistyczne uwagi niech służą jako komentarz do znamiennej wypowiedzi W. E. Zacharowa [79], jednego z najaktywniejszych współtwórców kariery solitonów: „Teoria solitonów jest także renesansem fizyki matematycznej”.

Trudno przewidzieć, jakie będą dalsze losy solitonów. Jednak, bez dużego ryzyka omyłki można wskazać, w jakim kierunku pójdą przyszłe badania w tej dziedzinie. Nastąpi mianowicie dalszy wzrost liczby znanych i interesujących z fizycznego punktu widzenia właściwych równań solitonowych. Oczekiwać też należy większej syntezy metod i rezultatów teorii solitonów, w szczególności odpowiedzi na pytania: czy metoda Hiroty jest równoważna metodzie odwrotnej oraz czy i jak właściwe równania solitonowe są sobie równoważne? Zadaniem niezwykle trudnym (może niewykonalnym?) jest przeniesienie

technik teorii solitonów na przypadek większej liczby wymiarów przestrzennych, przy czym — trzeba to podkreślić — chodzi nam o teorię solitonów o symetrii np. sferycznej, a nie płaskiej.

#### Literatura

- [1] S. Coleman, *Classical lumps and their quantum descendants* — wykład wygłoszony w trakcie Międzynarodowej Szkoły „Ettore Majorana” (1975).
- [2] M. Creutz, preprint BNL-21923, Brookhaven National Lab., Upton, NY 11973 (1976).
- [3] A. Salam, J. Strathdee, *Phys. Lett.* **61B**, 375 (1976).
- [4] T. D. Lee, *Phys. Rep.* **23C**, 254 (1976).
- [5] N. J. Zabusky, M. D. Kruskal, *Phys. Rev. Lett.* **15**, 240 (1965).
- [6] *Nonlinear evolution equations solvable by the spectral transform*, Pitman, F. Calogero ed. London, San Francisco, Melbourne 1978.
- [7] G. B. Whitham, *Linear and Nonlinear Waves*, A Wiley-Interscience Publication, New York, London, Sydney, Toronto 1974.
- [8] M. Wadati, H. Sanuki, K. Konno, *Prog. Theor. Phys.* **53**, 419 (1975).
- [9] R. M. Miura, C. S. Gardner i M. D. Kruskal, *J. Math. Phys.* **9**, 1204 (1968).
- [10] V. E. Zakharov, A. B. Shabat, *Zh. Eksp. Teor. Fiz.* **61**, 118 (1971).
- [11] M. Ablowitz, *Stud. Appl. Math.* **58**, 17 (1978).
- [12] M. Toda, *Phys. Rep.* **18**, 1 (1975).
- [13] R. Hirota, J. Satsuma, *Prog. Theor. Phys.* **57**, 797 (1977).
- [14] R. Hirota, J. Satsuma, *Prog. Theor. Phys. Suppl.* No 59 (1976).
- [15] R. Hirota, preprint, Hiroshima Univ., Nov. 29 (1977).
- [16] R. Hirota, preprint, Hiroshima Univ., Feb. 2 (1978).
- [17] L. A. Bordag, V. B. Matveev, preprint, Karl-Marx-Universität, KMU-QFT 02/77, Leipzig 1977.
- [18] M. Ablowitz, J. Satsuma, *J. Math. Phys.* **19**, 2180 (1978).
- [19] Z. Dziembowski, preprint, Univ. of Texas, Austin 1978.
- [20] A. Sym, *Lett. Nuovo Cim.* **22**, 142 (1978).
- [21] V. B. Matveev, preprint, Univ. Wrocław, nr 373 (1976).
- [22] A. Nakamura, preprint, Kyoto Tech. Univ., May 30 (1979); praca ukaże się w *J. Phys. Soc. Japan*.
- [23] M. Hirayama, H. Chia Tze, J. Ishida, T. Kawabe, *Phys. Lett.* **66A**, 352 (1978).
- [24] A. C. Scott, Y. F. Chu, D. W. Mc Laughlin, *Proc. IEEE* **61**, 1443 (1973).
- [25] R. K. Bullough, *Solitons w Interaction of Radiation with Condensed Matter*, International Atomic Energy Agency, Vienna 1977.
- [26] R. K. Bullough, *Physics Bulletin*, February (1978).
- [27] *Solitons*, Springer Topics in Modern Physics, Springer-Verlag, Heidelberg 1978.
- [28] A. Barone, F. Esposito, C. J. Magee, A. C. Scott, *Riv. Nuovo Cim.* **1**, 227 (1971).
- [29] C. Cercignani, *Riv. Nuovo Cim.* **7**, 429 (1977).
- [30] V. G. Makhankov, *Phys. Rep.* **35C**, 2 (1978).
- [31] C. S. Gardner, I. M. Greene, M. D. Kruskal, R. M. Miura, *Phys. Rev. Lett.* **19**, 1095 (1967).
- [32] D. J. Korteweg, G. de Vries, *Phil. Mag.* **39**, 422 (1895).
- [33] R. Hirota, *Phys. Rev. Lett.* **27**, 1192 (1971).
- [34] V. I. Bespalov, V. I. Talanov, *Zh. Teor. Fiz. Eksp. Pisma* **3**, 307 (1966).
- [35] P. L. Kelley, *Phys. Rev. Lett.* **15**, 1005 (1965).
- [36] R. Hirota, *J. Math. Phys.* **14**, 805 (1973).
- [37] N. J. Zabusky, Proc. Symp. Nonlinear Partial Diff. Eqs., ed. W. Ames, Academic Press, 1967.
- [38] M. Wadati, *J. Phys. Soc. Japan* **32**, 1681 (1972).
- [39] R. Hirota, *J. Phys. Soc. Japan* **33**, 1456 (1972).
- [40] L. P. Eisenhart, *An Introduction to Differential Geometry*, Princeton Univ. Press, Princeton 1940.

- [41] J. Frenkel, T. Kontorova, *Ukrayin. Fiz. Zh. (USSR)* **1**, 137 (1939).
- [42] M. J. Ablowitz, D. J. Kaup, A. C. Newell, H. Segur, *Phys. Rev. Lett.* **30**, 1262 (1973).
- [43] R. Hirota, *J. Phys. Soc. Jap.* **33**, 1459 (1972).
- [44] T. B. Benjamin, *J. Fluid Mech.* **29**, 559 (1967).
- [45] H. Ono, *J. Phys. Soc. Jap.* **39**, 1082 (1975).
- [46] R. J. Joseph, *J. Math. Phys.* **18**, 2251 (1977).
- [47] A. Nakamura, preprint, Kyoto Univ. (1979).
- [48] R. J. Joseph, *J. Phys.* **11**, L97 (1978).
- [49] A. Nakamura, Y. Matsuno, preprint, Kyoto Tech. Univ. (1979).
- [50] J. Satsuma, M. J. Ablowitz, Y. Kodama, preprint, Clarkson College, Potsdam, NY 13676 (1979).
- [51] H. H. Chen, Y. Lee, *Phys. Rev. Lett.* **43**, 264 (1979).
- [52] A. B. Mikhailov, *Zh. Eksp. Teor. Fiz. Pisma* **23**, 356 (1976).
- [53] D. J. Kaup, A. C. Newell, *Lett. Nuovo Cim.* **20**, 325 (1977).
- [54] K. Pohlmeier, *Comm. Math. Phys.* **46**, 207 (1976).
- [55] B. S. Getmanov, preprint, Dubna E2-11093 (1977).
- [56] F. Lund, *Phys. Rev. Lett.* **38**, 1175 (1977).
- [57] V. E. Zakharov, A. B. Mikhailov, *Zh. Eksp. Teor. Fiz.* **74**, 1953 (1978).
- [58] A. M. Perelomov, *Comm. Math. Phys.* **63**, 237 (1978).
- [59] F. Lund, T. Regge, *Phys. Rev. D* **14**, 1524 (1976).
- [60] M. Demiański, *Astrofizyka relatywistyczna*, PWN, Warszawa 1978.
- [61] D. Maison, *Phys. Rev. Lett.* **41**, 521 (1978).
- [62] B. K. Harrison, *Phys. Rev. Lett.* **41**, 1197 (1978).
- [63] V. A. Belinsky, V. E. Zakharov, *Zh. Eksp. Teor. Fiz.* **75**, 1953 (1978).
- [64] H. T. Davis, *Introduction to Nonlinear Differential and Integral Equations*, Dover Publ. Inc., N.Y. 1962.
- [65] H. Steudel, komunikat na II Międzynarodowej Szkole na Temat Solitonów (Jadwisin, 27. 8. – 1. 9. 1979).
- [66] *Bäcklund Transformations, Lecture Notes in Mathematics*, Springer Verlag, Berlin, Heidelberg, New York 1976.
- [67] P. D. Lax, *Comm. Pure Appl. Math.* **21**, 467 (1968).
- [68] M. Ablowitz, D. J. Kaup, A. C. Newell, H. Segur, *Stud. Appl. Math.* **53**, 249 (1974).
- [69] G. L. Lamb w *Bäcklund Transformations, Lecture Notes in Mathematics*, Springer Verlag, Berlin, Heidelberg, New York 1976.
- [70] G. L. Lamb Jr., *J. Math. Phys.* **12**, 2157 (1974).
- [71] M. Konno, M. Wadati, *Prog. Theor. Phys.* **52**, 1652 (1975).
- [72] A. Sym, J. Corones, *Phys. Lett.* **68A**, 305 (1978).
- [73] K. Chadan, P. C. Sabatier, *Inverse Problems in Quantum Scattering Theory*, Springer-Verlag, New York, Heidelberg, Berlin 1977.
- [74] V. E. Zakharov, A. B. Shabat, *Funk. Anal. Pril.* **8**, 43 (1974).
- [75] R. S. Johnson, S. Thompson, *Phys. Lett.* **66A**, 279 (1978).
- [76] A. Sym, *Phys. Lett.* **58A**, 77 (1976).
- [77] A. Sym, *Phys. Lett.* **65A**, 383 (1978).
- [78] A. Sym, J. Corones, *Phys. Rev. Lett.* **42**, 1099 (1979).
- [79] V. E. Zakharov, wykład wygłoszony w trakcie I Międzynarodowej Szkoły Letniej na Temat Solitonów 1977.

Jacek M. Baranowski

Instytut Fizyki Doświadczalnej  
Uniwersytetu Warszawskiego

## Relaksacja sieci w przejściach optycznych w zlokalizowanych domieszkach metali przejściowych w półprzewodnikach \*

### Lattice Relaxation in Optical Transition of Localized Transition Metal Impurities in Semiconductors

*Abstract:* The importance of lattice relaxation of localized impurities in semiconductors is discussed using data available for transition metal impurities. The expected order of magnitude of stabilization energy connected with impurity-phonon coupling for the ground and excited states of an impurity and for different charge states of the impurity is also discussed.

#### 1. Wstęp

Badania głębokich centrów domieszkowych związanych z metalami przejściowymi w półprzewodnikach prowadzone w ostatnich kilkunastu latach szły w dwóch kierunkach.

Pierwszy z tych kierunków związany był z badaniami stanów wzbudzonych powłoki  $3d^n$ . Podstawowymi technikami doświadczalnymi były tu badania optyczne w podczerwieni i w obszarze widzialnym. Inną istotną techniką doświadczalną był EPR, którym można było wykryć subtelne rozszczepienia stanu podstawowego domieszki, a przez to zidentyfikować stan ładunkowy.

Drugi kierunek badań prowadził w dziedzinę wyznaczenia położenia poziomów  $3d^n$  względem pasm energetycznych kryształu. Podstawowymi technikami eksperymentalnymi była tu absorpcja, fotoprzewodnictwo, fotopojemność czy foto-EPR. Techniki te pozwalają wyznaczyć zależność spektralną przekroju czynnego i związać go z fotojonizacją konkretnej domieszki. Wyznaczanie energii jonizacji napotykało i napotyka duże trudności

---

\* Tekst oparty na referacie wygłoszonym na Ogólnopolskim Seminarium Związków Półprzewodnikowych w Jaszowcu, 1979 r. (przyp. Red.).

doświadczalne i interpretacyjne, tak że zasób informacji, jak i zrozumienie ich jest bardzo skromne.

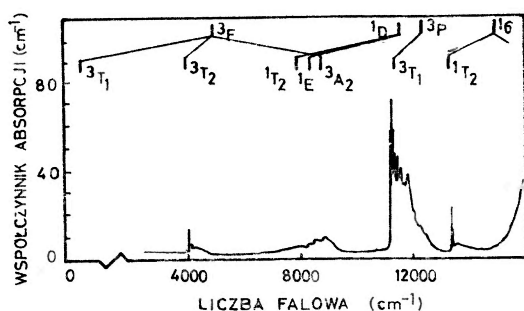
Oba te zasadnicze nurty badań domieszek metali przejściowych w półprzewodnikach napotykały od samego początku na istotny problem związany z oddziaływaniem elektron-fonon. Rola oddziaływania stanów elektronowych z drganiami sieci jest kluczowa w zrozumieniu subtelnych struktur absorpcji związanych z przejściami do stanów wzbudzonych domieszek. Również w przypadku fotojonizacji relaksacja sieci występująca przy zmianie stanu ładunkowego domieszki okazuje się mieć znaczenie fundamentalne.

Relaksacje sieci występujące przy przejściach do stanów wzbudzonych czy przy fotojonizacji są więc integralnie związane ze strukturą elektronową zlokalizowanych domieszek. Na tym też polega jedna z istotnych różnic między płytkimi domieszkami, dla których opisu wystarczy podejście czysto elektronowe, a głębokimi domieszkami, dla których nie jest ono już wystarczające.

## 2. Przejścia do stanów wzbudzonych domieszek metali przejściowych

Najczęściej stosowany opis stanów wzbudzonych domieszek metali przejściowych jest oparty na teorii pola krystalicznego. Powłoka  $3d^n$ , znajdująca się w położeniu węzłowym sieci (miejsce Zn lub Cd w związkach II-VI oraz Ga lub In w związkach III-V) znajduje się w polu krystalicznym pochodzącym od najbliższych sąsiadów (O, S, Se i Te w związkach II-VI oraz As, P w III-V). Pole to o symetrii  $T_d$  wywołuje rozszczepienia stanów elektronowych powłoki  $3d^n$ . Ze względu na silną lokalizację powłoki  $3d^n$  jej stany elektronowe są w dobrym przybliżeniu podobne stanom swobodnego jonu.

Np. w swobodnym jonie  $Ni^{2+}$ , zgodnie z regułą Hunda, stanem podstawowym jest stan  ${}^3F$ , a stan  ${}^3P$  oraz wszystkie stany singletowe — stanami wzbudzonymi.



Rys. 1. Widmo absorpcyjne  $Ni(d^8)$  w  $ZnSe$  zmierzone w temperaturze ciekłego helu [1]. Na rysunku zaznaczone są terminy pola krystalicznego konfiguracji  $3d^8$  w polu o symetrii  $T_d$

Na rysunku 1 pokazane jest rozszczepienie stanu  ${}^3F$  w polu krystalicznym o symetrii  $T_d$  (stan  ${}^3P$  nie ulega rozszczepieniu). Na tym rysunku pokazane jest też widmo  $Ni^{2+}$  w  $ZnSe$  [1]. Widoczne jest, że teoria pola krystalicznego dobrze opisuje środki ciężkości obserwowanych pasm absorpcyjnych. Wielkość pola krystalicznego jest tutaj parametrem

dopasowania jak również dopuszcza się pewną redukcję separacji środków ciężkości termów  $^3F$  i  $^3P$  po wprowadzeniu jonu Ni do kryształu. Odpowiada to pewnej redukcji oddziaływań wewnątrzatomowych w powłoce  $3d^n$  poprzez elektrony wiązań kryształu. Zgodność przedstawioną na rys. 1 otrzymano dla szeregu domieszek czyli dla różnej liczby elektronów na powłoce  $3d^n$  [2–6]. Stwierdzono, że wszystkie widma domieszek metali przejściowych w związkach II–VI i III–V dają się opisać przez półempiryczną teorię pola krystalicznego. Znalaziono jak wielkość rozszczepienia stanów  $3d$  polem krystalicznym zależy od kryształu czy domieszki [4, 5, 7]. Podobne zależności znalaziono również dla redukcji oddziaływań wewnątrzatomowych [4, 8]. Jednakże już prosta analiza widma przedstawionego na rysunku 1 pokazuje, że poza środkami ciężkości prosta teoria pola krystalicznego nie tłumaczy bogactwa struktur subtelnych. Pasma związane z przejściem do stanu  $^3T_2$  posiada jedną ostrą linię z powtórzeniami fononowymi, pasmo  $^3A_2$  jest obłe z nieznacznie zarysowanymi strukturami subtelnymi, a pasmo  $^3T_1$  (P) posiada szereg ostrych linii, które nie mogą pochodzić z natury elektronowej tego termu, jak również nie są prostymi powtórzeniami fononowymi.

Jak pokazano w wielu pracach za występowanie struktur jak i za kształt absorpcji odpowiedzialne jest oddziaływanie stanów elektronowych z siecią krystaliczną.

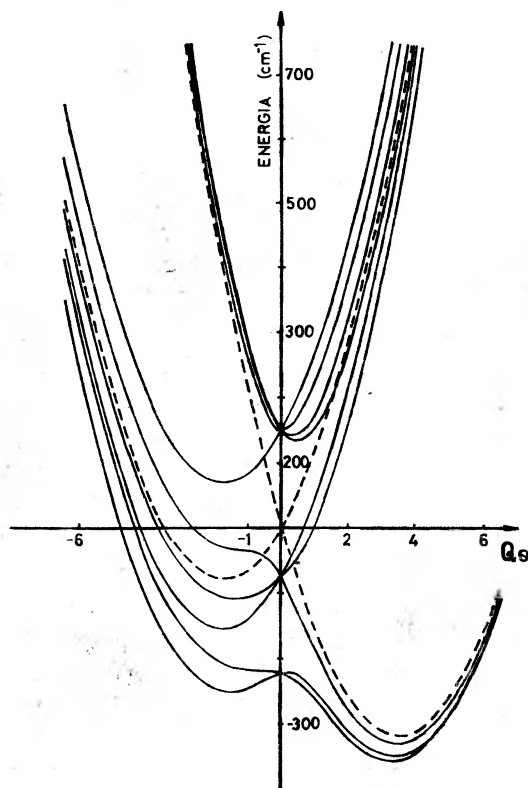
Przy przejściach optycznych do stanów wzbudzonych mogą ulegać zmianie: 1) części radialne funkcji falowych, przy tym samym kształcie części kątowych (np. „puchnięcie” funkcji falowych) lub 2) części kątowe funkcji falowych (np. odpowiada temu w schemacie silnego pola przeniesienie elektronu z orbitalu  $t$  na  $e$ ). W pierwszym przypadku na skutek elektrostatycznego oddziaływania chmury elektronów  $d$  z najbliższymi sąsiadami nastąpi pełnosymetryczne odkształcenie otoczenia domieszki. Położenia równowagi drgań sąsiadów będą inne dla stanu wzbudzonego niż dla stanu podstawowego. Następuje przesunięcie krzywych konfiguracyjnych na diagramie konfiguracyjnym połączone z obniżeniem energii stanu wzbudzonego o energię stabilizacji. Ta sytuacja odpowiada sprzężeniu z modelem pełnosymetrycznym  $A_1$ . W drugim przypadku, kiedy ulegają zmianie rozkłady kątowe chmury  $d$  elektronów, można spodziewać się bardziej złożonej niepełnosymetrycznej dystorsji. Np. dla konfiguracji  $3d^5$  stan podstawowy jest stanem  $^6A_1$ , któremu odpowiada (w schemacie silnego pola) konfiguracja elektronowa  $t^3e^2$ . Przejście optyczne do stanu wzbudzonego, np. typu  $t^3e^2 \rightarrow t^2e^3$  (zachodzące z odwróceniem spinu) prowadzi do kreacji dziury w jednym z orbitali  $t$ . Tego typu zmiana rozkładu gęstości chmury  $d$  elektronów będzie prowadzić do przesunięć sąsiadów domieszki obniżających symetrię z  $T_d$  na niższą. Jest to efekt Jahna–Teller. Obniżenie symetrii z  $T_d$  na niższą, np.  $D_{2d}$ , spowoduje rozszczepienie termów trypletów orbitalnych  $T$  na dwie składowe. Obniżenie energii wywołane takim rozszczepieniem jest nazywane energią Jahna–Teller.

Nasuwa się pytanie jakiego rzędu energii można się spodziewać dla domieszek metali przejściowych w przypadku dystorsji pełnosymetrycznych i Jahna–Teller? Najbardziej pełne dane doświadczalne są dla domieszki chromu w związkach II–VI [9, 10, 11]. W stanie podstawowym  $Cr(d^4)$  znajduje się w stanie  $^5T_2$  i posiada konfigurację  $t^2e^2$ , czyli dziurę w orbitalach  $t$ . Można się spodziewać więc efektu Jahna–Teller na stanie podstawowym i rozszczepienia poziomu  $T_2$  na dwa. Rzeczywista sytuacja jest znacznie bardziej skomplikowana, gdyż mamy cztery elektrony na powłoce  $d$  i oddziaływanie spin-orbitalne jest niezaniebdywalne.

Hamiltonian dla stanu  ${}^5T_2$  uwzględniający sprzężenie Jahn–Tellera (z modem o symetrii E) oraz oddziaływanie spin-orbitalne ma następującą postać:

$$\hat{H} = V_1(Q_\theta \hat{\epsilon}_\theta + Q_\epsilon \hat{\epsilon}_\epsilon) + \frac{1}{2} m \omega^2 (Q_\theta^2 + Q_\epsilon^2) \hat{I} + \lambda \hat{L} \hat{S}$$

Pierwszy wyraz opisuje liniowy efekt Jahn–Tellera,  $V_1$  — jest współczynnikiem sprzężenia wiążącym się z energią Jahn–Tellera  $E_{JT}$  w stanie  ${}^5T_2$  ( $V_1^2 = \frac{E_{JT}}{2m\omega^2}$ );  $Q_\theta$  i  $Q_\epsilon$  są dwiema składowymi dystorsji o symetrii E [12], a  $\hat{\epsilon}_\theta$  i  $\hat{\epsilon}_\epsilon$  są elektronicznymi operatorami zdefiniowanymi przez Hama [13]. Drugi wyraz opisuje energię elastyczną;  $m$  jest masą ligandu,  $\omega$  — częstością E modu [14], a  $\hat{I}$  jednostkową macierzą. Trzeci wyraz związany jest z oddziaływaniem spin-orbita. Powyższy hamiltonian jest zapisany w przybliżeniu



Rys. 2. Przekrój wzdłuż osi  $Q_\theta$  przez powierzchnię potencjalną stanu  ${}^5T_2$  w przypadku oddziaływania tego stanu z modem o symetrii E (dla przypadku  $Cr(d^4)$  w  $ZnTe$  [11]). Krzywą przerywaną zaznaczono analogiczny przekrój dla spin-orbitalnego oddziaływania równego zero. Jednostką na osi  $Q_\theta$  jest  $(\hbar/m\omega)^{1/2}$

statycznym, gdyż energia kinetyczna związana z pędami dystorsji  $Q_\theta$  i  $Q_\epsilon$  została zaniedbana. Energie własne tego hamiltonianu tworzą powierzchnie potencjalne stanu  ${}^5T_2$  w przestrzeni  $Q_\theta$  i  $Q_\epsilon$ . Rachunki oparte na powyższym hamiltonianie dla stanu  ${}^5T_2$  związanego z  $Cr^{2+}(d^4)$  w szeregu związków II–VI zostały po raz pierwszy przeprowadzone przez Kamińską [11]. Przekrój wzdłuż kierunku  $Q_\theta$  (dla  $Q_\epsilon = 0$ ) przez powierzchnie potencjalne



policzone dla  $\text{Cr}(d^4)$  w  $\text{ZnTe}$  jest przedstawiony na rys. 2. Krzywą przerywaną na tym rysunku zaznaczono przekrój przez powierzchnie dla stanu  $T_2$  (spin-orbitalne oddziaływanie równe zeru). Przekięcie pokazane na rys. 2 wybrane jest tak, że przechodzi przez jedno z minimów Jahna-Tellera i przez punkt siodłowy między dwoma pozostałymi minimami (dla stanu  $T_2$  oddziaływującego z modem  $E$  istnieją trzy ekwiwalentne minima).

Z analizy rysunku widać, że obserwując przejścia optyczne proste między stanem w minimum energetycznym a grupą stanów wyżej położonych pozwala uzyskać wprost energie Jahna-Tellera. Oddziaływanie spin-orbita tylko nieznacznie modyfikuje prostą sytuację dla stanu  $T_2$ . Absorpcja związana z omawianymi przejściami zmierzona została w  $\text{ZnSe:Cr}$  przez Nygrena [15] oraz w  $\text{ZnTe:Cr}$ ,  $\text{CdTe:Cr}$  i powtórnie w  $\text{ZnSe:Cr}$  przez Baranowskiego [11]. Są to jedyne przypadki w literaturze pomiaru wprost energii Jahna-Tellera. W innych przypadkach domieszek metali przejściowych podanych w tabeli 1

Tabela 1

Energie Jahna-Tellera  $E_{JT}$  na trypletach orbitalnych dla różnych domieszek metali przejściowych w półprzewodnikach grupy II-VI i III-V

System	Term	$E_{JT}$ [ $\text{cm}^{-1}$ ]	Symetria modu *	Autorzy
$\text{ZnSe:Cr}$	${}^6T_2$	350	$E_{ac}$	Nygren [15]
$\text{ZnSe:Cr}$	${}^5T_2$	340	$E_{ac}$	Kamińska [11]
$\text{ZnS:Cr}$	${}^5T_2$	300	$E_{ac}$	Kamińska [11]
$\text{ZnTe:Cr}$	${}^5T_2$	320	$E_{ac}$	Kamińska [11]
$\text{CdTe:Cr}$	${}^5T_2$	370	$E_{ac}$	Kamińska [11]
$\text{ZnS:Fe}$	${}^5T_2$	200+100	$E_{ac}+E_{cp}$	Ham [16]
$\text{ZnSe:Co}$	${}^4T_1(F)$	425	$E_{ac}$	Uba [17]
$\text{ZnS:Co}$	${}^4T_1(F)$	350+140	$E_{ac}+E_{op}$	Koidl [18]
$\text{ZnS:Co}$	${}^4T_1(F)$	390	$E_{ac}$	Uba [42]
$\text{CdTe:Co}$	${}^4T_1(F)$	435	$E_{ac}$	Uba [42]
$\text{GaAs:Co}$	${}^4T_1(P)$	300	$T_{ac}$	Hennel [19]
$\text{ZnS:Co}$	${}^4T_2$	40	$E_{op}$	Koidl [18]
$\text{ZnS:Co}$	${}^4T_3$	150	$E_{ac}$	Ryskin [20]
$\text{ZnSe:Mn}$	${}^4T_3$	90	$E_{ac}$	Parrot [21]
$\text{ZnS:Mn}$	${}^4T_3$	60	$E_{ac}$	Parrot [21]
$\text{ZnO:Ni}$	${}^3T_3$	420	$E_{op}$	Kaufmann [22]
$\text{ZnS:Ni}$	${}^3T_1$	90+120	$E_{ac}+T_{ac}$	Kaufmann [23]
$\text{ZnO:Ni}$	${}^3T_1$	270	$T_{ac}$	Kaufmann [23]
$\text{GaP:Ni}$	${}^3T_1$	280	$T_{ac}$	Liro [43]
$\text{ZnS:Cu}$	${}^2T_3$	900	$E_{op}$	Clerjand [24]
$\text{ZnS:Cu}$	${}^2T_2$	400+200	$E_{ac}+E_{op}$	Maier [27]
$\text{ZnS:Ni}$	${}^1T_3(D)$	570	$E_{ac}$	Liro [43]

\* Wskaźniki *ac* oraz *op* przy oznaczeniu symetrii modu oznaczają uczestnictwo akustycznego — niskoczęstotściowego modu (fononu) lub optycznego — wysokoczęstotściowego modu (fononu).

energia Jahna-Tellera była wyznaczana z pełnych rachunków kwantowych pozwalających przewidywać układ poziomów wzbronionych i natężenia przejść do nich. Rachunki kwantowe pozwoliły dla tych systemów uzyskać zgodność przewidywań teoretycznych z obser-

wowaną strukturą subtelną absorpcji. Dlatego też podane w tabeli 1 energie Jahna–Tellera (podane tradycyjnie w jednostkach  $\text{cm}^{-1}$ ) są stosunkowo wiarygodnymi jeśli chodzi o ich wartości. W literaturze można znaleźć więcej wartości energii Jahna–Tellera wyznaczonych nie wprost np. z pomiarów EPR-u lub jakościowej analizy danych absorpcji. Jednakże dane te jako mniej pewne celowo nie zostały włączone do tabeli 1. Np. pomiary EPR są w stanie stwierdzić obecność dystorsji wokół domieszki jak również wykazać poprzez kątowne zależności kierunku dystorsji. Jednakże wyznaczenie wielkości energii Jahna–Tellera nie jest tak dokładne jak w pomiarach optycznych. W klasycznej pracy Vallina i Wattkinsa [10] oszacowane z EPR wielkości tej energii dla  $\text{Cr}(d^4)$  w związkach II–VI były około  $550 \text{ cm}^{-1}$ . Późniejsze pomiary optyczne, w których bezpośrednio zmierzono tę energię stwierdziły, że wynosi ona około  $350 \text{ cm}^{-1}$  [11, 15].

Przegląd wyznaczonych wartości energii Jahna–Tellera a podanych w tabeli 1 wykazuje pewne cechy charakterystyczne. Energie Jahna–Tellera dla stanów  $^5T_2$  są około  $350 \text{ cm}^{-1}$ , natomiast dla stanów  $^4T_1(F)$  około  $400 \text{ cm}^{-1}$  i nie zależą w istotny sposób od kryształu. Energie Jahna–Tellera na stanach  $^4T_2$  są wyraźnie mniejsze i chyba nie przekraczają wartości  $100 \text{ cm}^{-1}$ . Termy  $^3T_1$  związane z domieszką  $\text{Ni}(d^8)$  wykazują efekt Jahna–Tellera około  $250 \text{ cm}^{-1}$  dla związków II–VI i dla GaP. Dla stanów singletowych  $^1T_2$  i dubletów spinowych  $^2T_2$  jest stosunkowo mało danych doświadczalnych by uogólnić otrzymane stosunkowo duże wartości  $E_{JT}$ . Wydaje się jednak, że energia Jahna–Tellera zależy od charakteru termu a nie od domieszki czy kryształu.

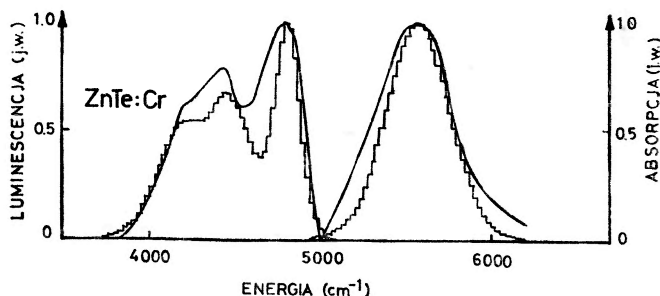
Znacznie mniej danych doświadczalnych jest dostępnych dla dubletów orbitalnych, tzn. stanów  $E$ . Stwierdzono tylko, że w stanie  $^5E$  chromu wartość  $E_{JT}$  jest stosunkowo mała, bo rzędu  $50 \text{ cm}^{-1}$  [11]. Również stosunkowo mało jest danych co do wartości energii stabilizacji związanej z modem  $A_1$ . Analiza momentów luminescencji  $^4T_2 \rightarrow ^4A_2$  domieszki  $\text{Co}(d^7)$  w związkach II–VI wykonana przez Radlińskiego [25, 26] wykazała energie stabilizacji modu  $A_1$  od  $100 \text{ cm}^{-1}$  do  $170 \text{ cm}^{-1}$ . Szacowane w innych układach wartości energii stabilizacji modu  $A_1$  dają również stosunkowo małe wartości (np.  $\sim 40 \text{ cm}^{-1}$  dla  $\text{Cr}(d^4)$  [11]).

Na podstawie tych danych doświadczalnych można stwierdzić, że energie stabilizacji związane z pełnosymetrycznymi lub niesymetrycznymi dystorsjami nie przekraczają kilkuset  $\text{cm}^{-1}$ . Mimo że są one stosunkowo niewielkie, to fakt ich występowania ma brzemienne konsekwencje, jeśli chodzi o widma luminescencji i absorpcji wewnątrzdomieszkowych.

Na rysunku 3 przedstawione jest widmo absorpcji i luminescencji domieszki  $\text{Cr}(d^4)$  w ZnTe wg pracy Kamińskiej [11]. Krzywą schodkową przedstawione są obliczone techniką Monte Carlo widma w półklasycznym modelu, zakładającym przejścia między powierzchniami potencjalnymi dla stanu podstawowego  $^5T_2$  i stanu wzbudzonego  $^5E$ . Przekrój przez powierzchnie potencjalne dla stanu podstawowego  $^5T_2$  pokazany jest na rys. 2.

Przejścia absorpcyjne zachodzą dla współrzędnej  $Q_\theta$  odległej od środka układu współrzędnych  $Q_x$  i  $Q_\theta$  z minimum potencjału. Natomiast przejścia luminescencyjne ze względu na słabe oddziaływania stanu wzbudzonego  $\text{Cr}(d^4)$  z siecią zachodzą w części centralnej układu współrzędnych  $Q$ . Dlatego w przejściach luminescencyjnych znajduje odbicie struktura spin orbitalna stanu podstawowego. Widać więc, że konsekwencją efektu Jahna–Tellera (a w ogólności też i pełnosymetrycznej dystorsji sieci) jest to, że przejścia optyczne

związane z absorpcją zachodzą w innej części przestrzeni dystorsji aniżeli odpowiednie przejścia luminescencyjne. Prowadzi to między innymi do znanych rozsunień widm absorpcyjnych i luminescencyjnych.



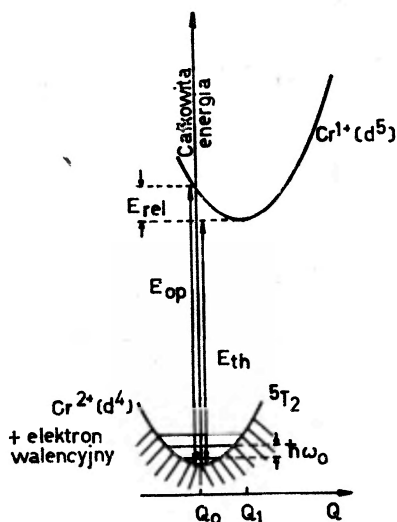
Rys. 3. Widmo absorpcji (prawa część) i luminescencji (lewa część) dla ZnTe:Cr (krzywe ciągłe). Krzywą schodkową przedstawiono policzone w modelu półklasycznym metodą Monte Carlo odpowiednie widma zakładając  $E_{JT} = 320 \text{ cm}^{-1}$  na stanie  ${}^5T_2$  i  $E_{JT} = 40 \text{ cm}^{-1}$  na stanie wzbudzonym  ${}^6E$  [11]

Konkludując tę część można stwierdzić, że energie stabilizacji związane z niesymetrycznymi czy pełnosymetrycznymi dystorsjami najbliższego otoczenia domieszki są rzędu kilkuset  $\text{cm}^{-1}$ . Powyższy wniosek dotyczy oczywiście tylko domieszek metali przejściowych w półprzewodnikach II-VI czy III-V. W innych układach, np. w przypadku pewnych stanów ładunkowych luki w krzemie, sygnalizowane są energie Johna-Tellera o rząd większe [28].

### 3. Przejścia fotojonizacyjne

Przez przejścia fotojonizacyjne rozumieć należy przejście optyczne, w którym ulega zmianie stan ładunkowy domieszki. Mogą to więc być przejścia przenoszące elektron z domieszki do pasma przewodnictwa lub elektron z pasma walencyjnego na domieszkę. W przypadku metali przejściowych procesy fotojonizacyjne dotyczyć będą zewnętrznej niezapełnionej powłoki  $3d^n$ . Intuicyjnie można przypuszczać, że zabranie elektronu z powłoki  $3d$  (przejście  $3d^n \rightarrow 3d^{n-1} + e_{sw}$ ) lub wprowadzenie elektronu na powłokę  $3d$  (przejście  $e_{wal} + 3d^n \rightarrow 3d^{n+1}$ ) spowoduje zmiany w radialnym rozkładzie ładunku domieszki w kryształ. Nawet swobodne jony metali w stanach ładunkowych  $Me^{+3}$ ,  $Me^{+2}$ ,  $Me^{+1}$  mają wzrastające promienie powłoki  $3d$  według powyższej serii. W kryształach na skutek elektrostatycznego oddziaływania chmury elektronów  $d$  z najbliższymi sąsiadami — ligandami musi nastąpić odkształcenie otoczenia przy zmianie stanu ładunkowego domieszki. Położenia równowagi drgań sąsiadów domieszki będą różne dla różnych stanów ładunkowych. Wystąpi więc przesunięcie względem siebie parabol energii elastycznej na diagramie konfiguracyjnym. Przedstawione jest to na rys. 4. dla procesu przeniesienia elektronu z pasma walencyjnego na domieszkę i przy założeniu, że przy zmianie stanu ładunkowego dominuje pełnosymetryczna dystorsja. Widoczne jest, że proces taki, jak również prostą fotojonizację stanu ładunkowego  $Me^{+1}$ , nie można traktować jako czysto elektronowy proces. Fotojonizacja głębokiego centrum domieszkowego jest integralnie

związana z relaksacją sieci. Efekty te znane są od dawna w jonowych kryształach, gdzie energie relaksacji ( $E_{rel}$  — zdefiniowane na rys. 4) mogą sięgać rzędu 1 eV. W półprzewodnikach, dla których przez lata święcił triumf jednoelektronowy opis płytkich domieszek, efekty relaksacji sieci nie grają roli. Wniosek ten przenoszono bez głębszego uzasadnienia na zlokalizowane domieszki. Dopiero w latach siedemdziesiątych zdano sobie sprawę, że efekty relaksacji sieci dla głębokich centrów nawet dla tak kowalentnych półprzewodników jak związki III-V są bardzo istotne. Rozwój technik eksperymentalnych takich jak fotopojemność czy ODLTS (Optical Deep Level Transient Spectroscopy) pozwoliły mierzyć



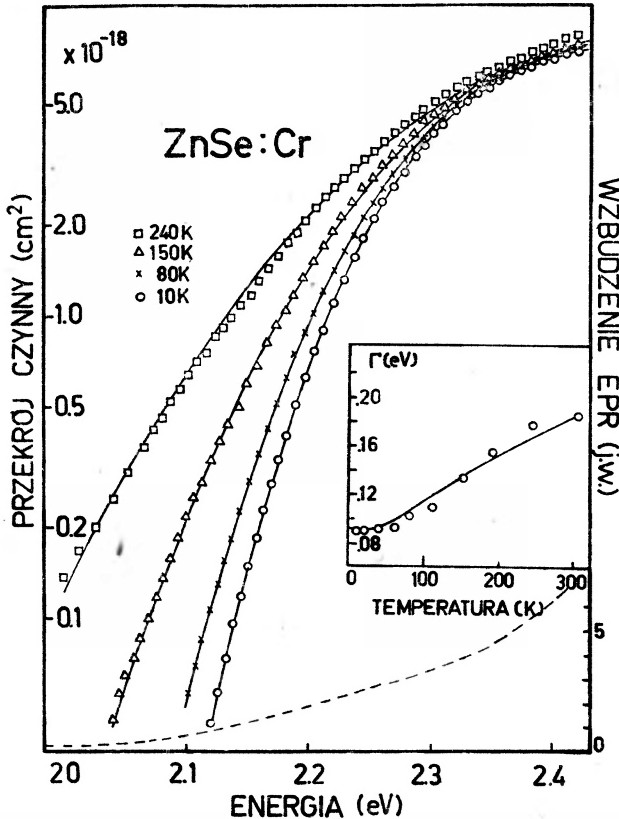
Rys. 4. Diagram konfiguracyjny dla przejścia z pasma walencyjnego na domieszkę (przejście  $e_{val} + 3d^4 \rightarrow 3d^5$ )

bardzo małe przekroje czynne głębokich domieszek na absorpcję fotonu i wyznaczać jednocześnie energie jonizacji dla przejść z pasma walencyjnego do pasma przewodnictwa. Stwierdzono wówczas, że sumy obu tych energii znacznie przekraczają energię przerwy energetycznej, co świadczyło o dużej energii relaksacji sieci. Przykładem systemu szczególnie intensywnie badanego był GaP:O [29, 30]. W przypadku metali przejściowych znajomość położenia poziomów domieszkowych jest stosunkowo słaba. Przykładowo można podać takie przypadki jak CdSe:Ti [31], CdSe:Fe [34], CdSe:Cr [35], ZnSe:Ni [32], ZnSe:Cu [33], GaAs:Cr [36], GaAlAs:Cr [37], GaAs:Co [38], GaP:Co [39], ZnSe:Cr [40], ZnS:Cr [40], ZnTe:Cr [41] czy CdTe:Cr [41], gdzie poprzez szereg eksperymentów energie jonizacji wydają się względnie dobrze zidentyfikowane i wyznaczone. Jednakże informacje o wielkości energii relaksacji sieci, poza przypadkiem domieszki chromu w GaAlAs [44] oraz w związkach II-VI [40, 41] właściwie nie istnieją.

Energie relaksacji sieci dla domieszki chromu wyznaczone były z temperaturowej zależności krawędzi fotojonizacyjnej [40, 41]. Przykładowe wyniki dla ZnSe:Cr przedstawione są na rys. 5. Przejścia fotojonizacyjne poprzez badania EPR-u, stwierdzającego stan ładunkowy  $Cr^{2+}(d^4)$  przed podświetleniem i stan ładunkowy  $Cr^{1+}(d^5)$  po podświet-

tleniu, zostały zidentyfikowane jako przeniesienie elektronu z pasma walencyjnego na powłokę  $d\text{Cr}^{2+}$ , w rezultacie czego tworzy się stan  $\text{Cr}^{1+}(d^5)$ .

Silna temperaturowa zależność przekroju czynnego na absorpcję fotonu  $\sigma(\hbar\omega)$  (wyznaczona z pomiarów absorpcji i ze znajomości koncentracji domieszek) wskazuje, że proces przenoszenia elektronu na zlokalizowany stan chromu musi być integralnie związany z relaksacją sieci. Temperaturowa zależność  $\sigma(\hbar\omega)$  wynika z diagramu konfigura-



Rys. 5. Zależność spektralna fotojonizacyjnego przekroju czynnego w ZnSe:Cr zaznaczona punktami dla różnych temperatur [40]. Krzywą ciągłą pokazana jest zależność  $\sigma(\hbar\omega)$  obliczona z wyrażenia podanego w tekście. Krzywą przerywaną pokazane jest widmo ekscytacji sygnału EPR stanu  $\text{Cr}^{1+}(d^5)$  w temperaturze 175 K. Na osobnym wykresie pokazana jest zależność parametru rozmycia  $\Gamma$  od temperatury

cyjnego przedstawionego na rys. 4. Wyższe stany wibracyjne w paraboli stanu podstawowego są obsadzone przy wzroście temperatury, co powoduje wzrost absorpcji (przejścia proste na przedstawionym diagramie) w niskoenergetycznej części widma fotojonizacyjnego. Dla silnego sprzężenia domieszka-sieć, czyli przy dużych energiach relaksacji, w stosunku do energii częstości drgań kompleksu, można otrzymać w półklasycznym przybliżeniu następujące wyrażenie na  $\sigma(\hbar\omega)$  [45, 46]:

$$\sigma(\hbar\omega) = (\hbar\omega\sqrt{\pi})^{-1} \int_{-\beta}^{\infty} dz e^{-z^2} (\hbar\omega + \Gamma z) \sigma_{\text{el}}(E_{\text{op}}, \hbar\omega + \Gamma z),$$

gdzie:

$$\beta = \frac{\hbar\omega - E_{op}}{\Gamma}, \quad \Gamma = \left[ 2(E_{op} - E_{th})\hbar\omega_0 \operatorname{cth} \frac{\hbar\omega_0}{2kT} \right]^{1/2}.$$

Przekrój czynny  $\sigma(\hbar\omega)$  jest dany tutaj przez czysto elektronowy przekrój  $\sigma_0(E_{op}, \hbar\omega + \Gamma z)$  rozmyty przez zależne od temperatury oddziaływanie domieszka-sieć;  $\Gamma$  jest tu parametrem rozmycia,  $\hbar\omega_0$  — energią częstości własnych kompleksu domieszka-sieć, a  $E_{op}$  i  $E_{th}$  są zdefiniowane na rys. 4. Elektronowy przekrój czynny  $\sigma_0$  wprowadzany do powyższej formuły powinien być zgodny z modelem przejść elektronowych pasmo-domieszka. W przypadku przejść pasmo walencyjne o symetrii  $p$  — powłoka  $d$  domieszki chromu, stosowany był przez Kamińską [40, 41] model Kopyłowa [47] dla przejść dozwolonych. Wynik dopasowań przedstawionego powyżej wyrażenia  $\sigma(\hbar\omega)$  do wyników doświadczenia przedstawiony jest dla ZnSe:Cr na rys. 5, gdzie krzywe ciągle są liczone, a punkty są punktami doświadczalnymi. Z powyższego dopasowania można otrzymać energię optyczną jonizacji domieszki oraz z zależności temperaturowej parametru rozmycia częstość  $\hbar\omega_0$  oraz energię relaksacji sieci  $E_{rel}$ . Z przeprowadzonej przez Kamińską analizy krawędzi fotojonizacyjnych dla ZnS:Cr [40], ZnSe:Cr [40], ZnTe:Cr [41] oraz CdTe:Cr [41] otrzymane zostały  $E_{op}$  i  $E_{rel}$  podane w tabeli 2.

Tabela 2

Energia optyczna jonizacji  $E_{cp}$  względem wierzchołka pasma walencyjnego i energia relaksacji sieci  $E_{rel}$  dla akceptorowego centrum chromu w związkach półprzewodnikowych II-VI [40, 41]

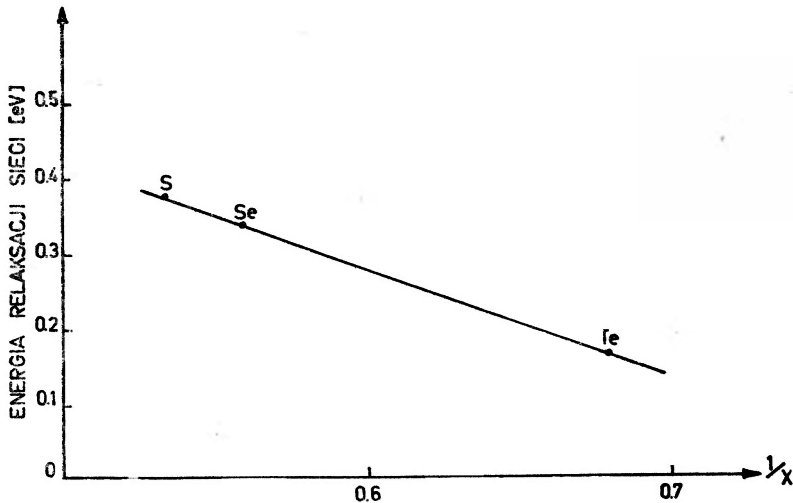
Kryształ	$E_{op}$ [eV]	$E_{rel}$ [eV]
ZnS	2,78	0,37
ZnSe	2,26	0,33
ZnTe	1,46	0,16
CdTe	1,50	0,16

Otrzymane energie relaksacji sieci związane ze zmianą stanu ładunkowego chromu są o rząd wielkości większe aniżeli energie relaksacji występujące na stanach elektronowych domieszki w tym samym stanie ładunkowym. W tabeli 1 podane energie Jahna-Tellera, występujące na stanie podstawowym  ${}^5T_2$  domieszki  $Cr^{+2}(d^4)$  są bliskie 0.04 eV. Ponieważ stan podstawowy stanu ładunkowego  $Cr^{+1}(d^5)$  jest  ${}^6A_1$ , czyli pełnosymetryczny a więc nie mogący ulegać efektowi Jahna-Tellera, można sądzić, że dystorsja sieci występująca przy przejściu  $e_{wal} + Cr^{+2}(d^4) \rightarrow Cr^{+1}(d^5) + h$ , musi mieć charakter pełnosymetrycznej dystorsji.

Interesująca jest zależność energii relaksacji od rodzaju najbliższych sąsiadów S, Se i Te;  $E_{rel}$  jest największa dla otoczenia chromu przez atomy siarki, a dla ZnTe i CdTe jest identyczna i najmniejsza.

Na rys. 6 przedstawiona jest fenomenologiczna zależność energii relaksacji od elektroujemności atomów ligandów. Ekstrapolowana zależność od otoczenia tlenowego pozwala przewidywać energie relaksacji 0,6 eV. Istnieje związek pomiędzy elektroujemnością

ligandów a redukcją parametru Racaha B [8], a przez to rozciągłością powłoki  $3d$  w kryształach [48]. Z zależności przedstawionej na rys. 6 można wnioskować, że większe energie relaksacji sieci występują dla bardziej zlokalizowanych domieszek i bardziej jonowych kryształów. Ten wniosek wydaje się mieć też pewne potwierdzenie doświadczalne, aczkolwiek nie dotyczące domieszek metali przejściowych; np. w kryształach tak jonowych, jak  $\text{CdF}_2$  obserwowano energie relaksacji sieci związane z indem znacznie większe niż 1 eV [45, 46]. Opierając się na zależnościach z rys. 6 można się spodziewać dla związków III-V energii relaksacji korespondujących z  $\text{CdTe}$ . Doświadczenie potwierdza to, gdyż dla Cr w  $\text{GaAlAs}$  otrzymano z pomiarów fotopojemności wartość  $E_{\text{rel}}$  0,16 eV [44].



Rys. 6. Zależność energii relaksacji sieci domieszki Cr od odwrotności elektroujemności najbliższych sąsiadów

W obecnym stanie wiedzy nie wiemy czy otrzymane wyniki dla domieszki Cr możemy uogólnić na inne domieszki metali przejściowych, a tym bardziej na inne zlokalizowane domieszki. Wydaje się jednak, że energie relaksacji sieci rzędu dziesiątych części eV mogą być rozsądne dla dobrze zlokalizowanych, izolowanych domieszek w półprzewodnikach.

Większe niż 1 eV energie relaksacji sieci mogą występować dla kompleksów domieszkowych [50]. Stwierdzono np. obecność tzw. centrów DX-kompleksów płytkiego donoru z luką anionu w półprzewodnikach III-V, charakteryzujących się bardzo dużą energią relaksacji [49]. Pewne anomalne własności centrów, być może podobnych do DX, a wynikające z dużej energii relaksacji, stwierdzono w warunkach wysokich ciśnień hydrostatycznych [52, 53].

Na zakończenie wydaje się celowe wskazanie pewnych konsekwencji dużych energii relaksacji sieci. Jedną z nich może być metastabilność wyższego stanu energetycznego. Kiedy na skutek dużej  $E_{\text{rel}}$  minimum paraboli energii elastycznej wyższego stanu znajdzie się poza obrębem paraboli niższego stanu, wówczas powrót do stanu równowagi może zajść tylko przez barierę potencjału. Występowanie w szeregu półprzewodników np.:  $\text{AlGaAs}$  [50],  $\text{GaAsP}$  [51],  $\text{GaSb}$  [54] zjawiska trwałego fotoprądu (*persistent photocurrent*)

w niskich temperaturach jest właśnie konsekwencją metastabilności wyższego stanu energetycznego. Inną konsekwencją dużych energii relaksacji może być migracja domieszek. Wzbudzenie światłem na wysoki poziom vibracyjny może spowodować przeskok domieszki do innego miejsca w sieci. Konkludując należy stwierdzić, że opis głębokich domieszek na gruncie czysto elektronowym jest absolutnie niewystarczający. Efekty relaksacji sieci są na tyle istotne, że muszą być integralnie związane z głębokimi centrami w kryształach.

#### Literatura

- [1] J. M. Baranowski, J. M. Noras, J. W. Allen, *J. Phys. C: Solid State Phys.* **7**, 4529 (1974).
- [2] R. Pappalardo, R. E. Dietz, *Phys. Rev.* **123**, 1188 (1961).
- [3] D. H. Weakliem, *J. Chem. Phys.* **36**, 2117 (1962).
- [4] J. M. Baranowski, J. W. Allen, G. L. Pearson, *Phys. Rev.* **160**, 627 (1967).
- [5] E. M. Wray, J. W. Allen, *J. Phys. C: Solid State Phys.* **4**, 512 (1971).
- [6] J. M. Langer, J. M. Baranowski, *Phys. Status Solidi* (b) **44**, 155 (1971).
- [7] A. M. Hennel, *Phys. Status Solidi* (b) **72**, K9 (1975).
- [8] A. M. Hennel, *J. Phys. C: Solid State Phys.* **11**, L389 (1978).
- [9] J. T. Vallin, G. A. Slack, S. Roberts, A. E. Hughes, *Phys. Rev.* **B2**, 4313 (1970).
- [10] J. T. Vallin, G. D. Watkins, *Phys. Rev.* **B9**, 2051 (1974).
- [11] M. Kamińska, J. M. Baranowski, S. M. Uba, J. T. Vallin, *J. Phys. C: Solid State Phys.* **12**, (1979).
- [12] M. D. Sturge, *Solid State Phys.* **20**, 91 (1967).
- [13] F. S. Ham, *Phys. Rev.* **138**, A1727 (1965).
- [14] F. S. Ham, *Phys. Rev.* **166**, 307 (1968).
- [15] B. Nygren, J. T. Vallin, G. A. Slack, *Solid State Commun.* **11**, 35 (1972).
- [16] F. S. Ham, G. A. Slack, *Phys. Rev.* **B4**, 777 (1971).
- [17] S. M. Uba, J. M. Baranowski, *Phys. Rev.* **B17**, 69 (1978).
- [18] P. Koidl, O. F. Schirmer, U. G. Kaufmann, *Phys. Rev.* **B8**, 4926 (1973).
- [19] A. M. Hennel, S. M. Uba, *J. Phys. C: Solid State Phys.* **11**, 4565 (1978).
- [20] A. J. Ryskin, A. L. Natadze, S. A. Kazanskij, *Zh. Eksp. Teor. Fiz.* **64**, 910 (1973).
- [21] R. Parrot, C. Naud, F. Gendron, *Phys. Rev.* **B13**, 3748 (1976).
- [22] U. Kaufmann, P. Koidl, O. F. Schirmer, *J. Phys. C: Solid State Phys.* **6**, 310 (1973).
- [23] U. G. Kaufmann, P. Koidl, *J. Phys. C: Solid State Phys.* **7**, 791 (1974).
- [24] B. Clerjaud, A. Galineau, *Phys. Rev.* **B9**, 2832 (1974).
- [25] A. Radliński, *Phys. Status Solidi* (b) **86**, 41 (1978).
- [26] A. Radliński, *J. Lum.* **18/19**, 147 (1979).
- [27] H. Maier, U. Sherz, *Phys. Status Solidi* (b) **62**, 153 (1974).
- [28] G. D. Watkins, *Defects and Their Structure in Nonmetallic Solids* ed. B. Henderson, A. E. Hughes, Plenum Press, New York 1975, str. 203.
- [29] Kukimoto, C. H. Henry, F. R. Merrit, *Phys. Rev.* **B7**, 2486 (1973).
- [30] M. Jaros, *Phys. Rev.* **B16**, 3694 (1977).
- [31] K. Kocot, J. M. Baranowski, *Phys. Status Solidi* (b) **81**, 629 (1977).
- [32] H. Szawelska, J. W. Allen, praca nieopublikowana.
- [33] H. G. Grimmeiss, C. Ovren, *Physics of Semiconductors 1978, Conf. Series No 43*, The Institute of Physics, Bristol and London, str. 273.
- [34] J. M. Baranowski, J. M. Langer, *Phys. Status Solidi* (b) **48**, 863 (1971).
- [35] L. Jastrzębski, J. M. Baranowski, *Phys. Status Solidi* (b) **58**, 401 (1973).
- [36] D. V. Lang, R. A. Logan, *J. Electron. Mater.* **4**, 1053 (1975).
- [37] K. Kocot, R. A. Rao, G. L. Pearson, *Phys. Rev B* (1979) w druku.



- [38] J. M. Baranowski, M. Grynberg, E. M. Magerramow, *Phys. Status Solidi (b)* **50**, 433 (1972).
- [39] D. H. Loesher, J. W. Allen, G. L. Pearson, Proc. Int. Conf. Phys. Semicond., Kyoto 1966, str. 239.
- [40] M. Kamińska, J. M. Baranowski, M. Godlewski, *Physics of Semiconductors 1978, Conf. Series No 43*, The Institute of Physics Bristol and London, str. 303.
- [41] M. Kamińska, praca niepublikowana.
- [42] S. Uba, praca niepublikowana.
- [43] Z. Liro, praca niepublikowana.
- [44] K. Kocot, praca niepublikowana.
- [45] U. Piekara, J. M. Langer, B. Krukowska-Fulde, *Solid State Commun.* **23**, 583 (1977).
- [46] J. M. Langer, U. Ogonowska, A. Iller, *Physics of Semiconductors 1978, Conf. Series No 43*, The Institute of Physics, Bristol and London, str. 273.
- [47] A. A. Kopylov, A. N. Pikhtin, *Fiz. Tver. Tela* **16**, 1837 (1974).
- [48] J. S. Griffith *The Theory of Transition Metal Ions*, Cambridge, University Press 1964, str. 105.
- [49] D. V. Lang, R. A. Logan, *Physics of Semiconductors 1978, Conf. Series No 43*, The Institute of Physics, Bristol and London, str. 433.
- [50] D. V. Lang, R. A. Logan, *Phys. Rev. Lett.* **39**, 635 (1977).
- [51] M. G. Crawford, G. E. Stillman, J. A. Rossi, C. N. Holonyak Jr., *Phys. Rev.* **168**, 867 (1968).
- [52] L. Dmowski, M. Baj, A. Iller, S. Porowski, Proc. Int. Conf. High Press. and Low Temp. Phys, Cleveland (USA) 1977.
- [53] L. Dmowski, M. Baj, M. Kubalski, R. Piotrkowski, S. Porowski, *Physics of Semiconductors 1978, Conf. Series No 43*, The Institute of Physics, Bristol and London, str. 417.
- [54] A. Ya. Vul, A. Ya. Shik, *Fiz. Tekh. Poluprovodn.* **8**, 1952 (1974).

Janusz Zakrzewski

Instytut Fizyki Doświadczalnej  
Uniwersytet Warszawski  
Warszawa

## Leptony i kwarki: czyżby koniec drogi? \*

### Leptons and Quarks: the End of the Road?

*Abstract:* The notion of the division of matter is traced throughout the history of the philosophy and science. A belief is expressed that even if the confinement of quarks and gluons (at least in the presently available region of energies) constitutes the end of the division of hadrons, it is by no means the end of the studies of the properties of matter.

#### 1. Zamiast wstępu

W swym wykładzie w dniu 7 maja 1977 roku, wygłoszonym w CERNie (Genewa) z okazji inauguracji supersynchrotronu przyspieszającego protony do energii 400 GeV, C. Llewellyn-Smith z Uniwersytetu w Oxfordzie powiedział m. in.:

„Nowy supersynchrotron protonowy (SPS) umożliwi przeprowadzenie doświadczeń takich, jak poprzednio, lecz przy dużo wyższych energiach, z użyciem neutrin a także „ciężkich elektronów” — mionów. (...) Konstruuje się obecnie wielkie detektory, które powiedzą nam, jak rozpraszają się miony padając na tarczę. Czy — napotykając kwarki — odbijają się one czasami do tyłu, podobnie jak elektrony przy niższej energii? A może będą się one zachowywały odmiennie, ujawniając strukturę wewnątrz kwarków? Jest też możliwe, że ich zachowanie nie ulegnie zmianie i że kwarki okażą się obiektami elementarnymi bez głębszej struktury.

Jeśli kwarki są pozbawione struktury, mogą się one nawet okazać spokrewnionymi z cząstkami jądrowo nieaktywnymi takimi jak elektrony, miony i neutrina, które jak się wydaje nie mają struktury, choć różnią się one od kwarków pod niemal każdym innym względem. W istocie własności kwarków są tajemnicze i nie w pełni zrozumiałe.

\* Odczyt wygłoszony na Konwersatorium Oddziału Krakowskiego Polskiego Towarzystwa Fizycznego w dniu 22 lutego 1979 r.

Na przykład, wiele prób doświadczalnych wyizolowania pojedynczego kwarka nie powiodło się. Niektórzy ludzie wierzą nawet, iż jest zupełną niemożliwością uwolnienie kwarków z ich więzienia jądrowego. Byłoby rzeczą niezwykle podniecającą, gdyby przypuszczenie to zostało udowodnione. Miałaby wówczas sens myśl, że osiągnęliśmy ostatecznie *koniec drogi* (podkr. J. Z.) i że kwarki stanowią ostateczną tkankę materii jądrowej” [1].

Myśl podobną S. Glashow sformułował zwięźle: „Przyroda daje nam być może znak, że osiągnęliśmy *koniec drogi*” [2] (podkr. J. Z.).

Niniejszy wykład zawiera kilka refleksji związanych z pytaniem postawionym w tytule, ilustrowanych odpowiednio dobranymi cytatami, stanowiąc zarazem uzupełnienie rozważań zapoczątkowanych w artykule „Leptony, kwarki i co dalej?“, opublikowanym w *Postępkach Fizyki* [3].

## 2. Początek: antynomia podziału nieskończonego

W podręczniku uniwersyteckim *Wstęp do fizyki* stawiamy w rozdziale I pytanie:

„Czy w ogóle istnieje kres podzielności materii, czy też można ją dzielić w nieskończoność na coraz mniejsze, coraz bardziej „elementarne” obiekty? Na pytanie to nie potrafimy podać obecnie pełnej odpowiedzi” [4].

A pytanie to przewija się w naszej kulturze — filozofii i nauce — od około 2500 lat. U jego podstaw kryje się antynomia wysłowiona przez Kanta: trudno wyobrazić sobie, że materię można dzielić w nieskończoność, lecz równie trudno — że istnieje kres jej podziału. Toteż różne padały odpowiedzi, a wszystkie one wywierały wpływ na nasze wyobrażenia o świecie nas otaczającym. Odpowiedzi leżące u podstaw teorii atomistycznej — nauki o ziarnistej, nieciągłej budowie materii — udzielili już filozofowie greccy. Według Demokryta, próbując dzielić materię na coraz mniejsze obiekty, napotykałyśmy w końcu atomy — nieskończenie małe, niepodzielne, niezmiennie i wieczne cząstki materii, pozostające w ciągłym ruchu. Platon proponował inną odpowiedź: kresem podziału materii są regularne bryły stereometryczne, zdefiniowane przez ich własności symetrii. Jeden z twórców mechaniki kwantowej, W. Heisenberg, w filozofii Platona widział najbliższy odpowiednik fizyki współczesnej. Oto co mówił w swym wykładzie na zebraniu Niemieckiego Towarzystwa Fizycznego 5 marca 1975 roku:

„Jeśli pragniemy porównać wyniki dzisiejszej fizyki cząstek elementarnych z jakąkolwiek starą filozofią, najwłaściwszą okaże się filozofia Platona: cząstki fizyki współczesnej są reprezentacjami grup symetrii i w tym sensie przypominają symetryczne bryły filozofii Platona” [5].

W tym samym wykładzie Heisenberg zauważa, że dla Arystotelesa i jego średniowiecznych następców, pojęcie najmniejszej cząstki nie jest ściśle określone. Substancje można dzielić matematycznie w nieskończoność; materię traktuje się jako ciągłą.

Właściwym twórcą podstaw współczesnych poglądów na budowę materii był niewątpliwie Newton. Porównajmy zdanie wstępne z wykładu Llewellyn-Smitha:

„Cel fizyki cząstek elementarnych sformułować łatwo: chodzi o badanie składników materii oraz sił decydujących o ich zachowaniu na poziomie najbardziej fundamentalnym” [1],

z następującymi uwagami Newtona:

„Biorąc pod uwagę wszystkie te czynniki, wydaje mi się bardzo prawdopodobne, że Bóg stworzył na początku materię w postaci stałych, masywnych, sztywnych, nieprzenikalnych cząstek, mogących się poruszać, o takich rozmiarach i postaciach i o takich innych własnościach i w takim stosunku do przestrzeni, by najlepiej nadawały się do celu, dla którego je stworzył; i że te podstawowe cząstki będąc obiektami stałymi, są nieporównanie twardsze niż inne ciała porowate z nich złożone, są tak dalece twarde, że nigdy się nie zużyją ani rozpadną na części, żadna siła zwykła nie może bowiem podzielić tego, co sam Bóg stworzył w pierwszym akcie twórczym. (...) a na to, by przyroda mogła trwać, zmiany w obiektach materialnych należy przypisywać wyłącznie różnym związkom i ruchom tych trwałych cząstek” [6].

I jeszcze:

„Istnieją zatem czynniki w przyrodzie zdolne do wiązania wzajemnego cząstek, z których składają się ciała, za pomocą bardzo silnego przyciągania. A badanie ich jest celem filozofii eksperymentalnej” [7].

Zauważmy przy tym, że „nieporównana twardość” cząstek Newtona odpowiada „niepodzielności” cząstek Demokryta. W poglądach Newtona dostrzegamy wyraźne sformułowanie wyobrażenia o *ziarnistości* struktury materii oraz o leżących u podstaw tej struktury *składnikach elementarnych* o określonych, niezmiennych własnościach, oddziałujących na siebie za pomocą *sił fundamentalnych*. Jak widać, wyobrażenia te przetrwały w fizyce cząstek elementarnych do dnia dzisiejszego.

W rozwoju badań nad strukturą materii uderza nas dążność do *zredukowania* zarówno liczby obiektów uważanych za elementarne składniki materii, jak i zachodzących między nimi oddziaływań fundamentalnych. Próbuje się to osiągnąć przez odpowiednią (1) *klasyfikację* składników oraz (2) *unifikację* oddziaływań. Oto znane przykłady z XIX wieku. Rozwój chemii i teorii kinetycznej gazów w XVIII i XIX wieku stworzył trwałe podstawy dla atomistyki, doprowadzając w roku 1869 do odkrycia przez D. I. Mendelejewa okresowości pierwiastków chemicznych oraz ich klasyfikacji w układzie okresowym. Liczba składników została w ten sposób zredukowana do 106 znanych dziś atomów, które łącząc się w cząsteczki tworzą całe bogactwo związków chemicznych. Prowadzone mniej więcej w tym samym czasie badania nad zjawiskami elektrycznymi i magnetycznymi zostały w roku 1862 powiązane przez J. C. Maxwella w równaniach elektromagnetyzmu noszących jego imię. Nastąpiła w ten sposób unifikacja oddziaływania elektrycznego i magnetycznego, ich redukcja do oddziaływania elektromagnetycznego, pozwalająca zarazem wyjaśnić naturę światła jako rozchodzącej się w przestrzeni fali elektromagnetycznej. Unifikacja osiągnięta w równaniach Maxwella, wskazująca na głęboki związek między elektrycznością, magnetyzmem i światłem, stanowi szczytowe osiągnięcie fizyki XX wieku.

Koniec tego wieku zaznaczyło ważne wydarzenie. W roku 1896 J. J. Thomson wykazał, że znane już wcześniej promienie katodowe stanowią strumień cząstek naładowanych

ujemnie i określił dla nich stosunek ładunku elektrycznego do masy,  $e/m$ . Cząstki te — nośniki ujemnego ładunku elementarnego  $-e$ , nazwano elektronami. Komentując swoje obserwacje, Thomson pisał:

„Tak więc, w postaci promieni katodowych mamy do czynienia z materią w nowym stanie, w którym jej podział został przeprowadzony dużo dalej niż w wypadku zwyczajnego stanu gazowego: w stanie, w którym wszelka materia, to znaczy materia uzyskana z tak różnych źródeł jak wodór, tlen etc., jest jedynej i tego samego rodzaju; materia ta jest substancją, z której zbudowane są wszelkie pierwiastki chemiczne” [8].

Wyniki Thomsona znaczyły przejście od doświadczeń, w których atom występował zawsze jako całość, a jego struktura wewnętrzna nie odgrywała żadnej roli, do doświadczeń lat późniejszych nad składnikami atomowymi. Identyfikując elektron jako podstawowy składnik atomów, Thomson rozpoczął badania struktury atomu. R. A. Millikan, który w około 15 lat później dokonał pomiaru ładunku elementarnego  $e$ , uważał odkrycie elektronu za wydarzenie przełomowe w rozwoju fizyki:

„Mam zwyczaj przyjmować dzień 1 stycznia 1896 roku za koniec poprzedniego okresu w rozwoju fizyki i za początek jej nowej ery. Elektronika jest jedynym słowem, które najlepiej odzwierciedla charakter tego nowego okresu, choć świat naukowy przyjął powszechnie istnienie elektronu i angielskie wyjaśnienie istoty promieni katodowych dopiero po ukazaniu się w *Philosophical Magazine* w 1897 roku pracy J. J. Thomsona. Zresztą Roentgen jeszcze w 1910 roku występował przeciwko elektronowi” [9].

### 3. Ciąg dalszy: kresem ostatecznym — uwięzienie?

Ze współczesnego punktu widzenia, elektron był przedstawicielem „pierwszego pokolenia” nielicznej, „arystokratycznej” rodziny leptonów, to znaczy fermionów nie podlegających oddziaływaniu silnemu. Naładowanych elektrycznie przedstawicieli następnych pokoleń tej rodziny odkrywano średnio co czterdzieści lat: lepton  $\mu^-$  w roku 1937,  $\tau^-$  w roku 1975. Rzadkość tych obserwacji jest spowodowana, być może, dużą wartością stosunku mas kolejnych leptonów naładowanych:  $m_\mu/m_e \approx 210$ ,  $m_\tau/m_\mu \approx 17$ . Istnienie drugiego i trzeciego pokolenia leptonów naładowanych,  $\mu^-$  i  $\tau^-$ ,<sup>1</sup> stanowi niewątpliwie jedną z podstawowych zagadek fizyki cząstek elementarnych. Dlaczego leptony te istnieją i co je odróżnia od ich poprzedników? H. Harari, pisząc w roku 1978 o leptonach następnych pokoleń, tak odpowiada na to pytanie:

„Podstawowa tajemnica drugiego pokolenia, mianowicie powód istnienia, pozostaje nierozwiązana w czterdzieści lat po odkryciu mionu” [10].

A dalej:

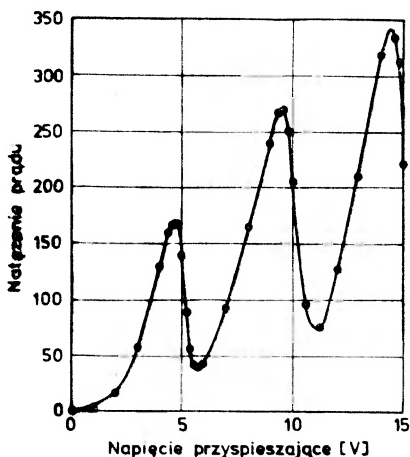
„Nie znamy żadnego głębszego powodu, który by uzasadniał istnienie fermionów trzeciego pokolenia (czy też fermionów drugiego pokolenia). Odkrycie leptonu  $\tau^-$

<sup>1</sup> Nazywa się je czasem „ciężkimi elektronami” ze względu na to, że ich własności w oddziaływaniu elektromagnetycznym i słabym są, jak się wydaje, identyczne z własnościami elektronów  $e^-$ .

(podobnie jak odkrycie leptonu  $\mu^-$ ) było zarówno zaskakujące, jak i niepożądane w ramach teorii” [10].

Do problemu *spektroskopii leptonów* wrócimy niżej, tu natomiast zauważmy, że zgodnie z wynikami doświadczeń, wartość ładunku elektrycznego unieszonego przez naładowanych elektrycznie przedstawicieli rodziny leptonowej drugiego i trzeciego pokolenia jest taki sam, jak dla elektronu. Wydaje się nam obecnie, że w tym wypadku osiągnęliśmy kres podziału ładunku elektrycznego występującego swobodnie w przyrodzie<sup>2</sup>. Najmniejszym kwantem tego ładunku obdarzone są właśnie leptony  $e^-$ ,  $\mu^-$ ,  $\tau^-$ . Uważa się je dziś za cząstki „prawdziwie” elementarne, to znaczy za obiekty punktowe, bez struktury wewnętrznej, które można obserwować w stanie swobodnym<sup>3</sup>. Z tego też powodu nadają się one znakomicie do „sondowania” struktur złożonych: atomów, jąder i nukleonów.

Eksperymenty rozproszeniowe z użyciem leptonów stanowiły w historii fizyki cząstek elementarnych jedno z podstawowych źródeł informacji o strukturze materii. Pierwszym z nich było klasyczne doświadczenie J. Francka i G. Hertza z roku 1914, w którym wykazano istnienie dyskretnych stanów wzbudzonych atomu badając rozpraszanie elektronów na atomach pary rtęci. Jeśli elektron padający na atom miał dostatecznie dużą energię (rzędu



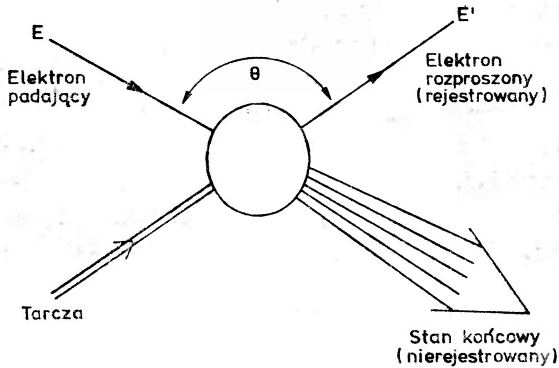
Rys. 1. Zależność zmiany natężenia prądu (w jednostkach dowolnych) od napięcia przyspieszającego (w voltach) w doświadczeniu Francka-Hertza (według [15])

10 eV), z atomu mógł zostać wybity elektron wtórny, bezpośrednio świadczący o tym, że elektrony wchodzą w skład atomu. Mniej więcej w tym samym czasie, bo w roku 1911, wyniki badań nad rozpraszaniem cząstek  $\alpha$  przez cienkie folie metalowe doprowadziły do

<sup>2</sup> Nie ma dotychczas obserwacji cząstek o ułamkowym ładunku elektrycznym w pełni przekonywającej społeczność fizyków, choć wciąż pojawiają się doniesienia na ten niezwykle ważny temat, ostatnio na przykład w *Phys. Rev.* **D18**, 641 (1978) oraz *Phys. Rev. Lett.* **42**, 142 (1979). Przegląd wcześniejszych poszukiwań obiektów o ułamkowym ładunku elektrycznym można znaleźć w artykule L. W. Jonesa w *Rev. Mod. Phys.* **49**, 717 (1977).

<sup>3</sup> Por. dyskusję „elementarności” przeprowadzoną w pracy [3]. Przez „obserwację” rozumiemy tu tyle, że potrafimy zarejestrować rozdzielone przestrzennie akty wytworzenia obiektu w stanie początkowym oraz jego rozpadu lub rozproszenia w stanie końcowym.

wysunięcia przez E. Rutherforda hipotezy istnienia jądra atomowego — obiektu punktowego, w którym skupiony był cały ładunek dodatni i prawie cała masa atomu. Atom okazał się strukturą złożoną, składającą się z jądra o ładunku dodatnim i z elektronów powłokowych o ładunku ujemnym takim, by atom jako całość był neutralny. Wkrótce udowodniono, że nośnikami ładunku dodatniego w jądrze są protony obdarzone dodatnim ładunkiem elementarnym  $+e$ , które — wraz z odkrytymi w roku 1932 przez J. Chadwicka cząstkami neutralnymi o porównywalnej masie — neutronami — stanowią budulec jąder atomowych.



Rys. 2. Rozpraszanie elektronów na dowolnej tarczy (według [15])

Zanim przejdziemy do omówienia dalszych eksperymentów przy użyciu wiązek leptonów, przypomnijmy o innym ważnym wydarzeniu: w tymże roku 1932 C. D. Anderson i P. M. S. Blackett badając promienie kosmiczne w komorze Wilsona umieszczonej w polu magnetycznym zaobserwowali cząstkę, przewidzianą teoretycznie kilka lat wcześniej przez P. A. M. Diraca na podstawie jego relatywistycznej teorii elektronu. Był to pozyton — antycząstka elektronu o dodatnim ładunku elementarnym  $+e$ <sup>4</sup>. Wiele lat później Heisenberg zauważył:

„Było to odkrycie o pierwszorzędym znaczeniu. Poprzednio zakładano, że istniały dwa podstawowe rodzaje cząstek, elektrony i protony, które — w odróżnieniu od większości innych cząstek — były niezmiennie. Liczba ich była zatem ustalona; nazywano je cząstkami „elementarnymi”. Wyobrażano sobie, że w ostatecznym rozrachunku materia składa się z elektronów i protonów. Doświadczenia Andersona i Blacketta dostarczyły dowodu, że hipoteza ta była błędna. Elektrony mogły ulegać kreacji i anihilacji; ich liczba nie jest stała; nie są one „elementarne” w pierwotnym sensie słowa” [5].

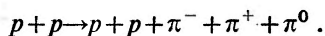
Sam Dirac, z okazji 75 rocznicy urodzin i 50 rocznicy publikacji równania noszącego jego imię, mówił podczas konferencji Cząstek Elementarnych w Budapeszcie 4 lipca 1977 roku:

<sup>4</sup> Uważamy dziś, że każdej cząstce odpowiada antycząstka o dokładnie tej samej masie i o tym samym spinie, lecz o ładunku elektrycznym przeciwnego znaku; symetria między cząstką i antycząstką jest jedną z podstawowych symetrii przyrody. Oddziaływanie cząstki i antycząstki może prowadzić do ich anihilacji, stanowiącej ważne źródło informacji o własnościach cząstek. Wystarczy przypomnieć rolę anihilacji pozytonów i elektronów  $e^+ + e^-$  w zderzeniach wiązek przeciwbieżnych wielkich energii w odkryciach i ustalaniu własności fermionów drugiego i trzeciego pokolenia, o czym będzie mowa niżej.

„Nie śmiałem zapostulować nowej cząstki. Klimat panujący w opinii publicznej owych dni był zdecydowanie przeciwny postulowaniu nowych cząstek, zupełnie inaczej niż obecnie. Opublikowałem więc swoją pracę jako teorię elektronów i protonów mając nadzieję, że w jakiś niewyjaśniony sposób oddziaływanie kulombowskie między cząstkami doprowadzi do dużej różnicy w masach elektronu i protonu.

Oczywiście nie miałem racji i matematycy wkrótce zwrócili mi uwagę, że było niemożliwością występowanie tak dużej asymetrii między stanami o energii dodatniej i ujemnej. Pierwszy Weyl opublikował zdecydowane stwierdzenie, że nowa cząstka musi mieć tę samą masę co elektron. Teorię o równych masach potwierdziły wkrótce obserwacje z chwilą odkrycia pozytonu przez Andersona” [11].

Znaczenia sformułowanego wyżej wniosku o niezachowaniu liczby cząstek dla rozważanego przez nas problemu *podzielności materii* i związanego z nim pojęcia *elementarności* składników nie sposób przecenić. Po odkryciu w roku 1947 pionu, kolejnego — po nukleonie (protonie i neutronie) — przedstawiciela rodziny hadronów, to *znaczy* cząstek uczestniczących w oddziaływaniu silnym, wniosek ten znalazł piękne potwierdzenie w obserwacji procesów produkcji wielorodnej hadronów, których stan końcowy zawiera pewną liczbę hadronów dodatkowych obok — lub zamiast — hadronów pierwotnych, np.



W takich zderzeniach hadronów wielkich energii, pochodzących początkowo z promieniowania kosmicznego, a następnie z akceleratorów protonowych, obserwowano również produkcję innych hadronów: cząstek dziwnych — kaonów i hiperonów oraz rezonansów, to jest hadronów rozpadających się na inne hadrony w oddziaływaniu silnym. W latach sześćdziesiątych liczba nowych przedstawicieli rodziny hadronowej, przede wszystkim rezonansów, zaczęła gwałtownie wzrastać, dając początek *spektroskopii hadronów*. Pojawiła się konieczność odpowiedzi na dość naturalne pytanie: czy wszystkie hadrony są jednakowo „elementarne”? Odpowiedź pozytywna na to pytanie byłaby niepociągająca: wolelibyśmy, by liczba prawdziwie elementarnych składników materii była niezbyt duża (zgodnie ze wspomnianą wcześniej tendencją do redukcji liczby takich obiektów).

Jedną z prób wyjścia z zaistniałej sytuacji była sugerowana przez G. F. Chew idea „demokracji hadronowej” głosząca, że *żaden z hadronów nie jest bardziej elementarny niż jakikolwiek inny hadron*; wszystkie cząstki oddziałujące silnie winny być między sobą powiązane dynamicznie. Wyrażając tę myśl w języku układów złożonych można powiedzieć tak: *każdy hadron jest układem złożonym z wszystkich pozostałych*. Odpowiadając na pytanie: które z cząstek silnie oddziałujących są elementarne?, Chew pisał:

„... przede wszystkim z powodu ogólnych przekonań filozoficznych jestem przeświadczony, iż może być tylko jedna rozsądna odpowiedź, a mianowicie, że żadna z nich nie jest elementarna. (...) Parafrazując Feynmana: prawidłowa teoria winna być taka, by nie zezwolić na stwierdzenie, które cząstki są elementarne” [12].

Formułując taką teorię przyjmuje się, że oddziaływanie między hadronami jest spowodowane wymianą hadronów. Każdy hadron generuje oddziaływanie między jakąś parą hadronów. Jeśli oddziaływanie między dwoma hadronami, spowodowane przez wszelkie możliwe wymiany hadronów, jest dostatecznie silnie przyciągające, hadrony te mogą wytworzyć



stan związany lub rezonans. Różnica między nimi polega tylko na tym, że stan związany ma masę mniejszą od sumy mas obu składników i nie może się na nie rozpaść, rezonans natomiast może się na nie rozpadać w oddziaływaniu silnym, jest nietrwały. Różnica między „cząstką” a „rezonansem” nie jest więc zasadnicza, sprowadza się jedynie do problemu trwałości. Należy natomiast podkreślić, iż to, czy hadrony oddziałują dostatecznie silnie, by wytworzyć inny hadron, zależy — wskutek sił wymiany — od pozostałych hadronów. W ten sposób wszystkie hadrony wzajemnie się „podtrzymują”, każdy z nich przyczynia się do istnienia wszystkich pozostałych. Mechanizm taki nosi nazwę „pułapki samouzgodnionej” (*bootstrap*). W sformułowaniu G. Białkowskiego i R. Sosnowskiego:

„Wszystkie cząstki istniejące w przyrodzie są tylko stanami związanymi i rezonansowymi innych cząstek” [13].

Komentując tę sytuację M. Jacob pisał:

„... po raz pierwszy w historii fizyki stajemy przed strukturą, której składniki i układy złożone są traktowane tak samo; schemat ten, dyskusowany pod nazwą „reciprocal bootstrap”, jest silnie wysuwany przez G. Chew” [14].

Rozważania te podsumujemy słowami Heisenberga:

„...zamiana energii w materię jest procesem decydującym, nie ma sensu mówić o „podziale” cząstek pierwotnych. Z doświadczalnego punktu widzenia pojęcie „podzielności” straciło sens.

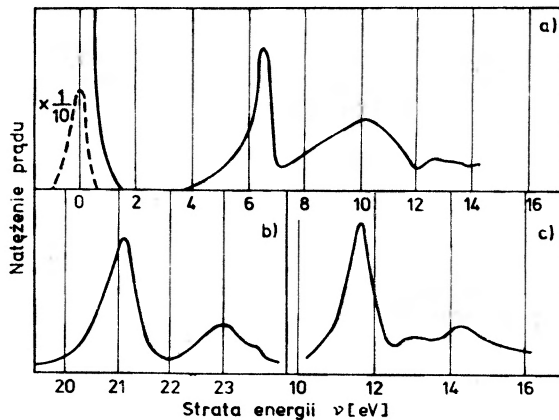
Nową sytuację potwierdzały dzień po dniu doświadczenia lat pięćdziesiątych i sześćdziesiątych. Odkrywano wiele nowych cząstek o różnych czasach życia i nie było odpowiedzi na pytanie „z czego się te cząstki składają”? Proton można było uzyskać z neutronu i pionu, albo hiperonu  $\Lambda$  i kaonu, albo z dwóch nukleonów i jednego antynukleonu i tak dalej. Czy nie można zatem powiedzieć po prostu, że proton składa się z materii ciągłej? Stwierdzenie to nie byłoby ani prawdziwe ani fałszywe: nie ma zasadniczej różnicy między cząstkami elementarnymi a układami złożonymi. Jest to zapewne najważniejszy wynik doświadczalny ostatnich pięćdziesięciu lat” [5].

Drugą próbą wyjścia z kłopotliwej sytuacji stworzonej przez nadmiar przedstawicieli rodziny hadronowej było wysunięcie w roku 1964 przez M. Gell-Manna i niezależnie A. Zweiga hipotezy *kwarków*<sup>5</sup>. Opierała się ona na zaproponowanym w roku 1961 przez M. Gell-Manna i Y. Neemana schemacie klasyfikacji hadronów o tym samym spinie i parzystości w ramach supermultipletów grupy symetrii  $SU(3)$ : singletów, oktetów i dekapletów. Schemat ten przypominał układ okresowy Mendelejewa: klasyfikował hadrony lecz nie wyjaśniał ich własności. Układ okresowy można było zrozumieć dopiero na podstawie modelu atomu złożonego z jądra i elektronów powłokowych. Podobnie i tu, zamiast zastanawiać się, jak to przedstawiłem wyżej, który z tych multipletów jest bardziej elementarny niż pozostałe, można przyjąć, że wszystkie hadrony należące do różnych multipletów nie są elementarne, lecz stanowią układy złożone z obiektów bardziej elementarnych. Obiektami tymi byłyby właśnie kwarki, obsadzające reprezentację podstawową grupy

<sup>5</sup> Termin „kwark” został zaczerpnięty przez Gell-Manna z książki Jamesa Joyce’a *Finnegan’s Wake*; „as” proponowany przez Zweiga na oznaczenie tych obiektów nie przyjął się.

symetrii  $SU(3)$ . Strukturę supermultipletów można wówczas wyjaśnić zakładając, że bariony złożone są z trzech kwarków ( $qqq$ ), mezony — z pary kwarka i antykwarka ( $q\bar{q}$ ). Kwarki — fermiony o spinie  $\frac{1}{2}$  — byłyby nośnikami ułamkowego ładunku elektrycznego,  $+\frac{2}{3}e$  lub  $-\frac{1}{3}e$ , oraz ułamkowej liczby barionowej  $\frac{1}{3}$ . Jednakże w oddziaływaniu hadronów wielkich energii nigdy — mimo usilnych poszukiwań — nie zaobserwowano, w sposób nie budzący wątpliwości, cząstek o ułamkowej wartości elementarnego ładunku elektrycznego  $e$ ; również liczne eksperymenty wzorowane na klasycznym doświadczeniu Millikana nie dały rezultatu pozytywnego. Z tego względu hipotezę kwarków większość fizyków traktowała przez wiele lat jako wygodny język teoretyczny służący do opisu własności obserwowanych hadronów, a kwarki, jako cząstki „matematyczne” a nie obiekty rzeczywiste występujące w przyrodzie. By zrozumieć zmianę, jaka zaszła w latach ostatnich w poglądach społeczności fizyków, należy wrócić do eksperymentów rozproszeniowych przy użyciu wiązek leptonów. Píše o nich G. B. West:

„Od początku naszego wieku, eksperymenty nad rozpraszaniem elektronów wielkich energii odgrywały rolę przewodnią dla zrozumienia podstawowych praw przyrody. Ostatnie, podniecające eksperymenty w Stanfordzkim Ośrodku Akceleratora Linijnego (SLAC), w których rozpraszano elektrony o energiach do 20 GeV na wodorze, są niczym innym, jak prawnukami słynnych doświadczeń Francka i Hertza wykonanych prawie 60 lat temu. Podczas tych 60 lat, zbadano dokładnie całe widmo energii rozciągające się od kilku do miliardów elektronowoltów; rozpraszanie elektronów stało się jednym z podstawowych narzędzi sondowania struktury materii” [15].

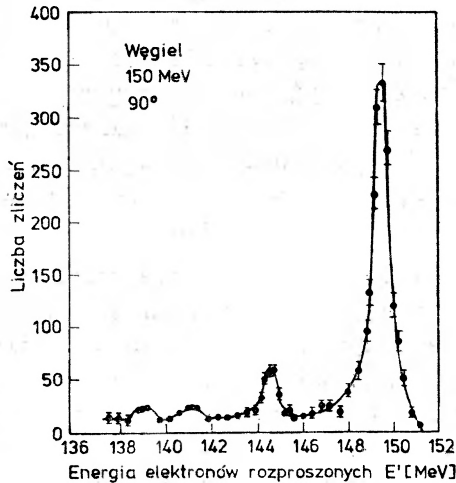


Rys. 3. Natężenie prądu (w jednostkach dowolnych) w funkcji strat energii ( $\nu$  w eV) przy rozpraszaniu nieelastycznym elektronów na atomach (a) rtęci ( $\theta = 90^\circ$ ), (b) helu ( $\theta = 30^\circ$ ) oraz (c) argonu ( $\theta = 20^\circ$ ). W wypadku rtęci (a) pokazano linią przerywaną maksimum odpowiadające rozpraszaniu elastycznemu (według [15])

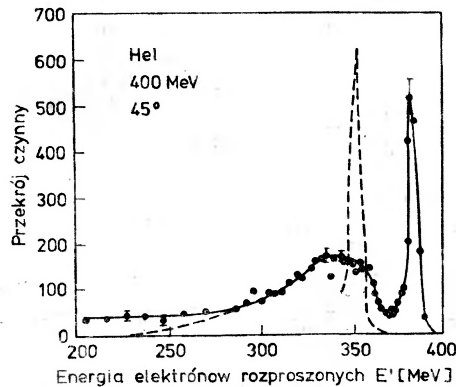
W doświadczeniach prowadzonych w latach trzydziestych w Cavendish Laboratory (Cambridge), rozpoczęto badanie widma energii elektronów rozpraszanych na atomach. W typowym widmie obserwowano maksimum główne dla elektronów rozpraszanych elastycznie przez atomy pozostające w stanie podstawowym, maksima wtórne przedstawiające wzbudzenie dyskretnych stanów atomowych odpowiadających określonym stratom

energii oraz szeroki sygnał pochodzący od bezpośredniego rozproszenia na elektronach powłokowych ulegających na ogół wybiciu w procesie jonizacji.

Podobny obraz otrzymano w latach pięćdziesiątych w Stanfordzie, gdzie podjęto (R. Hofstadter) badanie widma elektronów rozpraszanych na jądrach w zakresie energii rzędu 100 MeV, to znaczy około  $10^6$  razy większej niż w wypadku rozpraszania na atomach.



Rys. 4. Liczba elektronów (unormowana dowolnie) rozproszonych na tarczy węglowej pod kątem  $\theta = 90^\circ$  (w układzie laboratoryjnym) w funkcji ich energii  $E'$  (w MeV). Energia elektronów padających  $E = 150$  MeV (według [15])



Rys. 5. Przekrój czynny (w jednostkach dowolnych) na rozpraszanie elektronów o energii  $E = 400$  MeV pod kątem  $\theta = 45^\circ$  (w układzie laboratoryjnym) na tarczy helowej w funkcji energii  $E'$  (w MeV) elektronów rozproszonych. Linią przerywaną zaznaczono maksimum odpowiadające rozpraszaniu elastycznemu na tarczy wodorowej. Szerokie maksimum przy  $E' \approx 350$  MeV przedstawia rozpraszanie kwazielastyczne na nukleonach związanych (poszerzone wskutek ruchu fermionowskiego) (według [15])

Zwiększenie energii padających elektronów, uzyskane dzięki akceleratorom liniowym, było konieczne na to, by sondować strukturę materii na mniejszych odległościach, rzędu 1 fm. W typowym widmie widać dominujące maksimum elastyczne, maksima odpowia-

jące wzbudzeniu rezonansów jądrowych, wreszcie szerokie, rozmyte maksimum związane z rozpraszaniem kwazielastycznym na składnikach nukleonowych; towarzyszą mu efekty „jonizacyjne” to jest wybijanie nukleonów z jądra przez padające elektrony<sup>6</sup>.

Omawiane widma rozpraszanych elektronów odpowiadają obserwacjom prowadzonym przy ustalonym kącie rozpraszania  $\theta$ . Okazuje się, że w miarę wzrostu kąta  $\theta$ , prawdopodobieństwo rozpraszania maleje na ogół szybciej, niż przewiduje to różniczkowy przekrój czynny Motta na rozpraszanie elektronów relatywistycznych na punktowych obiektach bez spinu o ładunku  $Ze$

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\text{Mott}} = \left(\frac{Z\alpha \cos\theta/2}{2E \sin^2\theta/2}\right)^2 \quad (\text{zob. odsyłacz } ^7).$$

Tłumaczy się to strukturą przestrzenną obiektu rozpraszającego, reprezentowaną z pomocą tak zwanej funkcji struktury  $W(v, \theta)$  lub  $W(v, q^2)$ , gdzie  $v$  jest różnicą energii elektronu padającego  $E$  i rozproszonego  $E'$ ,  $v = E - E'$ , a  $q^2$  — ujemnym kwadratem przekazu czteropędu  $q^2 = -(v^2 - \vec{q}^2) = 4EE' \sin^2\theta/2$  (przy zaniedbaniu masy elektronu). Funkcja ta, mówiąc ogólnie, opisuje odstępstwa obiektu rozpraszającego od punktowości

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega dE} = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\text{Mott}} W(v, q^2),$$

silnie malejąc ze wzrostem  $q^2$  przy rozpraszaniu na obiekcie rozciąglwym. Dla ustalonej energii  $E$  przy rozpraszaniu elastycznym na jądrach, można ją identyfikować z kwadratem elastycznego czynnika postaci jądra,  $F(q^2)$ , będącego miarą odchylenia rozkładu ładunku od rozkładu punktowego

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\text{Mott}} F^2 \quad (\text{zob. odsyłacz } ^8).$$

Jeśli natomiast funkcja  $W$  pozostaje w przybliżeniu stała w badanym zakresie  $q^2$ , to należy przypuszczać, że zachodzi rozpraszanie na jakichś składnikach punktowych obiektu rozpraszającego. Obiekt ten musi więc mieć „strukturę ziarnistą”.

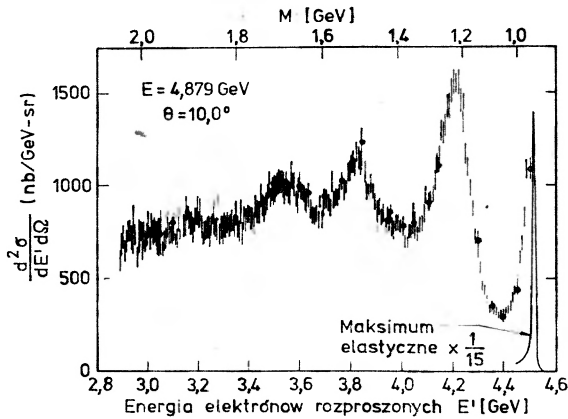
Taki właśnie wniosek wyciągnięto z badań nad rozpraszaniem elektronów na nukleonach, prowadzonych w latach sześćdziesiątych (1966–1970) w Stanfordzkim Ośrodku Akceleratora Liniowego (SLAC). Dalsze zwiększenie energii do 20 GeV, to znaczy o czynnik  $10^2$ , zezwoliło sondować materię na odległościach rzędu  $10^{-2}$  fm (promień nukleonu jest rzędu 1 fm). Widmo energii rozproszonych elektronów wykazuje uderzające pod-

<sup>6</sup> Gdyby protony nie zostały odkryte wcześniej na innej drodze, przebieg doświadczeń z rozpraszaniem elektronów na jądrach dostarczyłby dowodu, że jądro składa się ze słabo ze sobą związanych obiektów (tzn., że energia wiązania jest mała w porównaniu z ich energią spoczynkową) — protonów!

<sup>7</sup> Jest to odpowiednik relatywistyczny różniczkowego przekroju Rutherforda na rozpraszanie kulombowskie:  $\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\text{Ruth}} = \left(\frac{Z\alpha}{2mv^2 \sin^2\theta/2}\right)^2$ , gdzie  $\alpha = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 \hbar c} \simeq 1/137$ ,  $m$  jest masą,  $v$  prędkością cząstki, a energia wyrażona jest w  $\text{fm}^{-1}$ .

<sup>8</sup> Ze względu na to, że dla małych  $q^2$  jądro zachowuje się jak obiekt punktowy, naturalnym warunkiem unormowania  $F(q^2)$  jest  $F(0) = 1$ .

bieństwo do widm atomowych i jądrowych. Oprócz wyraźnych maksimów odpowiadających rozpraszaniu elastycznemu i wzbudzeniu stanów rezonansowych nukleonu, występuje szeroki, rozmyty sygnał *continuum* sugerujący, jak poprzednio, możliwość interpretacji jako rozpraszania kwazielastycznego na składnikach punktowych nukleonu. Przy rozpraszaniu pod większymi kątami, maksima elastyczne i wzbudzenia rezonansowego maleją



Rys. 6. Przekrój czynny (w nb/GeV·sr) na rozpraszanie elektronów o energii  $E = 4,9$  GeV pod kątem  $\theta = 10^\circ$  (w układzie laboratoryjnym) na tarczy wodorowej w funkcji energii  $E'$  (w GeV) elektronów rozpraszonych. Skala górna oznacza masę niezmienniczą  $M_X$  (w GeV) hadronów powstających w procesie rozpraszania głęboko nieelastycznego (według [15])

znacznie szybciej niż ów rozmyty sygnał. Łatwo to zilustrować, pisząc różniczkowy przekrój czynny na rozpraszanie elektronów relatywistycznych przez nukleony punktowe w postaci

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega dE'} = \left( \frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{\text{Mott}} [W_2 + 2W_1 \text{tg}^2 \theta/2],$$

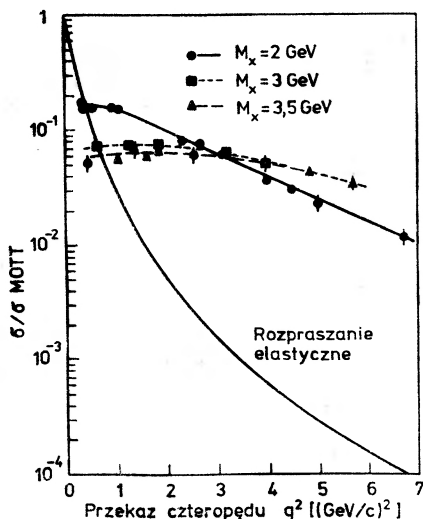
gdzie  $W_1$ ,  $W_2$  są to funkcje zmiennych  $\nu$ ,  $q^2$  uwzględniające, oprócz rozpraszania kulombowskiego, oddziaływanie z momentem magnetycznym nukleonu. Stosunek  $\sigma/\sigma_{\text{Mott}}$  spada wówczas gwałtownie wraz ze wzrostem  $q^2$  dla rozpraszania elastycznego, zachowując wartość rzędu jedności dla rozpraszania w *continuum*, co właśnie sugeruje punktowość, to znaczy brak struktury, składników nukleonu! W sformułowaniu Westa:

„Ta prosta analogia z rozpraszaniem atomowym i jądrowym stanowi dowód doświadczalny istnienia punktowych składników nukleonu. Cząstki takie Feynman nazwał „partonami”. (...) Już powierzchowny przegląd danych prowadzi w sposób naturalny i ostrożny do wniosku, że nukleon jest pewnego rodzaju stanem związanym małej liczby składników punktowych. Być może najbardziej zagadkowym aspektem tego wniosku jest stwierdzenie, że obiektów takich nigdy nie wykryto. W przypadku atomowym albo jądrowym składniki z pewnością są w końcu wybijane w zderzeniu” [15].

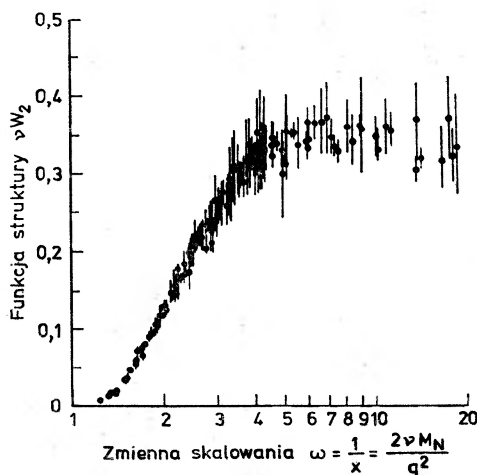
Dodajmy, że omawiane wyżej rozpraszanie w continuum, któremu towarzyszy produkcja hadronów w stanie końcowym

$$e^- + p \rightarrow e^- + \text{hadrony},$$

stanowi przykład rozpraszania głębokonieelastycznego. W pierwszym przybliżeniu rachunku zaburzeń, proces taki opisuje się jako wymianę pojedynczego fotonu wirtualnego  $\gamma$  między



Rys. 7. Stosunek  $\sigma/\sigma_{\text{Mott}}$  (wprost proporcjonalny do funkcji struktury) w zależności od przekazu czteropędu  $q^2$  (w  $(\text{GeV}/c)^2$ ) dla różnych wartości masy nieziemniczej hadronów  $M_X$ ; jest to w zasadzie inne przedstawienie danych z rys. 6 (według [15])



Rys. 8. Dane z rys. 6 i 7 przedstawione w postaci ujawniającej skalowanie: zależność bezwymiarowej funkcji struktury  $\nu W_2$  od bezwymiarowej zmiennej skalowania  $\omega = 1/x = 2\nu M_N/q^2$  dla wielu wartości  $q^2$ . Jak się wydaje, różne punkty układają się wzdłuż krzywej uniwersalnej (według [15])

elektronem a nukleonem. Przebiega on identycznie, jeśli zamiast elektronu występuje jego ciężki odpowiednik — mion

$$\mu^- + p \rightarrow \mu^- + \text{hadrony}.$$

Oznaczając przez  $M_X$  masę niezmienniczą hadronów stwierdzamy, że rozpraszaniu w continuum odpowiadają wartości  $M_X$  większe od kilku mas nukleonowych  $M_N$ .

To, co powiedzieliśmy wyżej, wskazuje na szczególną własność omawianych danych. Doświadczenie pokazuje mianowicie, że asymptotycznie — to znaczy dla dużych wartości  $\nu$ ,  $q^2$  — funkcje struktury  $W_1(\nu, q^2)$ ,  $W_2(\nu, q^2)$  stają się funkcjami jednej tylko zmiennej bezwymiarowej  $\omega = 2\nu M_N/q^2$ , a więc zależą jedynie od stosunku  $\nu/q^2$ , a nie oddzielnie od  $\nu$  i  $q^2$

$$W_1(\nu, q^2) \rightarrow F_1(\omega), \quad \nu W_2(\nu, q^2) \rightarrow F_2(\omega)$$

dla  $\nu, q^2 \rightarrow \infty$ . Zjawisko to, zwane *skalowaniem Bjorkena*<sup>9</sup>, sugeruje znikanie zależności od jakiegokolwiek ustalonego parametru o wymiarze masy czy długości<sup>10</sup>.

Innymi słowy, czymkolwiek są obiekty odpowiedzialne za rozpraszanie, nie mają one rozmiarów! Owe punktowe obiekty nazywamy za Feynmanem *partonami*. W takim ujęciu, foton wirtualny  $\gamma$  ulega rozproszeniu na punktowym partonie swobodnym, unoszącym przed rozproszeniem taki ułamek  $x$  czteropędu  $p$  protonu,  $xp$ , że  $x = 1/\omega$ . Własności partonów można zatem wydedukować z funkcji struktury  $F_1(x)$ ,  $F_2(x)$ , mających znaczenie rozkładów prawdopodobieństwa wielkości  $x$  dla partonów w nukleonie (oczywiście  $0 < x < 1$ ). Oczekuje się, że w zależności od spinu partonów zachodzi asymptotycznie  $F_1 = 0$  dla partonów o spinie 0, lub  $F_1 = \frac{1}{2}\omega F_2$  dla partonów o spinie 1/2. Dane doświadczalne są zgodne ze związkiem drugim świadcząc o tym, że *partony są fermionami o spinie 1/2*.

Skoro partony mają spin 1/2, narzuca się najprostsze przypuszczenie, iż są one *tożsame* z kwarkami — w pełni potwierdzone przez dalsze obserwacje. W ten sposób doszliśmy na drodze *dynamicznej*, przez badanie zjawisk rozpraszania, do tego samego wniosku, co poprzednio na drodze *statycznej*, rozważając klasyfikację hadronów a mianowicie, że *nukleon ma strukturę ziarnistą*. Jednakże, w odróżnieniu od innych struktur ziarnistych znanych w przyrodzie, atomów i jąder, nukleonu nie można rozbić na składniki — kwarki/partony<sup>11</sup>. Chociaż bowiem przy rozpraszaniu fotonu wirtualnego, kwarki/partony zachowują się asymptotycznie dla  $\nu, q^2 \rightarrow \infty$  tak, jakby były obiektami swobodnymi wewnątrz nukleonu („swoboda asymptotyczna”), nie obserwuje się ich jednak na zewnątrz nukleonu w stanie swobodnym jako cząstek o ułamkowych wartościach ładunku elementarnego: zachowują się one tak, jakby były trwale uwięzione wewnątrz nukleonu („niewola podczerwona”). Obrazowo możemy sobie wyobrazić, że kwarki/partony są „związane”

<sup>9</sup> O obserwowanych odstępstwach od skalowania wspomniemy niżej.

<sup>10</sup> Znaczy to, że rozpraszanie głębokonieelastyczne dla dużych wartości  $\nu, q^2$  jest niezależne od mas cząstek uczestniczących w rozpraszaniu, efektywnego rozmiaru obszaru oddziaływania itp. Obserwując rozpraszanie w określonych warunkach kinematycznych, możemy przewidzieć wyniki podobnego doświadczenia w innych warunkach kinematycznych, dokonując prostego skalowania zmiennych.

<sup>11</sup> A może hadronowym odpowiednikiem zjawiska jonizacji występującego w wypadku atomów i jąder są tak zwane „jety” kwarkowe, to znaczy skorelowane układy hadronów, na które — jak przypuszczamy — rozpadają się kwarki i antykwarki powstające w procesach anihilacji pozytonów i elektronów lub zderzeń hadronów wielkich energii? Będzie o nich mowa niżej.

we wnętrzu nukleonu za pomocą luźnej nici, która podczas zderzenia ulega napięciu. Im gwałtowniejsze zderzenie — tym bardziej napina się nić, tym większa jest siła wiążąca kwarki/partony. Co więcej, przy napinaniu nici, podlega ona „drganiom” i „promieniuje” hadrony! W swoich wykładach podczas szkoły CERNowskiej w roku 1978, P. V. Landshoff mówił:

„Dokładnego rozwiązania *problemu uwięzienia* nie znamy, wierzymy jednak, że sprowadza się ono do następującego opisu. Wybitny kwark rozpada się na fragmenty, z których przynajmniej jeden unosi ładunek ułamkowy. Podobnie, wśród fragmentów powstałych z protonu, musi występować przynajmniej jeden o ładunku ułamkowym. Między obydwoma grupami hadronów działa pewna „siła wiążąca” tak, że cząstki naładowane ułamkowo z jednej grupy anihilują z podobnymi cząstkami z drugiej grupy. Zakłada się, przy pewnym poparciu ze strony doświadczenia, że w zasadzie siła wiążąca wpływa tylko na najpowolniejsze fragmenty z każdej grupy tak, że dla wielu celów można o niej po prostu zapomnieć. Nie mogę dostatecznie silnie podkreślić, jak bardzo słabo rozumiemy cały problem uwięzienia; być może nie mamy nawet racji wierząc, że kwarki są trwale uwięzione” [16].

Oparty na powyższych ideach *model partonowo-kwarkowy* stanowi dziś składową standardowego poglądu na własności nukleonu. Według tego poglądu, nukleon składa się z trzech kwarków walencyjnych określających jego liczby kwantowe oraz z morza par kwark-antykwar<sup>12</sup>; na przykład proton = (*uud*) + morze par *q $\bar{q}$* . Funkcję struktury zapisuje się w postaci

$$F_2(x) = \sum_f Q_f^2 [F^f(x) + F^{\bar{f}}(x)],$$

gdzie suma rozciąga się na wszystkie możliwe zapachy kwarka/partonu o liczbach ładunkowych  $Q_f$ , a symbole  $F^f$ ,  $F^{\bar{f}}$  oznaczają odpowiednio przyczynki od kwarków o zapachu  $f$  i antykwarków o zapachu  $\bar{f}$ <sup>13</sup>. Wynikają stąd między innymi następujące reguły sum

$$\int_0^1 \frac{dx}{x} F^f(x) = N^f, \quad \int_0^1 dx F^f(x) = X^f,$$

gdzie  $N^f$  jest oczekiwaną liczbą kwarków/partonów o zapachu  $f$  w protonie, a  $X^f$  jest unoszonym przez nie średnim całkowitym pędem ułamkowym. Oczywiście dla protonu  $N^u - N^{\bar{u}} = 2$ ,  $N^d - N^{\bar{d}} = N^s - N^{\bar{s}} = 0 = N^c - N^{\bar{c}}$ , gdyż przyczynki od morza kasują się nawzajem. Dane doświadczalne pokazują, że  $\sum_f (X^f + X^{\bar{f}}) \simeq \frac{1}{2}$ ; brakującą połowę pędu protonu przypisuje się *gluonom* — neutralnym, bezmasowym bozonom o spinie 1, przynoszącym oddziaływanie między kwarkami/partonami, lecz nie uczestniczącym ani w oddziaływaniu elektromagnetycznym, ani w słabym. Dlatego też foton wirtualny nie sprzęga się z nimi i obecności ich nie można wykryć bezpośrednio w rozpraszaniu głęboko nieelastycznym.

<sup>12</sup> A także gluonów — patrz niżej.

<sup>13</sup> Liczba ładunkowa  $Q_f$  przyjmuje wartości  $+\frac{2}{3}$ ,  $-\frac{1}{3}$ , a  $f = u, d, s, c \dots$  — patrz niżej.



Obraz ten potwierdzają i uzupełniają badania nad głębokonieelastycznym rozpraszaniem neutrin  $\nu$  — leptonów neutralnych, stowarzyszonych z leptonami naładowanymi<sup>14</sup>. Występują tu dwa rodzaje procesów inkluzywnych; z prądem naładowanym

$$\nu_e, \nu_\mu + N \rightarrow e^-, \mu^- + \text{hadrony},$$

$$\bar{\nu}_e, \bar{\nu}_\mu + N \rightarrow e^+, \mu^+ + \text{hadrony},$$

oraz z prądem neutralnym

$$\nu_e, \nu_\mu + N \rightarrow \nu_e, \nu_\mu + \text{hadrony},$$

$$\bar{\nu}_e, \bar{\nu}_\mu + N \rightarrow \bar{\nu}_e, \bar{\nu}_\mu + \text{hadrony}.$$

Podobnie jak głębokonieelastyczne rozpraszanie elektronów i mionów zachodzi za pośrednictwem wymiany pojedynczego fotonu wirtualnego, przypuszczamy, że rozpraszanie neutrin zachodzi przez wymianę pojedynczego, wirtualnego bozonu pośredniego  $W^\pm$  (w wypadku prądu naładowanego) bądź  $Z^0$  (w wypadku prądu neutralnego). Różniczkowy przekrój czynny na rozpraszanie neutrin przez nukleony wyraża się przez te same, co w wypadku rozpraszania elektronów, dwie funkcje struktury  $F_1(x)$ ,  $F_2(x)$  oraz trzecią funkcję  $F_3(x)$ , równą zero dla oddziaływania elektromagnetycznego ze względu na zachowanie parzystości. Przy rozpraszaniu na kwarkach/partonach o liczbach ładunkowych  $Q_f = +\frac{2}{3}, -\frac{1}{3}$  zachodzi związek

$$\int_0^1 dx F_2^{\nu N}(x) \simeq \frac{18}{5} \int_0^1 dx F_2^{eN}(x).$$

Doświadczenie daje odpowiednio dla lewej i prawej strony tej równości  $0,51 \pm 0,03$  (CERN — eksperyment z komorą pęcherzykową Gargamelle) oraz  $0,51 \pm 0,08$  (SLAC-MIT), potwierdzając w pełni przewidywania modelu kwarkowo-partonowego. W dalszym ciągu kwarki/partony będziemy konsekwentnie nazywali *kwarkami*.

Podobnie jak przed osiemdziesięciu laty w wypadku elektronu, tak i w naszych czasach nie wszyscy fizycy przyjęli pogląd na budowę materii oparty na kwarkach. Na zakończenie przytoczymy więc obszernie fragmenty z cytowanego już wykładu Heisenberga z roku 1975:

„... fizykę cząstek elementarnych naszych czasów, dobrą fizykę, czasem psuje się nieświadomie przez stosowanie złej filozofii.

Nie potrafimy uniknąć języka związanego z filozofią tradycyjną. Pytamy „z czego składa się proton? Czy elektron da się podzielić, czy też jest niepodzielny? Czy foton jest prosty czy złożony?” Wszystkie te pytania są jednak źle sformułowane, ponieważ słowa takie jak „dzielić coś” czy „składać się z czegoś” straciły w dużym stopniu swój sens (...)

Musimy zaakceptować fakt, że dane doświadczalne w skali wielkości bardzo dużych albo bardzo małych niekoniecznie prowadzą do wyobrażeń i musimy nauczyć się żyć

<sup>14</sup> Przyjmujemy, że każdemu leptonowi naładowanemu odpowiada jego neutrino — neutralny, bezmasowy fermion punktowy o spinie  $\frac{1}{2}$ , bez struktury wewnętrznej, a więc doskonale nadający się do sondowania „słabej” struktury nukleonów.

bez nich. Zobaczymy wówczas, że antynomię związaną z najmniejszymi rozmiarami, fizyka cząstek elementarnych rozwiązuje w sposób bardzo subtelny, o którym nie myślał ani Kant, ani dawni filozofowie: słowo „podział” straciło sens. (...)

... chcę teraz przedyskutować ten kierunek rozwoju fizyki teoretycznej cząstek elementarnych, który, jak sądzę, zaczyna się od złych pytań. Przede wszystkim więc istnieje stwierdzenie, że cząstki obserwowane takie jak proton, pion, hiperon składają się z mniejszych cząstek: kwarków, partonów, gluonów, cząstek powabnych czy innych, z których żadnej nie udało się zaobserwować. Jak widać, zadano tu pytanie: „z czego składa się proton?”. Lecz pytający zdaje się zapominać, że zdanie „składać się z czegoś” ma dość wyraźny sens tylko wtedy, jeśli cząstkę można podzielić na części o małej energii, dużo mniejszej niż masa spoczynkowa tej cząstki. (...)

Moje obiekcje wobec hipotezy kwarków można zatem sformułować w postaci pytań:

Czy hipoteza kwarków przyczynia się do rozumienia widma mas cząstek (...)?

Czy za hipotezą kwarków nie kryje się stary pomysł — dawno przekreślony przez doświadczenie — że można rozróżnić cząstki proste i złożone”? [5].

Choć na pierwsze z tych pytań nie umiemy jeszcze udzielić odpowiedzi, sądzę, że będę wyrazicielem opinii większości fizyków odpowiadając pozytywnie na drugie z nich: hadrony są układami złożonymi z kwarków, kwarki zaś — przynajmniej w dotychczas zbadanym zakresie energii — są obiektami prostymi, *trwale uwięzionymi wewnątrz hadronów*. Wniosek ten, niezwykle ważny i wymagający dalszych sprawdzianów eksperymentalnych, przyjmujemy za podstawę poniższych rozważań.

#### 4. Stan obecny: znów za wiele żywiolów!

Przed wyruszeniem w dalszą drogę spójrzmy na krajobraz nas otaczający. Przedstawienie współczesnego poglądu na budowę materii oprzemy głównie na materiałach XIX Międzynarodowej Konferencji Fizyki Wysokich Energii, która odbyła się w Tokio w dniach 23–30 sierpnia 1978 roku. We wstępie do swego wykładu na tej konferencji, G. Flügge pisze:

„Podczas ostatnich lat spektroskopia cząstek przekształciła się w spektroskopię leptonów i kwarków. Okres ten zapoczątkowało w roku 1974 odkrycie mezonów  $J/\psi$ , po którym wkrótce odkryto nowy lepton  $\tau$  i w końcu mezon  $Y$ . Kusi mnie więc, by poprowadzić ten wykład zgodnie z ogólnym poglądem, że fizykę wielkich energii można opisać za pomocą leptonów, kwarków oraz ich oddziaływań wzajemnych” (podkr. J. Z.) [17].

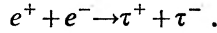
Zgodnie z tym poglądem, *podstawowymi składnikami materii są nie mające struktury, punktowe fermiony o spinie  $\frac{1}{2}$ : leptony* — występujące w przyrodzie jako cząstki swobodne oraz *kwarki* — obiekty uwięzione trwale w hadronach.

W tablicy 1 zamieszczamy 6 znanych obecnie leptonów. Istnienie leptonów trzeciego pokolenia nie podlega wątpliwości. Mamy decydujące dowody dla leptonu  $\tau^-$  i przekonujące — dla neutrino  $\nu_\tau$ .

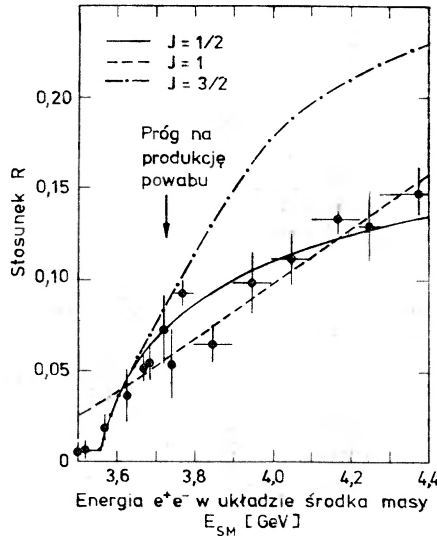
Podstawowe składniki materii: leptony

Pokolenie	pierwsze	drugie	trzecie
$Q = 0$	$\nu_e$	$\nu_\mu$	$\nu_\tau$
$Q = -1$	$e^-$	$\mu^-$	$\tau^-$

Przytoczymy zwięźle podstawowe własności tych leptonów. Masa leptonu  $\tau$ ,  $m_\tau = 1782_{-4}^{+3}$  MeV, wynika z analizy obszaru progowego reakcji



Zależność przekroju czynnego dla tej reakcji od energii pozwala również ustalić, że lepton  $\tau$  ma spin  $\frac{1}{2}$  i jest cząstką punktową, bez struktury. Wyznaczono jedynie górną granicę



Rys. 9. Stosunek  $R$  przekrojów czynnych na produkcję odpowiednio pary  $\tau^+\tau^-$  i  $\mu^+\mu^-$  przy anihilacji pozytonów i elektronów  $e^+e^-$  w funkcji ich energii  $E_{SM}$  (w GeV) w układzie środka masy. Krzywa ciągła stanowi najlepsze dopasowanie do przekroju czynnego na produkcję pary  $\tau^+\tau^-$  przy założeniu, że spin  $\tau$  wynosi  $J = 1/2$  (według [18])

czasu życia leptonu  $\tau: \tau_\tau < 3 \cdot 10^{-13}$  s. Lepton  $\tau$  rozpada się w oddziaływaniu słabym, o czym świadczy obecność leptonów pierwszego i drugiego pokolenia wśród produktów jego rozpadu. Obserwowano rozpady

$$\tau^- \rightarrow \nu_\tau + e^- + \bar{\nu}_e,$$

$$\tau^- \rightarrow \nu_\tau + \mu^- + \bar{\nu}_\mu,$$

$$\tau^- \rightarrow \nu_\tau + \rho^-,$$

$$\tau^- \rightarrow \nu_\tau + \pi^-,$$

$$\tau^- \rightarrow \nu_\tau + (n\pi)^-.$$

oraz

Badanie rozpadów typu  $\tau^- \rightarrow \nu_\tau + e^- + \bar{\nu}_e$  oraz  $\tau^- \rightarrow \nu_\tau + \mu^- + \bar{\nu}_\mu$  prowadzi do wniosku, że odpowiednie współczynniki rozgałęzienia  $B_e$  i  $B_\mu$  są w przybliżeniu równe i wynoszą około 18%. Częstość rozpadów na jeden hadron naładowany wynosi około 35%, a na trzy i więcej — pozostałe  $\sim 30\%$ . Widmo elektronów z rozpadu  $\tau^- \rightarrow \nu_\tau + e^- + \bar{\nu}_e$  jest zgodne z oddziaływaniem typu  $V-A$  w wierzchołku  $\tau \rightarrow \nu_\tau$ ; oddziaływanie typu  $V+A$  jest zdecydowanie wykluczone. Przy założeniu oddziaływania typu  $V-A$  można oszacować górną granicę masy neutrino  $\nu_\tau$  jako  $m_{\nu_\tau} < 250$  MeV.

Tablica 2

Podsumowanie własności leptonów trzeciego pokolenia

Masa $\tau$	$1782^{+8}_{-4}$ MeV
Masa $\tau_\tau$	$< 250$ MeV na poziomie ufności 95%
Spin $\tau$	$\frac{1}{2}$
Średni czas życia $\tau$	$< 3 \cdot 10^{-13}$ s
Sprzężenie $\tau - \nu_\tau$	spójne z $V-A$ , $V+A$ wykluczone
Stosunek rozg. $B_e$	$0,175 \pm 0,012$
Stosunek $B_\mu/B_e$	$1,13 \pm 0,16$

Podsumowanie własności leptonów trzeciego pokolenia zamieszczamy w tablicy 2. Dodajmy, że brak jakichkolwiek wskazówek o istnieniu leptonów naładowanych pokolenia czwartego, to znaczy o masie większej niż masa leptonu  $\tau$ . Według G. J. Feldmana:

„Całość dowodów doświadczalnych (...) jest spójna z założeniem, że  $\tau$  jest leptonem kaskadowym, rozpadającym się na swe własne neutrino przy sprzężeniu typu  $V-A$ ” [18].

Znamy obecnie 6 kwarków o różnych zapachach, to jest rozróżniających je liczbach kwantowych; przytaczamy je w tablicy 3. Dla pięciu spośród nich mamy bezpośrednie dowody doświadczalne ich występowania; dla szóstego — dobre powody teoretyczne

Tablica 3

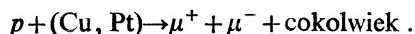
Podstawowe składniki materii: kwarki

Pokolenie	pierwsze	drugie	trzecie
$Q = +\frac{2}{3}$	$u$	$c$	$t$
$Q = -\frac{1}{3}$	$d$	$s$	$b$

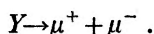
sugerujące jego istnienie. Między „odkryciem” w roku 1964 trzech kwarków należących do pokolenia pierwszego  $u, d$  i drugiego  $s$ , a obserwacją czwartego kwarku powabnego  $c$ , uzupełniającego pokolenie drugie, upłynęło 10 lat<sup>15</sup> i tylko 3 lata między obserwacją

<sup>15</sup> Chociaż sugestia istnienia kwarku powabnego  $c$  została wysunięta już w roku 1964, za datę jego „odkrycia” wolę przyjąć w tym wypadku obserwację w roku 1974 mezonu  $J/\psi$  — stanu związanego  $c\bar{c}$  z „ukrytym” powabem.

czwartego i kolejnego, piątego kwarku  $b$  występującego w stanie „ukrytym” w mezonie  $Y$ , jako układ  $b\bar{b}$ . Mniejszy — niż w wypadku leptonów — średni czas upływający między obserwacjami kolejnych kwarków wynika, być może, z mniejszego niż dla leptonów stosunku ich mas  $m_s/m_u \simeq m_c/m_s \simeq m_b/m_c \simeq 3$ . Historia eksperymentów nad trzecim pokoleniem kwarków rozpoczęła się w roku 1977 od obserwacji, dokonanej w Batavii przez współpracę Columbia-Fermitab-Stony Brook pod kierunkiem L. M. Ledermana, silnego wzmocnienia przy wartości 9,5 GeV w widmie masy niezmienniczej pary mionów  $\mu^+\mu^-$ , powstających w reakcji inkluzywnej protonów o energii 400 GeV z tarczami z miedzi i platyny

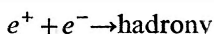


Miony analizowano za pomocą dwuramiennego spektrometru magnetycznego o masowej zdolności rozdzielczej  $\Delta m/m \simeq 2\%$ . Przy trzykrotnie zwiększonej statystyce zaobserwowano co najmniej dwa wąskie maksima w pobliżu masy niezmienniczej  $M_1 = (9,40 \pm 0,013)$  GeV i  $M_2 = (10,01 \pm 0,04)$  GeV oraz, być może, trzecie dla  $M_3 = (10,40 \pm 0,12)$  GeV. Maksima te zinterpretowano jako produkcję i rozpad nowej rodziny rezonansów mezonowych  $Y$ , rozpadających się na pary mionów



Od razu też wysunięto przypuszczenie, że rezonans  $Y$  stanowi stan związany nowego kwarku  $b$  i antykwarku  $\bar{b}$ :  $Y = b\bar{b}$ <sup>16</sup>.

Pięknym potwierdzeniem tego wniosku stały się obserwacje, dokonane przy użyciu pierścienia kumulującego przeciwbieżne wiązki pozytonów i elektronów DORIS w ośrodku Niemieckiego Synchrotronu Elektronowego DESY w Hamburgu, w roku 1978. Badając zależność przekroju czynnego na anihilację pozytonów i elektronów



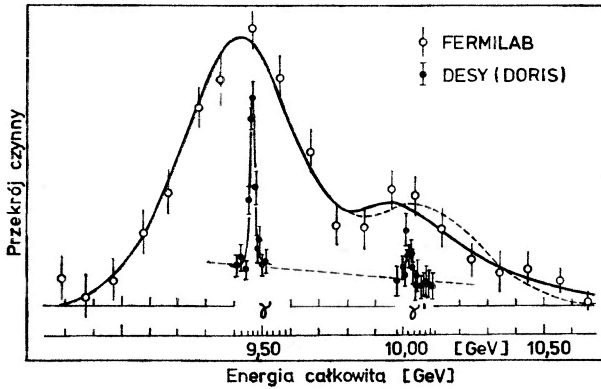
w funkcji energii pary  $e^+e^-$  w ich układzie środka masy, stwierdzono występowanie wąskiego maksimum rezonansowego o szerokości odpowiadającej zdolności rozdzielczej DORIS<sup>17</sup>. A oto podsumowanie najważniejszych wyników. Masa mezonu  $Y$  wynosi  $M(Y) = (9,46 \pm 0,01)$  GeV, szerokość na rozpad elektronowy  $\Gamma_{ee} = (1,2 \pm 0,2)$  keV, współczynnik rozgałęzienia dla rozpadu na miony  $B_{\mu\mu} = (2,6 \pm 1,4)\%$ , a szerokość całkowita  $\Gamma > 25$  keV, przy „najlepszej” wartości  $\Gamma = 50$  keV. Wartości te silnie sugerują interpretację rezonansu  $Y$  jako stanu związanego pary kwarka i antykwarka o liczbie ładunkowej  $|Q| = \frac{1}{3}$ , a więc oznaczonego w tablicy 3 symbolem  $b$ <sup>18</sup> a nie  $t$ . Na marginesie dodajmy, że zgodnie z panującym powszechnie poglądem, w obszarze rezonansu  $Y$  winna następować dramatyczna zmiana topologii obserwowanych przypadków. Oczekuje się teoretycznie, że anihilacja  $e^+e^-$  dla energii poza rezonansem winna prowadzić do produkcji dwóch „jetów” kwarkowych, to jest skorelowanych pędowo ugrupowań hadronów o charaktery-

<sup>16</sup> Obserwację rezonansu  $Y$  opisano w publikacjach S. W. Herba i in., *Phys. Rev. Lett.* **39**, 252 (1977), oraz W. R. Innesa i in., *Phys. Rev. Lett.* **39**, 1240 (1977).

<sup>17</sup> Wyniki tych badań można znaleźć w publikacjach Ch. Bergera i in., *Phys. Lett.* **76B**, 243 (1978) oraz C. W. Dardena i in., *Phys. Lett.* **76B**, 246 (1978).

<sup>18</sup> Od angielskiego słowa *beauty* — piękno.

stycznym rozkładzie kątowym  $1 + \cos^2 \theta$  ze względu na połówkowy spin kwarków, natomiast dla energii rezonansowej — do produkcji i rozpadu rezonansu  $Y$  na trzy gluony, ulegające następnie fragmentacji na trzy „jety” gluonowe o konfiguracji „dyskowej”, to znaczy o bardziej izotropowym rozkładzie kątowym. W swym referacie Flügge pisze:



Rys. 10. Porównywanie danych dotyczących rodziny rezonansów  $Y$  z doświadczenia nad zderzaniem protonów z tarczą jądrową w Batawii (FERMILAB), gdzie cząstki te zaobserwowano po raz pierwszy oraz z doświadczenia nad anihilacją  $e^+e^-$  w Hamburgu (DESY). Wzdłuż osi  $x$  odłożono energię całkowitą (w GeV), wzdłuż osi  $y$  — przekrój czynny (w jednostkach dowolnych) (według [17])

„... mamy czysty (potwierdzający) dowód występowania dwóch „jetów” w anihilacji  $e^+e^-$  (...). Rozkład kątowy tych jetów jest spójny z założeniem, że spin kwarka wynosi  $\frac{1}{2}$  (...).

Dalsze obserwacje w obszarze rezonansowym wskazują na wyraźną zmianę topologii od struktury dwujetowej poza rezonansem do struktury bardziej izotropowej w położeniu rezonansu  $Y$ . (...) Analiza ilościowa zmiany topologii (...) w obszarze  $Y$  jest taka, jakiej oczekuje się na gruncie chromodynamiki kwantowej (zmiana od 2 jetów kwarkowych do 3 jetów gluonowych)” [17].

W DESY zaobserwowano również następny stan rezonansowy należący do rodziny  $Y$  a mianowicie  $Y'$ . Oto uzyskane charakterystyki: masa jego wynosi  $M(Y') = (10,016 \pm \pm 0,020)$  GeV, czyli różnica mas dla rodziny  $Y$ ,  $M(Y') - M(Y) = \Delta M(Y) = (558 \pm 10)$  MeV, jest nieco mniejsza niż dla rodziny  $J/\psi$ ,  $M(\psi') - M(\psi) = \Delta M(\psi) = (589 \pm 1)$  MeV. Zmierzona wartość różnicy mas stanowi silną podstawę dla przewidywań o istnieniu jeszcze jednego wąskiego rezonansu  $Y''$ , zgodnie z sugestią grupy Ledermana. Natomiast mała wartość szerokości na rozpad elektronowy,  $\Gamma_{ee}(Y') = (0,33 \pm 0,10)$  keV, eliminuje, zdaniem Flüggego, ostatnie wątpliwości co do tożsamości nowego kwarku: jest to kwark „piękny” o ładunku  $\frac{1}{3}$ . Najlepsze parametry charakteryzujące rezonanse rodziny  $Y$ , zmierzone na podstawie analizy procesu anihilacji  $e^+e^-$  w DESY, zamieszczamy w tablicy 4.

Chociaż eksperymentalnego dowodu istnienia szóstego kwarku  $t$ , „prawdziwego”<sup>19</sup>, o liczbie ładunkowej  $Q = \frac{2}{3}$ , jak dotąd nie mamy, jego istnienia oczekujemy między innymi

<sup>19</sup> Od angielskiego słowa *truth* — prawda.

Parametry charakteryzujące rodzinę  $Y$ 

	$Y(9,46)$	$Y'(10,02)$
Masa (GeV)	$9,46 \pm 0,01$	$10,016 \pm 0,02$
Szerokość na rozpad $\Gamma_{ee}$ (keV)	$1,2 \pm 0,2$	$0,33 \pm 0,13$
Stosunek rozgałęzienia $B_{\mu\mu}$ (%)	$2,6 \pm 1,4$	
Szerokość całkowita $\Gamma$ (keV)	$> 25$	
(najlepsza wartość $\Gamma = 50$ keV)		

na podstawie *symetrii* między leptonami a kwarkami. Spodziewamy się, że jego obserwacja nastąpi wraz z uruchomieniem nowych pierścieni kumulujących wiązki przeciwbieżne pozytonów i elektronów o większych energiach (PETRA w Hamburgu, CESR w Ithaca i PEP w Stanfordzie).

Podsumujemy ten przegląd własności związanych z trzecim pokoleniem fermionów następująco: *trzecie pokolenie fermionów jest jak najbardziej podobne do pierwszych dwóch pokoleń*. Oddziaływania słabe, elektromagnetyczne i silne tego pokolenia są identyczne, jak pierwszych dwóch. Różni się ono od nich — podobnie jak drugie od pierwszego — jedynie widmem mas.

Przyjmuje się powszechnie, że prawidłowego opisu oddziaływań wzajemnych między dyskutowanymi wyżej fermionami trzech pokoleń dostarczają *teorie z cechowaniem*<sup>20</sup> oddziaływania słabego, elektromagnetycznego i silnego. Według Harariego:

„Jednym z uderzających osiągnięć ostatnich kilku lat pracy teoretycznej i doświadczalnej jest ujawnianiająca się jedność wszystkich działów fizyki wielkich energii. Wydaje się, że wszelkie oddziaływania można opisać za pomocą teorii z cechowaniem, sprawdzalnych za pomocą coraz większej liczby doświadczalnie możliwych pomiarów. Próby unifikacji oddziaływań fundamentalnych, choć nie w pełni jeszcze udane, już na obecnym etapie dostarczają nam interesujących analogii i związków między różnymi siłami fundamentalnymi oraz składnikami budowy materii” [19].

Przypomnijmy, że w fizyce XX wieku podejmowano szereg prób unifikacji oddziaływań fundamentalnych. Najszerzej znane są usiłowania A. Einsteina skonstruowania jednolitej teorii pola, którym poświęcił ostatnie lata swego życia. Pisał Leopold Infeld:

„Poczynając od roku 1918 aż do śmierci pracował Einstein nad jednym z najgłębszych i najtrudniejszych problemów nauki: nad znalezieniem teorii, która by obejmowała jednocześnie zjawiska w świecie dużych wymiarów (jak to czyniła jego dawna teoria

<sup>20</sup> Są to teorie niezmiennicze względem transformacji cechowania; najstarszą teorią z cechowaniem jest teoria elektromagnetyzmu Maxwella, której równania są niezmiennicze względem transformacji cechowania

$$\vec{A}'(\vec{r}, t) = \vec{A}(\vec{r}, t) + \nabla\chi(\vec{r}, t) \quad V'(\vec{r}, t) = V(\vec{r}, t) - \frac{\partial}{\partial t}\chi(\vec{r}, t),$$

gdzie  $\vec{A}$ ,  $V$  są elektromagnetycznymi potencjałami wektorowym i skalarnym, a  $\chi$  — dowolną skalarną funkcją cechowania, ciągłą z drugimi pochodnymi.

grawitacji) i zjawiska w świecie wymiarów małych, w świecie cząstek elementarnych, z których zbudowany jest atom. Wielu uczonych uważało (i nadal uważa), że ten ambitny plan jest nie do zrealizowania, że prawa rządzące słońcami i mgławicami są różne od tych, które rządzą elektronem w atomie, że znalezienie kojarzącej je, jednoczącej zasady nie jest — i nigdy nie będzie możliwe” [20].

Plan ten istotnie nie został wówczas zrealizowany. Tym bardziej więc, udaną — jak się wydaje — unifikację oddziaływania słabego i elektromagnetycznego, osiągniętą przez S. Weinberga i A. Salama w ramach ich modelu  $SU(2) \times U(1)$ , można śmiało uznać za jedno z największych osiągnięć fizyki lat ostatnich. W „standardowym” modelu Weinberga-Salama zakłada się opis oddziaływania słabego i elektromagnetycznego za pomocą zrenormalizowanej teorii z cechowaniem opartej na grupie symetrii  $SU(2) \times U(1)$  oraz przyjmuje się cztery wektorowe bozony cechowania i cztery skalarnie bozony Higgsa. Niżej podsumowujemy w punktach tę teorię, obejmującą trzy pokolenia fermionów — leptonów i kwarków. Oto jej obecne składniki:

(i) Grupą cechowania oddziaływania słabego i elektromagnetycznego jest symetria  $SU(2) \times U(1)$ .

(ii) Istnieje sześć leptonów:  $\nu_e, e^-, \nu_\mu, \mu^-, \nu_\tau, \tau^-$  i sześć kwarków:  $u, d, s, c, b, t$  (por. jednakże dyskusję poniżej).

(iii) Wszystkie lewoskrętne ( $L$ ) fermiony, leptony i kwarki, występują w „słabych” dubletach  $SU(2) \times U(1)$ , wszystkie prawoskrętne ( $R$ ) fermiony o dużej masie są „słabymi” singletami tej symetrii <sup>21</sup>.

Pokolenie pierwsze:  $\begin{pmatrix} \nu_e \\ e^- \end{pmatrix}_L, \begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}_L; (e^-)_R, (u)_R, (d)_R.$

Pokolenie drugie:  $\begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu^- \end{pmatrix}_L, \begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix}_L; (\mu^-)_R, (c)_R, (s)_R.$

Pokolenie trzecie:  $\begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau^- \end{pmatrix}_L, \begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix}_L; (\tau^-)_R, (t)_R, (b)_R;$

(iv) Kwarki lewoskrętne trzech pokoleń podlegają mieszaniu. Mieszanie następuje wskutek tego, że kwarkowe stany „własne” uczestniczące w oddziaływaniu silnym (*mass eigenquarks*) nie są identyczne z kwarkowymi stanami „własnymi” biorącymi udział w oddziaływaniu słabym ( $SU(2) \times U(1)$  *eigenquarks*). Kwarkowy prąd naładowany ma zatem postać

$$J = (\bar{u} \ \bar{c} \ \bar{t}) \gamma_\mu (1 - \gamma_5) \begin{pmatrix} d' \\ s' \\ b' \end{pmatrix}$$

a unitarną macierz mieszania  $3 \times 3$  określają trzy kąty typu Cabbibo  $\theta_1, \theta_2, \theta_3$ , które musimy wprowadzić do teorii z zewnątrz, oraz jeden kąt fazowy  $\delta$  odpowiedzialny za wszystkie

<sup>21</sup> Należy pamiętać, że nie dla wszystkich pokoleń istnieje bezpośrednie potwierdzenie takiego zapisu. Pełne uzasadnienie jego słuszności wymagałoby, między innymi, bezpośredniego, doświadczalnego dowodu istnienia neutrina  $\nu_\tau$  oraz kwarku prawdziwego  $t$ , a także pewności, że neutrina wszystkich trzech pokoleń są istotnie bezmasowe.



zjawiska zachodzące z pogwałceniem symetrii  $CP$  w oddziaływaniu słabym

$$\begin{pmatrix} d' \\ s' \\ b' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} c_1 & s_1 c_3 & s_1 s_3 \\ -s_1 c_2 & c_1 c_2 c_3 - s_2 s_3 e^{i\delta} & c_1 c_2 s_3 + s_2 c_3 e^{i\delta} \\ s_1 s_2 & -c_1 s_1 s_2 c_3 - c_2 s_3 e^{i\delta} & -c_1 c_2 s_3 + c_2 c_3 e^{i\delta} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix},$$

gdzie  $c_i = \cos\theta_i$ ,  $s_i = \sin\theta_i$  dla  $i = 1, 2, 3$ . Oszacowane na podstawie doświadczenia wartości  $\theta_i, \delta$  wynoszą

$$\begin{aligned} \theta_1 &= (13,2 \pm 0,5)^\circ \text{ — jest to oryginalny kąt Cabbibo;} \\ \theta_2 &< 30^\circ, \theta_3 < 16^\circ, \delta > 0,3^\circ; \end{aligned}$$

(v) Zbiór skalarnych bozonów Higgsa, odpowiedzialnych za spontaniczne łamanie symetrii  $SU(2) \times U(1)$  jest minimalny: obejmuje cztery cząstki skalarne, z których po złamaniu symetrii jedna pozostaje jako cząstka fizyczna o dużej masie<sup>22</sup>;

(vi) Wektorowymi (to znaczy o spinie 1) bozonami cechowania, przenoszącymi oddziaływanie słabe, są trzy bozony pośrednie o dużej masie  $W^+$ ,  $W^-$ ,  $Z^0$  (które zyskały masę pochłaniając 3 bozony skalarne Higgsa) oraz 1 bezmasowy foton  $\gamma$ , przenoszący oddziaływanie elektromagnetyczne

$$W^\pm \text{ o masie } M_W = \left( \frac{\pi\alpha}{\sqrt{2}G} \right)^{\frac{1}{2}} / \sin\theta_W \simeq 37,7 / \sin\theta_W \simeq 80 \text{ GeV},$$

$$Z^0 \text{ o masie } M_Z = M_W / \cos\theta_W \simeq 90 \text{ GeV},$$

$$\gamma \text{ o masie } M_\gamma = 0,$$

gdzie  $G$  jest stałą sprzężenia Fermiego,  $G \simeq 10^{-5} / M_N^2$ , a  $\theta_W$  — parametrem swobodnym teorii, zwanym kątem Weinberga<sup>23</sup> i odpowiedzialnym za mieszanie stanów neutralnych bozonów cechowania. Jego wartość, wydedukowana z doświadczenia, wynosi

$$\sin^2\theta_W \simeq 0,22 \quad \text{czyli} \quad \theta_W \simeq 28^\circ.$$

Przedstawiona wyżej teoria z cechowaniem oparta na modelu Weinberga–Salama ma wbudowane w sposób naturalny zarówno zachowanie zapachu kwarkowego  $f$  w procesach ze słabym prądem neutralnym (brak przejść-zmieniających zapach  $|\Delta f| = 1$ , na przykład dziwność — por. mechanizm GIM! — dyskutowany np. w artykule 3) oraz, dla modelu sześciokwarkowego, pogwałcenie symetrii  $CP$ <sup>24</sup>. Pisz Harari:

„Zdumiewająco udanym i prostym obrazem świata kwarków i leptonów jest teoria z cechowaniem dla oddziaływania słabego i elektromagnetycznego  $SU(2) \times U(1)$ ” [10].

<sup>22</sup> Pozostałe trzy zostają „pochłonięte” przez trzy wektorowe, bezmasowe bozony cechowania, używające w ten sposób masę w mechanizmie Higgsa.

<sup>23</sup> Kąta  $\theta_W$  nie można obliczyć w ramach modelu  $SU(2) \times U(1)$ , musi on być wprowadzony „z zewnątrz”. Dlatego też niektórzy fizycy uważają, że w tym modelu nie osiągnięto jeszcze prawdziwej unifikacji oddziaływania słabego i elektromagnetycznego. W schemacie rzeczywistej unifikacji, powinniśmy móc obliczyć wartość kąta  $\theta_W$  z własności symetrii unifikującej grupy cechowania (patrz niżej).

<sup>24</sup> Sześć kwarków jest minimalną liczbą konieczną do wyjaśnienia tego zjawiska. Dążenie do włączenia pogwałcenia symetrii  $CP$  w teorię z cechowaniem stanowiło właśnie podstawę dla wprowadzenia modelu sześciokwarkowego.

I dalej:

„Jest to najprostsza możliwa teoria z cechowaniem (...). Jest zdumiewające, że tak prosty (niemalże naiwny!) model działa tak dobrze!” [10].

W zakresie oddziaływania silnego kwarków i gluonów, pozycję uprzywilejowaną w kandydowaniu do odgrywania roli teorii podstawowej zajmuje dziś *chromodynamika kwantowa*<sup>25</sup>. Cechuje ją w szczególności własność „swobody asymptotycznej”: występująca w teorii efektywna „stała” sprzężenia silnego  $\alpha_s$  maleje logarymicznie ze wzrostem przekazu pędu,  $\alpha_s(q^2) \sim 1/\ln(q^2/\Lambda^2)$  gdzie  $\Lambda \simeq 500$  MeV, stając się znikomo mała dla bardzo małych odległości. Teoria jest więc *asymptotycznie swobodna!* Własność ta jest konieczna dla poprawnego opisu rozpraszania głębokonieelastycznego leptonów w modelu kwarkowo-partonowym. Z drugiej strony dla małych pędów, czyli dużych odległości, efektywna stała sprzężenia rośnie, dając nadzieję wyjaśnienia „niewoli podczerwonej”. Harari ostrzega jednak:

„... nie wiemy, czy uwięzienie kwarków i gluonów wynika bezpośrednio i logicznie z chromodynamiki kwantowej i nikomu jeszcze nie udało się obliczyć w ramach chromodynamiki kwantowej ogólnej struktury spektroskopii hadronów niskich energii” [19].

Podsumujemy bardzo zwięźle i w sposób możliwie obrazowy jej podstawowe składniki, skupiając przede wszystkim uwagę, podobnie jak poprzednio, na postulowanych w teorii cząstkach oraz ich roli w opisie oddziaływania.

(i) Grupą cechowania oddziaływania silnego jest symetria  $SU(3)_{\text{kolor}}$ .

(ii) Kwarki są składnikami hadronów. Bariony są układami złożonymi z trzech kwarków ( $qqq$ ), związanych przez oddziaływanie silne, mezony — układami kwarku i antykwarku ( $q\bar{q}$ ).

(iii) Kwarki są „kolorowe”<sup>26</sup>. Każdy zapach kwarkowy  $q_f$  występuje w 3 kolorach. Oddziaływanie słabe zachowuje kolor kwarku (zachowuje też zapach w procesach ze słabym prądem neutralnym, zmienia go — w procesach ze słabym prądem naładowanym). Oddziaływanie elektromagnetyczne, podobnie jak słaby prąd neutralny, zachowuje kolor i zapach kwarku. Oddziaływanie silne zachowuje zapach kwarku (może zmieniać jego kolor).

(iv) Hadrony są „białe”<sup>27</sup>. Innymi słowy, są one stanami singletowymi grupy symetrii koloru  $SU(3)_{\text{kolor}}$ . Funkcja falowa hadronu jest więc antysymetryczna w kolorze:

$$|\text{barion}\rangle = \frac{1}{\sqrt{6}} \varepsilon^{klm} |q_k q_l q_m\rangle,$$

$$|\text{mezon}\rangle = \frac{1}{\sqrt{3}} \delta^{kl} |q_k \bar{q}_l\rangle,$$

<sup>25</sup> Teoria ta jest blisko spokrewniona z najbardziej udaną kwantową teorią pola w fizyce: elektrodynamiką kwantową. Jedyną, lecz ważną różnicą między elektrodynamiką kwantową a chromodynamiką kwantową, jest leżąca u ich podstawy grupa cechowania. Elektrodynamika kwantowa jest abelową teorią z cechowaniem (grupa cechowania  $U(1)$ ), chromodynamika kwantowa — nieabelową teorią z cechowaniem (grupa cechowania  $SU(3)_{\text{kolor}}$ ).

<sup>26</sup> Kolor, liczba kwantowa (wskaźnik) przybierająca dla każdego zapachu kwarkowego  $q_f$  trzy wartości, na przykład  $c, n, z$  (czerwony, niebieski, zielony).

<sup>27</sup> Nomenklatura ta nie ma nic wspólnego z widzeniem barwnym poza piękną analogią optyczną!

gdzie  $k, l, m$ , są wskaźnikami koloru przybierającymi trzy wartości, a  $\epsilon^{klm}$  tensorem zupełnie asymetrycznym. Postuluje się, że *wszystkie hadrony i — co więcej — wszelkie wielkości obserwowane bezpośrednio są singletami koloru*. Oddziaływanie kwarków musi więc zawsze prowadzić do końcowej konfiguracji niekolorowej. Uwziwienie kwarków sprządza się do uwziwienia koloru.

(v) Głuony są składnikami hadronów. Nie uczestniczą one ani w oddziaływaniu słabym ani elektromagnetycznym. Są to bezmasowe, wektorowe (to znaczy o spinie 1) bozony cechowania, przenoszące oddziaływanie silne między kolorowymi kwarkami.

(vi) Głuony są „kolorowe”. Dla kwarków w 3 kolorach musi istnieć 8 kolorowych gluonów (odpowiadających ośmiu generatorom grupy  $SU(3)_{\text{kolor}}$ )<sup>28</sup>.

Kolorowe gluony sprzęgają się nie tylko z kolorowymi kwarkami, ale spójność teorii wymaga aby sprzęgły się także między sobą: *między gluonami zachodzą oddziaływania*. Podobnie jak kwarki, są one trwale uwziwione w hadronach (uwziwienie koloru!).

Zakończmy ten krótki przegląd komentarzem H. Fritzscha z jego wykładu o teorii chromodynamicznej hadronów z roku 1978:

„W ramach chromodynamiki, kwarki i gluony są obiektami trwale uwziwionymi. Jednakże wierzy się, że „jety” kwarkowe i gluonowe są rzeczywiste i obserwowalne. Jeśli „jety” kwarkowe i gluonowe naprawdę zaobserwuje się w eksperymentach przy wielkich energiach planowanych dla PETRA i PEP, kwarki i gluony staną się dużo mniej tajemnicze. Obserwacja czystego, wąskiego „jetu” w anihilacji  $e^+e^-$  przy energii, powiedzmy, 20 GeV jest niemal równie ważna, jak obserwacja samego kwarku. Kwarki i gluony, chociaż trwale uwziwione, staną się wówczas w zasadzie równie rzeczywiste, jak elektrony i fotony” [21].

Spośród wielu zastosowań chromodynamiki kwantowej, zezwalających na sprawdzanie doświadczalne jej przewidywań, wspomnimy o jednym, szczególnie ciekawym do opisu *kwarkonium* — układu związanego pary kwarka i antykwarka  $q\bar{q}$ . Jeśli układ  $q\bar{q}$  złożony jest z kwarków o dostatecznie dużej masie, takich jak kwark powabny  $c$  (*charmonium*  $c\bar{c}$  należące do rodziny  $J/\psi$ ) albo kwark piękny  $b$  (*beautonium*  $b\bar{b}$  z rodziny  $Y$ ), można do jego opisu stosować przybliżenie nierelatywistyczne, posługując się równaniem Schrödingera z potencjałem oddziaływania  $V(r)$  kwarka i antykwarka. Zakłada się potencjał, który dla odległości  $r$  małych w porównaniu z  $\Lambda^{-1} \simeq 0,4$  fm zachowuje się jak kulombowski  $\sim 1/r$ , a dla dużych w porównaniu z  $\Lambda^{-1}$  — rośnie z odległością, w szczególności liniowo  $\sim r$ .

Dobierając mianowicie trzy barwy podstawowe, na przykład: czerwoną, niebieską i zieloną („kolory”), oraz ich barwy dopełniające: zielononiebieską, pomarańczową i purpurową („antykolory”), możemy uzyskać barwę białą na dwa sposoby: mieszając w tym samym stosunku trzy barwy podstawowe albo barwę podstawową z jej barwą dopełniającą. W pierwszym wypadku otrzymamy „biały” barion, w drugim — „biały” mezon!

<sup>28</sup> Głuony można sobie wyobrazić jako kombinacje koloru i antykoloru. Mamy 9 możliwych kombinacji koloru  $c, n, z$  i antykoloru  $\bar{c}, \bar{n}, \bar{z}$ ; 6 spośród nich obejmuje kolor oraz inny antykolor:  $c\bar{n}, c\bar{z}, n\bar{z}, n\bar{c}, z\bar{c}, z\bar{n}$ . Natomiast 3 dotyczą kombinacji koloru z jego antykoleorem; można z nich utworzyć trzy kombinacje,

z których jedna jest „biała”:  $\frac{1}{\sqrt{3}}(c\bar{c} + n\bar{n} + z\bar{z})$ , bo wszystkie liczby kwantowe kasują się nawzajem, a pozostałe dwie:  $\frac{1}{\sqrt{2}}(c\bar{c} - n\bar{n})$  oraz  $\frac{1}{\sqrt{6}}(c\bar{c} + n\bar{n} - 2z\bar{z})$  odpowiadają dodatkowym dwóm gluonom.

W takim przybliżeniu potencjał ma więc postać:  $V(r) = -\frac{\kappa}{r} + \frac{r}{a^2}$ , gdzie parametr  $\kappa$  jest proporcjonalny do efektywnej stałej sprzężenia  $\alpha_s$ ,  $\kappa = \frac{4}{3}\alpha_s$  (dla  $q^2 = M_q^2$ ). Obliczone wartości poziomów wzbudzenia *kwarkonium* porównuje się z obserwowanym doświadczalnie rozszczepieniem mas dla rodziny  $J/\psi$  i  $Y$ . Typowe parametry uzyskane na podstawie analizy charmonium wynoszą  $\kappa = 0,27$ ,  $a^{-2} = 0,2 \text{ GeV}^2$ . Wartości te prowadzą dla *beautonium* do różnicy mas  $\Delta M(Y) \simeq 440 \text{ MeV}$ , podczas gdy doświadczenie daje  $558 \pm 10 \text{ MeV}$ <sup>29</sup>.

Przypomnieliśmy wyżej składowe współczesnego poglądu na budowę materii. W tablicy 5 zbieramy razem znane obecnie, bądź postulowane, podstawowe składniki materii — fermiony: leptony i kwarki, oraz przenoszące oddziaływania fundamentalne między nimi: bozony wektorowe.

Tablica 5

Fermiony i bozony teorii standardowej

Fermiony	6 leptonów	$\nu_e, e^-; \nu_\mu, \mu^-; \nu_\tau, \tau^-$
	6 kwarków trój kolorowych	$u, d; c, s; t, b;$
Bozony	3 masywne bozony pośrednie	$W^+, W^-, Z^0$
	1 foton bezmasowy	$\gamma$
	1 masywny bozon Higgsa	$\varphi$
	8 bezmasowych gluonów	$g$

Mamy więc w sumie 24 fermiony podstawowe (licząc każdy kwark potrójnie ze względu na kolor) albo 20 — jeśli pominiemy lepton  $\nu_\tau$  i kwark  $t$ . *Czy nie jest ich zbyt wiele jak na podstawowe składniki materii?* Jako odpowiedź, przytoczymy fragment wykładu Harariego wygłoszonego w roku 1976:

„... jest nadzwyczaj nieprawdopodobne, aby obiekty te stanowiły w istocie ostateczne, podstawowe składniki materii. Po prostu jest ich zbyt wiele! Wierzymy, że nowy rozdział w historii fizyki, wykraczający poza kwarki i leptony, nie znajduje się w zbyt odległej przyszłości.

Najprostszym podejściem byłaby próba skonstruowania kwarków i leptonów z innego zbioru jeszcze bardziej fundamentalnych obiektów. Pomysł ten był wysuwany przez szereg autorów, lecz wydaje się on zbyt naiwny na to, by okazał się prawdziwy.

Następnym najprostszym podejściem jest przypisanie kwarków i leptonów do jednego multipletu zunifikowanej teorii z cechowaniem. Istnieją pewne pionierskie próby idące w tym kierunku lecz, podobnie jak poprzednio, wydaje się, że przyroda jest subtelniejsza i bogatsza niżby to wynikało z tych modeli.

Jaki jest związek między kwarkami i leptonami — to pytanie, na które musimy odpowiedzieć w ciągu najbliższych kilku lat. Wierzymy, że odpowiedź znajdziemy i że będzie ona dużo głębsza niż wszystkie obecne próby” [22].

<sup>29</sup> By uzyskać takie rozszczepienie, należałoby podwyższyć wartość  $\kappa$  od  $\sim 0,27$  do  $\sim 0,4$ .

Harari podkreśla wagę tego problemu w roku 1978 następująco:

„Wierzmy, że następny rozdział w naszym poszukiwaniu głębszego zrozumienia struktury materii musi ustalić wyraźny związek między kwarkami i leptonami. Związek taki będzie ważnym krokiem na drodze do zunifikowanego obrazu fundamentalnych składników materii oraz ich oddziaływań” [10].

W ostatniej części naszych rozważań skoncentrujemy więc naszą uwagę przede wszystkim na hipotezie „wielkiej unifikacji” pamiętając o tym, że — parafrazując S. Glashowa — choć hipotezy takie mogą być fałszywe a spekulacje nasze — jałowe, jednakże wyjątkowość i prostota tego podejścia stanowią wystarczające przyczyny, by je traktować poważnie.

### 5. Bez zakończenia: w stronę jedności...

Zastanówmy się nad problemami otwartymi pojawiającymi się w związku z przedstawionym wyżej obrazem i wskaźmy na dalszą drogę, na której — jak wierzymy — można szukać ich rozwiązania. Przede wszystkim, skoro podstawowymi składnikami materii są leptony i kwarki, to czy istnieje między nimi jakiś związek? Jaki? Dalej, czy można zunifikować nie tylko oddziaływanie słabe i elektromagnetyczne, ale wszystkie oddziaływania: słabe, elektromagnetyczne i silne w ramach grupy cechowania „wielkiej unifikacji”? Wymienimy przynajmniej niektóre własności leptonów i kwarków, które musiałyby znaleźć naturalne wytłumaczenie w ramach takiej unifikacji.

(i) Leptony i kwarki są punktowymi fermionami o spinie  $\frac{1}{2}$ .

(ii) Leptony i kwarki uczestniczą w oddziaływaniu słabym w sposób analogiczny, jako lewoskrętne dublety  $SU(2) \times U(1)$ .

(iii) Kwantyzacja ładunku elektrycznego leptonów i kwarków jest powiązana<sup>30</sup>. Dla każdego pokolenia fermionów zachodzi:  $Q_{\text{lepton naładowany}} - 3Q_{\text{kwark dolny}} = 0$ ,  $Q_{\text{antylepton naładowany}} - 3Q_{\text{kwark górny}} = 0$  (co nie wynika z symetrii  $SU(2) \times U(1)$ ).

(iv) Kąt Weinberga  $\theta_W$  jest parametrem swobodnym grupy  $SU(2) \times U(1)$ . W ramach „wielkiej unifikacji” wartość  $\theta_W$  winna oczywiście wynikać z własności symetrii unifikującej grupy cechowania.

(v) Natężenie oddziaływania słabego i elektromagnetycznego winno stać się porównywalne przy energii  $\sqrt{s} \gtrsim 10^2$  GeV (rzędu masy bozonu pośredniego  $M_W$ ).

(vi) Efektywna „stała” sprzężenia  $\alpha_s$  w chromodynamice kwantowej maleje logarymicznie z energią. Przy dostatecznie wielkiej energii  $\sqrt{s} \gtrsim 10^{15}$  GeV, oddziaływanie silne winno stać się porównywalne z oddziaływaniem słaboelektromagnetycznym.

(vii) Suma ładunków elektrycznych fermionów każdego pokolenia znika, jeśli uwzględnimy trzy kolory kwarkowe:  $Q_{\text{neutrino}} + Q_{\text{lepton naładowany}} + 3Q_{\text{kwark górny}} + 3Q_{\text{kwark dolny}} = 0$ <sup>31</sup>.

Fakty te mogłyby, jak się zdaje, znaleźć uzasadnienie w poszukiwanej przez wielu fizyków grupie cechowania  $G$ , która powyżej energii rzędu  $10^{15}$  GeV winna być symetrią ścisłą, unifikującą wszystkie trzy oddziaływania i przypisującą leptony i kwarki do tego

<sup>30</sup> Dlaczego pozyton i proton są obdarzone dokładnie takim samym elektrycznym ładunkiem elementarnym  $+e$ ?

<sup>31</sup> Prowadzi to do eliminacji tak zwanej anomalii trójkąta (której nie będziemy tu wyjaśniali).

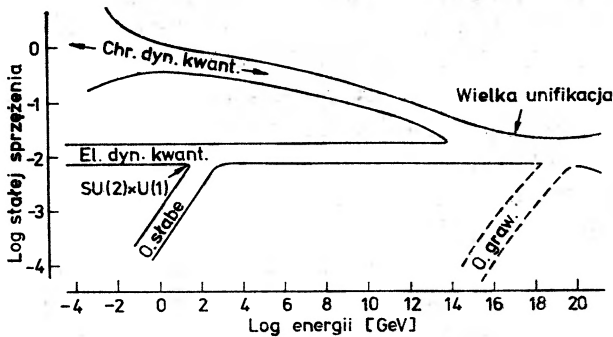
samego multipletu. Przy niższych energiach, symetria ta ulegałaby spontanicznemu łamaniu w dwóch etapach, rozpadając się wprawdzie przy energii  $\sim 10^{15}$  GeV na oddziaływanie silne i słabo-elektromagnetyczne, a następnie przy energii  $\sim 10^2$  GeV na oddziaływanie słabe i elektromagnetyczne. Grupa  $G$  winna więc obejmować symetrię  $SU(2) \times U(1) \times SU(3)_{\text{kolor}}$  jako podgrupę. Bozonami cechowania grupy  $G$  byłyby 12 bozonów cechowania tej podgrupy, to znaczy  $W^+$ ,  $W^-$ ,  $Z^0$ ,  $\gamma$  i osiem gluonów oraz co najmniej 12<sup>32</sup> bozonów przenoszących zaskakujące oddziaływanie, które zmienia leptonny w kwarki i odwrotnie! Bozony te, tak zwane „leptokwarki”, miałyby masy rzędu  $10^{15}$  GeV i byłyby „kolorowe”, a więc podlegałyby uwięzieniu (jeśli wszelkie stany kolorowe są uwięzione!). Z hipotezy istnienia leptokwarków wynika natychmiast wniosek, że ani liczba leptonowa ani liczba barionowa nie byłaby zachowana! W konsekwencji proton byłby nietrwały, rozpadając się — ze średnim czasem życia  $10^{34} \div 10^{35}$  lat (dla masy leptokwarku  $\sim 6 \cdot 10^{15}$  GeV) — na leptony i hadrony, na przykład  $p \rightarrow e^+ + \pi^0$ . Oszacowana wartość średniego czasu życia  $\tau_p$  protonu różni się tylko o kilka rzędów wielkości od dolnej granicy tej wielkości oszacowanej doświadczalnie,  $\tau_p > 2 \cdot 10^{30}$  lat. Zwiększenie dokładności pomiaru  $\tau_p$  nie wydaje się więc poza granicami możliwości eksperymentalnych, a obserwacja rozpadu protonu stanowiłaby niewątpliwie najbardziej dramatyczne potwierdzenie omawianego tu schematu „wielkiej unifikacji”.

Rozważania powyższe podsumujemy za pomocą „mapy” Harariego, ilustrującej drogę wiodącą przez świat oddziaływań fundamentalnych leptonów i kwarków. Odkładając wzdłuż osi  $x$  logarytm energii (w GeV), a wzdłuż osi  $y$  — logarytm efektywnej „stałej” sprzężenia, osiągamy pierwszy etap unifikacji — unifikację oddziaływania słabego i elektromagnetycznego w ramach symetrii  $SU(2) \times U(1)$  — przy energii  $\gtrsim M_W$ , gdzie następuje zbieg wznoszącej się „drogi” oddziaływania słabego z równoległą do osi  $x$  „drogą” oddziaływania elektromagnetycznego, opisywaną przez elektrodynamikę kwantową. Przyjmując chromodynamikę kwantową jako poprawną teorię opisującą „drogę” oddziaływania silnego widzimy, że obniża się ona w kierunku osi  $x$  ze względu na malejącą wartość „stałej” sprzężenia  $\alpha_s$  (swoboda asymptotyczna!). W pobliżu energii  $\sim 10^{15}$  GeV następuje zbieg „drogi” oddziaływania silnego i słabo-elektromagnetycznego w ramach „wielkiej unifikacji”. Można wreszcie spekulować, że w pobliżu energii  $\sim 10^{19}$  GeV (odpowiadającej stałej sprzężenia między polem grawitacyjnym a materią, zwanej „długością” Plancka) zbiegną się „drogi” zunifikowanej teorii oddziaływania „silno-słabo-elektromagnetycznego” z oddziaływaniem grawitacyjnym w ramach grupy cechowania „ostatecznej unifikacji” obejmującej

<sup>32</sup> Grupa cechowania  $SU(5)$ , jedna z teorii kandydujących do roli takiej symetrii „wielkiej unifikacji”  $G$ , przewiduje 24 bozony cechowania. W pierwszym etapie łamania symetrii, 12 bozonów cechowania nabywałyby masy w mechanizmie Higgsa, a 12 (3 bozony cechowania „słabego”, 1 foton i 8 gluonów) pozostawałyby bez masy. W drugim etapie, masę nabywałyby 3 bozony cechowania „słabego”, natomiast foton i 8 gluonów pozostawałyby nadal bezmasowe, zgodnie z wymogami symetrii  $SU(2) \times U(1) \times SU(3)_{\text{kolor}}$ .

Dodajmy, że z grupy  $SU(5)$  wynikają dla symetrii koloru  $SU(n)_{\text{kolor}}$  związki:  $Q_d = \frac{1}{n} Q_e$ ,  $Q_u = \frac{n-1}{n} Q_e$ , czyli takie, jakie obserwujemy dla  $n = 3$  [23]. Wyjaśnia się w ten sposób  $Q_{\text{proton}} = Q_{\text{pozyton}}$ ! Można też przewidzieć wartość kąta Weinberga  $\theta_W$ , który — przy dostatecznie wielkich energiach, powyżej  $10^{15}$  GeV, przy których symetria  $SU(5)$  jest ścisła — ma wartość  $\sin^2 \theta_W = \frac{3}{8} \simeq 0,38$ . Po znormalizowaniu do zakresu energii obecnie dostępnymi doświadczalnie, zyskuje się wartość  $\sin^2 \theta_W \simeq 0,20$ , w zgodzie z doświadczeniem.

jące wszystkie oddziaływania fundamentalne... Zostały w ten sposób zrealizowany program Einsteina, któremu poświęcił tak wiele lat swego życia. Sprawdzenie doświadczalne większości przewidywań występujących w powyższym schemacie znajduje się jednak poza granicami naszych technicznych możliwości zarówno obecnych, jak i przyszłych (przynajmniej w rozsądnie przewidywanej przyszłości!).



Rys. 11. „Mapa” Harariego ilustrująca drogę wiodącą przez świat oddziaływań fundamentalnych leptonów i kwarków. Wzdłuż osi  $x$  odłożono logarytm energii (w GeV), wzdłuż osi  $y$  — logarytm „stałej sprzężenia” (liczba bezwymiarowa) (według [19])

Cóż więc pozostaje na najbliższe lata? Przede wszystkim uzyskanie decydującego sprawdzianu poprawności zunifikowanej teorii oddziaływania słabego i elektromagnetycznego opartej na modelu Weinberga–Salama  $SU(2) \times U(1)$ . Za sprawdzian taki można będzie niewątpliwie uznać obserwację bezpośrednią, a chociażby pośredni dowód istnienia bozonów  $W^\pm$ ,  $Z^0$  oraz cząstek skalarnych Higgsa<sup>33</sup> odpowiedzialnych za spontaniczne łamanie symetrii  $SU(2) \times U(1)$  oraz nadawanie masy bozonom cechowania. Spośród wielu ważnych sprawdzianów chromodynamiki kwantowej wspomnę tylko o jednym, a mianowicie o dalszych próbach opisu, w ramach tej teorii, obserwowanych doświadczalnie odstępstw od skalowania w głębokonieelastycznym rozpraszaniu leptonów, polegających na tym, że funkcja struktury  $F_2$  zależy nie tylko od  $x$ , ale i od  $q^2$ :  $F_2 = F_2(x, q^2)$ , wzrastając powoli ze wzrostem wartości  $q^2$  przy  $x \simeq 0$  i malejąc przy  $x \simeq 1$ . Przebieg ten, jak się wydaje, można — przynajmniej jakościowo — zrozumieć w ramach chromodynamiki kwantowej. Harari tak kończy opis swojej „mapy”:

„Zrobiliśmy krótką wycieczkę przez świat oddziaływań fundamentalnych. Wszelkie oddziaływania można opisać za pomocą teorii z cechowaniem. Istnieje wiele intrygujących podobieństw między różnymi oddziaływaniami. W ostatnich latach bada się ich unifikację na różnych poziomach. Badania takie kryją wielką nadzieję na przyszłość. Doświadczalny sprawdzian chromodynamiki kwantowej jest wciąż przed nami, a bezpośrednie potwierdzenie modelu  $SU(2) \times U(1)$  oczekuje odkrycia bozonów  $W^\pm$  i  $Z^0$ . Niemniej jednak wydaje się, że jesteśmy na właściwej drodze” [19] (podkr. J. Z.).

<sup>33</sup> Oszacowania masy cząstki Higgsa są bardzo niepewne. Oczekuje się, że masa ta powinna być nie mniejsza niż ok. 10 GeV. Może też jednak mieć ona masę porównywalną z masą bozonów pośrednich  $W^\pm$ ,  $Z^0$ , to jest rzędu 100 GeV.

Pozostaje jeszcze pytanie, czy w ramach modelu  $SU(2) \times U(1)$  albo chromodynamiki kwantowej można przewidzieć ostateczną liczbę pokoleń fermionów-leptonów i kwarków. Czy trzecie pokolenie fermionów jest ostatnim, czy też można oczekiwać odkrycia dalszych? Wydaje się, że brak jest jakichkolwiek decydujących argumentów, z których wynikałaby konieczność istnienia określonej liczby pokoleń fermionów. Istnieją jedynie pewne rozważania kosmologiczne sugerujące ograniczenie liczby bezmasowych neutrin do co najwyżej 4. Przewiduje się też istnienie granicznej liczby 16 zapachów kwarkowych, jeśli chromodynamika kwantowa miałaby zachowywać własność swobody asymptycznej dla dowolnie wielkich pędów. Na podstawie symetrii leptonowo-kwarkowej ograniczałoby to liczbę pokoleń fermionów odpowiednio do  $\leq 4$  lub  $\leq 8$ . Zdaniem Harariego:

„Nie znamy żadnych sensownych ograniczeń liczby zapachów, lecz każde głębsze zrozumienie struktury materii musi wyjaśnić dlaczego liczba podstawowych składników jest taka, jaka jest” [10].

A co z pytaniem postawionym w tytule odczytu? Osobiście udzieliłbym na nie odpowiedzi następującej: jeśli nawet osiągnęliśmy *kres podzielności* materii, to na pewno nie koniec drogi badania jej własności.

Czytelników zainteresowanych zagadnieniami poruszonymi w powyższym odczycie odsyłam do bardziej szczegółowych artykułów przeglądowych opublikowanych w *Postęпах Fizyki*, szczególnie w ostatnich trzech tomach [24–35].

#### Literatura

- [1] C. Llewellyn-Smith, Speeches at the inauguration of the 400 GeV proton synchrotron 7 May 1977, Publications Section, Document No. CERN/SIS-PU 77-14 (1977).
- [2] Cytat za N. Calderem, *The key to the Universe*, Wydawnictwo BBC, 1977, s. 132 oraz 25.
- [3] J. Zakrzewski, *Postępy Fizyki* **29**, 45 (1978).
- [4] A. Wróblewski, J. Zakrzewski, *Wstęp do fizyki*, PWN, Warszawa 1976.
- [5] W. Heisenberg, *Phys. Today* **29**, 32 (1976).
- [6] Cytat za V. F. Weisskopfem, *A primer in particle physics*, CERN White Preprint 1977.
- [7] Cytat za N. Calderem, [2], s. 15.
- [8] Cytat za F. L. Friedmanem, L. Sartorim, *The classical atom*, Addison-Wesley Publishing Company, Inc. 1965, s. 57.
- [9] Cytat za C. F. J. Overhagem w *Wiek elektroniki*, PWN, Warszawa 1968, s. 15–16.
- [10] H. Harari, *Phys. Reports* **42C**, 237 (1978).
- [11] P. A. M. Dirac, *Europhysics News* **8**, No 10 (1977).
- [12] G. B. Chew, *S-matrix theory of strong interactions*, W. A. Benjamin, Inc., New York 1962.
- [13] G. Białkowski, R. Sosnowski, *Cząstki elementarne*, PWN, Warszawa 1971, s. 379.
- [14] M. Jacob, *Physics Bulletin* **175**, April 1975.
- [15] G. B. West, *Phys. Reports* **18C**, 265 (1975).
- [16] P. W. Lanshoff, Proceedings of the 1978 CERN school of physics, CERN-10, 1978, s. 92.
- [17] G. Flügge, Invited talk at the XIX Int. Conf. on High Energy Physics, Tokyo, August 1978, DESY 78/55, 1978.
- [18] G. J. Feldman, Rapporteur talk given at the XIX Int. Conf. on High Energy Physics, August 23–30, 1978, Tokyo, Japan, SLAC-PUB-2223, 1978.
- [19] H. Harari, Summary talk presented at the Kyoto Summer Institute, Kyoto, Japan, September 1–5, 1978.



- [20] L. Infeld, *Albert Einstein*, PWN 1956, s. 162–163.
- [21] H. Fritsch, Ref. TH. 2485-CERN, 1978.
- [22] H. Harari, Lectures delivered at the Les Houches Summer School, August 1976, WI8-76/56 PH.
- [23] D. V. Nanopoulos, przeddruk, Ref. TH. 2534-CERN, 1978.
- [24] M. Kupczyński, *Postępy Fizyki* **28**, 275 (1977).
- [25] S. Pokorski, *Postępy Fizyki* **28**, 391 (1977).
- [26] Y. Nambu, *Postępy Fizyki* **28**, 631 (1977).
- [27] W. B. Berestecki, *Postępy Fizyki* **28**, 659 (1977).
- [28] S. C. C. Ting, *Postępy Fizyki* **29**, 147 (1978).
- [29] B. Richter, *Postępy Fizyki* **29**, 175 (1978).
- [30] M. Szczekowski, *Postępy Fizyki* **29**, 305 (1978).
- [31] A. Jurewicz, *Postępy Fizyki* **29**, 345 (1978).
- [32] R. F. Schwitters, *Postępy Fizyki* **30**, 23 (1979).
- [33] M. Szczekowski, *Postępy Fizyki* **30**, 67 (1979).
- [34] W. Gajewski, M. Świecki, *Postępy Fizyki* **30**, 117 (1979).
- [35] W. Królikowski, *Postępy Fizyki* **30**, 307 (1979).

Uwaga dodana w korekcie: za wkład do badań nad teorią oddziaływania słabego i elektromagnetycznego Sheldon L. Glashow, Abdus Salam i Steven Weinberg otrzymali w r. 1979 nagrodę Nobla z fizyki.

Andrzej Hrynkiwicz \*

Institut Fizyki  
 Uniwersytet Jagielloński  
 Kraków

## Fizyka w Uniwersytecie Wileńskim — w czterechsetną rocznicę założenia tego Uniwersytetu

Physics Research at Vilna University: on the 400th Anniversary of the  
 University

*Abstract:* Development of research in physics in the Vilna University during its 400-year history is  
 briefly described.

W ubiegłym roku minęła 400 rocznica założenia Uniwersytetu Wileńskiego. W związku z rocznicą tą pragniemy przypomnieć, w dużym skrócie, rozwój badań fizycznych w tej Uczelni, przedstawiając go na tej bogatej i burzliwej historii.

Decyzję o przekształceniu w uniwersytet utworzonego w 1570 r. Kolegium O.O. Jezuitów w Wilnie podjął król Stefan Batory już w roku 1578. Podczas pobytu we Lwowie, wystawił on 7 lipca 1578 r. przywilej na Akademię Wileńską, taki sam jaki posiadał Uniwersytet Krakowski, a 1 kwietnia 1579 r. wydał odpowiedni dekret, który został potwierdzony przez papieża Grzegorza XIII bullą z 29 października 1579 r. W ten sposób Uniwersytet Wileński stał się drugim po Jagiellońskim uniwersytecie ówczesnej Rzeczypospolitej.

Od pierwszych lat istnienia Akademii uprawiane w niej były: filozofia, retoryka i teologia, a w 1641 r. król Władysław IV zezwolił na otwarcie wydziałów prawa i medycyny. Dopiero w 1775 r. Józef Mickiewicz z inicjatywy kanclerza Akademii biskupa I. J. Massalskiego zorganizował pierwszą katedrę fizyki doświadczalnej i naukowy gabinet fizyczny.

\* Profesor Andrzej Hrynkiwicz był słuchaczem kompletów naukowego nauczania Uniwersytetu Wileńskiego w latach okupacji hitlerowskiej (Przyp. Red.).

Józef Mickiewicz prowadził otwarte wykłady z teorii elektryczności i meteorologii, przeprowadzał eksperymenty elektroterapeutyczne i dążył do rozpropagowania praktycznych zastosowań odkryć fizyki, co sprzyjało rozwojowi kultury technicznej na Wileńszczyźnie. Przyczynił się m. in. do spopularyzowania i do zakładania w Wilnie piorunochronów.

Po zniesieniu w 1773 r. zakonu jezuitów przez papieża Klemensa XIV, Akademia Wileńska zostaje przekształcona w Główną Szkołę Wielkiego Księstwa Litewskiego, która wspólnie ze Szkołą Główną Krakowską kierowała siecią szkół Rzeczypospolitej, zorganizowaną w jednolity system kształcenia przez Komisję Edukacji Narodowej. W Kolegium Fizycznym Wileńskiej Szkoły Głównej już wówczas polski język wykładowy zaczął wypierać łacinę, gdyż profesorowie, dążąc do propagowania utylitarnych aspektów badań naukowych, starali się aby ich otwarte wykłady były zrozumiałe dla jak najszerszego grona słuchaczy. Kładąc główny nacisk na praktyczne zastosowania fizyki, nie prowadzono prac o charakterze podstawowym. Profesorowie starali się jednak opierać wykłady na najnowszym, wynikach badań i tak np. fizyk S. Stubielewicz wykladał poglądy Lavoisiera na spalanie ciał, pomimo że w obowiązującym podręczniku zjawisko to tłumaczono jeszcze w myśl teorii flogistonu.

Po rozbiorach Polski, Szkoła Główna Wielkiego Księstwa Litewskiego została przemianowana na Wileńską Szkołę Wyższą, a w 1803 r. — na Imperatorski Uniwersytet Wileński. Utworzenie przez cara Aleksandra I tzw. Wileńskiego Okręgu Naukowego, obejmującego gubernie: wileńską, kowieńską, grodzieńską, mińską, witebską, mohylewską, kijowską, podolską i wołyńską, oddało pod zarząd Uniwersytetu Wileńskiego wszystkie szkoły tego olbrzymiego okręgu. Uniwersytet miał corocznie ok. 1500 słuchaczy na czterech wydziałach: fizyczno-matematycznym, prawno-teologicznym, medycznym i literackim wraz ze sztukami pięknymi, a opiekując się słynnym Liceum Krzemienieckim, dziewięcioma gimnazjami i 54 szkołami powiatowymi, miał wpływ na kształcenie 15–20 tysięcy młodzieży. W 1816 r. język polski został uznany jako jedyny oficjalny język Uniwersytetu.

Po upadku powstania listopadowego, 1 maja 1832 r. car Mikołaj I nakazał ministrowi oświaty zamknąć Uniwersytet Wileński, znieść Wileński Okręg Naukowy i wcielić go do Okręgu Białoruskiego. Pozostawiono w Wilnie Akademię Medyczną i Szkołę Teologiczną. Akademia Medyczna uzyskała prawo prowadzenia wykładów z niektórych nauk wydziału fizyczno-matematycznego, m. in. fizyki. Znaczna część wyposażenia i pomocy naukowych została przeniesiona do świeżo utworzonego Uniwersytetu św. Włodzimierza w Kijowie. W 1842 r. następuje kasacja Wileńskiej Akademii Medycznej, a jej bogate wyposażenie, łącznie z gabinetem fizycznym, zostaje również przekazane Kijowowi. Równocześnie Wileńska Szkoła Teologiczna została przeniesiona do Petersburga. Akademię Wileńską obciążono przy tym kosztami likwidacji i transportu zabranego jej mienia.

Chociaż w ciągu tego pierwszego, ponad 250-letniego rozdziału swej historii Uniwersytet Wileński nie może poszczycić się fizykami o światowej sławie, to w innych dziedzinach nauk, w literaturze i w sztuce wniósł wielki wkład do europejskiej kultury. W 1753 r. powstało w Wilnie Obserwatorium Astronomiczne, pierwsze w Polsce i jedno z pierwszych na świecie. Wśród wybitnych rektorów Uniwersytetu byli: Piotr Skarga — autor *Kazań Sejmowych*, teolog Jakub Wujek — autor pięknego polskiego przekładu Biblii, astronom Marcin Poczobut-Odlanicki, astronom i filozof Jan Śniadecki — odkrywca (niezależnie

od Olbersa) planetoidy Pallas i autor *Filozofii Umysłu Ludzkiego*. Na Uniwersytecie Wileńskim wykładali między innymi: poeta Maciej Sarbiewski — uwieńczony laurem poetyckim przez papieża Urbana VIII, botanik Stanisław Jundził, biolog pochodzenia niemieckiego Ludwik Bojanus — twórca pierwszej polskiej szkoły weterynarii, filolog Godfryd Groddeck, malarz Franciszek Smuglewicz, chemik i biolog Jędrzej Śniadecki — autor *Teorii Jęstestw Organicznych* i historyk Joachim Lelewel. W poczet wychowanków Uniwersytetu Wileńskiego zaliczali się: Adam Mickiewicz, Juliusz Słowacki, Józef Ignacy Kraszewski, Wincenty Pol i Ignacy Domeyko.

Po odzyskaniu niepodległości, wydany został 28 sierpnia 1919 r. dekret wskrzeszający Uniwersytet Wileński i nadający mu nazwę Uniwersytetu Stefana Batorego. Uroczyste otwarcie Uniwersytetu nastąpiło 11 października. Początkowo utworzono sześć wydziałów: humanistyczny, teologiczny, prawa i nauk społecznych, matematyczno-przyrodniczy i lekarski, a następnie (jako siódmy) — wydział rolniczy.

W budynku przy ulicy Nowogródzkiej, późniejszym Kolegium Śniadeckich, kierownicy dwóch katedr fizyki doświadczalnej: profesorowie Waław Dziewulski i Józef Patkowski zaczęli organizować Zakład Fizyczny. Niezmiernie prostymi środkami, wykonując przyrzędy na miejscu przy pomocy zdolnego mechanika, wyposażyli wkrótce Zakład w podstawowe urządzenia. W końcu pierwszego dziesięciolecia międzywojennego Zakład posiadał instalację rentgenowską, baterie akumulatorów na 120 V i 2000 V, instalację do skraplania powietrza, przetwornicę na prąd zmienny, transformator rezonancyjny, mały elektromagnes typu Du Bois, mikrofotometr samozapisujący oraz zbiór przyrządów optycznych i elektrycznych takich jak spektrografy, monochromatory, elektrometry, galwanometry itp.

W 1922 r. powstał Zakład Fizyki Teoretycznej, którego kierownictwo objął Profesor Jan Weyssenhoff, zajmujący się wówczas podstawami szczególnej i ogólnej teorii względności. Do 1926 r. Seminarium Mechaniki kierował zast. profesora dr Waław Staszewski, który następnie został dyrektorem wzorowego Liceum im. Śniadeckich, pozostającego pod patronatem USB.

W pierwszych trudnych latach pomagali profesorom w uruchamianiu pracowni dydaktycznych i naukowych, w budowie przyrządów i w prowadzeniu zajęć ze studentami asystenci Hipolit Piwnikiewicz i Jan Kadenacy. Wkrótce dołączyli do nich Jadwiga Falkowska i Henryk Niewodniczański, a następnie Piotr Bielkiewicz, Bolesław Cynk, Józef Hrynkiewicz, Eugeniusz Skorko, Wilhelm Stasiewicz, Waław Turczyński, Stefan de Walden i Irena Wasiutyńska. W 1920 r. rozpoczęły się wykłady fizyki, na które uczęszczali studenci Wydziału Matematyczno-Przyrodniczego, Wydziału Lekarskiego, Oddziału Farmaceutycznego i Studium Rolniczego. Liczba słuchaczy pierwszego roku studiów wzrosła w ciągu pierwszego dziesięciolecia ze 130 do 350. Pierwsze magisteria z fizyki uzyskali B. Cynk i J. Hrynkiewicz, a doktoraty H. Niewodniczański i A. Cukierman.

Początkowo prace badawcze Zakładu dotyczyły optyki metali. Wkrótce jednak ich zakres został rozszerzony na optykę molekularną. Wielką rolę w rozwoju prac naukowych odegrały, jak zawsze, wyjazdy zagraniczne. Profesor Patkowski spędził rok akademicki 1927/28 w Newcastle (W. Brytania), gdzie wspólnie z profesorem Curtisem opublikował pracę na temat efektu izotopowego w widmach pasmowych. Po powrocie do kraju kontynuował wraz ze swymi współpracownikami badania w dziedzinie spektroskopii molekularnej. W 1927 r. dr H. Niewodniczański wyjechał do Instytutu Fizyki w Tybindze, gdzie

pracował pod kierunkiem profesora Waltera Gerlacha nad zjawiskiem fluorescencji pary rtęci. H. Niewodniczański habilitował się w 1932 r. W tym czasie zaczął się zajmować problemem wzbronionych linii widmowych. Opracował przy tym wydajną metodę uzyskiwania emisji tych linii w mieszaninach nieznacznych ilości par metali z gazami szlachetnymi, poddanych wyładowaniom elektrycznym wysokiej częstotliwości. Przy współudziale doc. dra Jana Blatona, teoretyka, który przeniósł się w tym czasie do Wilna, dokonał jednego z największych odkryć polskiej fizyki okresu międzywojennego — a mianowicie stwierdził istnienie promieniowania magnetycznego dipolowego, przewidzianego teoretycznie przez Wojciecha Rubinowicza.

W 1934 r. H. Niewodniczański wyjechał, jako stypendysta Fundacji Rockefellera, do Cambridge, gdzie najśłynniejszym wówczas na świecie ośrodkiem fizyki jądrowej kierował Ernest Rutherford. Początkowo Niewodniczański zajmował się tam fizyką niskich temperatur, badając zmiany oporu metali w temperaturach ciekłego wodoru i helu, a następnie rozpoczął pracę w nowej dla siebie dziedzinie — fizyce jądrowej, wykonując wspólnie z C. H. Westcottem pionierskie badania absorpcji w różnych substancjach neutronów spowalnianych w temperaturach ciekłego azotu i ciekłego wodoru. Niewodniczański był zafascynowany fizyką jądrową i postanowił kontynuować badania w tej dziedzinie po powrocie do kraju. Jesienią 1935 r. otrzymał zasiłek Funduszu Kultury Narodowej i przystąpił do organizowania w Wilnie laboratorium fizyki jądrowej.

W drugiej połowie lat trzydziestych nastąpiły znaczne zmiany personalne w fizyce wileńskiej. W 1935 r. prof. J. Patkowski objął stanowisko dyrektora Departamentu w Ministerstwie Wyznań Religijnych i Oświecenia Publicznego i tylko nominalnie pozostał profesorem USB. Na jego miejsce przyjechał z Warszawy prof. Aleksander Jabłoński inicjując prace nad zagadnieniem szerokości linii widmowych. Doc. Jan Blaton został w 1936 r. dyrektorem Państwowego Instytutu Meteorologicznego w Warszawie. W 1937 r. prof. Jan Weyssenhoff przeszedł do Uniwersytetu Jagiellońskiego na katedrę po zmarłym Władysławie Natansonie, a kierownictwo Zakładu Fizyki Teoretycznej USB objął prof. Szczepan Szczeniowski, znany na świecie z prac nad dyfrakcją elektronów. Doc. H. Niewodniczański został w 1937 r. powołany na Katedrę Fizyki Doświadczalnej Uniwersytetu Poznańskiego. W sierpniu 1938 r. zmarł prof. Waław Dziewulski i do czasu powrotu do Wilna prof. H. Niewodniczańskiego w 1939 r., kuratorem Zakładu Fizyki Doświadczalnej był prof. Sz. Szczeniowski. W ciągu drugiego dziesięciolecia międzywojennego prace eksperymentalne w wileńskim ośrodku fizyki rozpoczęli młodzi wychowankowie USB: Kazimierz Antonowicz, Ludwik Dąbrowski, Aleksander Dmochowski, Aleksander Garnysz, Donat Jasiński, Eugeniusz Jurkiewicz, Henryk Horodniczy, Wsiewołod Kulbicki, Zdzisław Małkowski i Włodzimierz Mościcki. W Zakładzie Fizyki Teoretycznej zaczęli pracować Józef Lubański i Andrzej Sinica.

Wileński ośrodek fizyczny obok prac dydaktycznych i naukowych prowadził szeroką działalność wydawniczą. Profesorowie wileńscy: Dziewulski, Patkowski, Staszewski, Szczeniowski i Weyssenhoff podjęli wznowienie fundamentalnego podręcznika fizyki Augusta Witkowskiego. Wyszedł pierwszy tom i rozpoczął się druk drugiego tomu, przerwany wybuchem wojny. Prof. Szczeniowski był redaktorem naczelnym *Acta Physica Polonica*, a prof. Staszewski, wspólnie z Aleksandrem Dmochowskim, redagował czasopismo dla nauczycieli *Fizyka i Chemia w Szkole*.

W 1938 r. odbył się w Wilnie IX Zjazd Fizyków Polskich <sup>1</sup>.

W 1939 r., po wybuchu wojny i przekazaniu przez Związek Radziecki Wilna Litwie, Uniwersytet Wileński stał się Uniwersytetem Księcia Witolda, a wszystkie katedry zostały przejęte przez profesorów kowieńskich. Dawni profesorowie USB w początkowym okresie wojny otrzymywali za zgodą rządu Litwy pewną pomoc finansową od Fundacji Kościuszkowskiej. Inwazja hitlerowska na Związek Radziecki przerwała na cztery lata działalność Uniwersytetu Wileńskiego. Profesorowie H. Niewodniczański i Sz. Szczeniowski pozostali w Wilnie i włączyli się w akcję tajnego nauczania. Słuchaczami kompletów tajnego nauczania fizyki USB byli między innymi Andrzej Hryniewicz i Danuta Kunisz, obecnie profesorowie Uniwersytetu Jagiellońskiego.

13 lipca 1944 r. Armia Czerwona oswojodziła Wilno. Miasto było bardzo zniszczone, ale natychmiast podjęto odbudowę Uniwersytetu. Już na jesieni 1944 r. na Uniwersytet zapisało się ok. 1000 studentów. Do 1955 r. działał równocześnie Uniwersytet w Kownie, z którego następnie powstały Instytuty Politechniczny i Medyczny. Państwowemu Uniwersytetowi Wileńskiemu nadano imię Vincasa Kapsukasa — pisarza i historyka kultury, który w latach 1918/19 był przewodniczącym rządu Radzieckiej Litwy. W 1971 r. Prezydium Rady Najwyższej ZSRR odznaczyło Uniwersytet Wileński Orderem Czerwonego Sztandaru Pracy. Obecnie Uniwersytet liczy na dziennych kursach prawie 9000 studentów. Utworzono 13 wydziałów, w tym Wydział Fizyki z sześcioma katedrami: Radiofizyki, Elektroniki Ciała Stałego, Fizyki Teoretycznej, Fizyki Półprzewodników, Astronomii i Elektroniki Kwantowej oraz Fizyki Ogólnej i Spektroskopii.

Prace naukowe fizyków wileńskich poświęcone są przede wszystkim spektroskopii różnych długości fal. Prof. H. Horodničius, uczeń prof. J. Patkowskiego, wniósł poważny wkład w doświadczalną spektroskopię atomową. Wraz z drem A. Misiukasem-Misiūnasem i uczniami V. Norkūnasem i A. Valūzisek wykonał on szereg prac na temat konturów i szerokości linii widmowych. Prof. A. Jucys ze swymi uczniami A. Bandzaitisem, V. Šugurovasem, A. Bolotinasem i Z. Rudzikasem rozwinął nowe metody teoretyczne obliczeń widm atomów wieloelektronowych. Obecnie prof. A. Bandzaitis kieruje Katedrą Fizyki Teoretycznej, kontynuując prace nad teoretycznymi aspektami zarówno spektroskopii atomowej, jak i molekularnej.

Pod kierunkiem dra H. Jonaitisa prowadzone są prace nad widmami drobin organicznych, a w szczególności witamin. W pracach tych biorą udział doktorzy: A. Kazlauskienė, B. Kriščiūnienė, E. Žurauskienė i G. Misiūnas. Katedra Fizyki Ogólnej i Spektroskopii, w której skoncentrowane są prace eksperymentalne ze spektroskopii molekularnej, jest bardzo dobrze wyposażona w aparaturę pomiarową, co pozwala prowadzić badania w zakresie spektroskopii podczerwieni i ultrafioletu, spektroskopii ramanowskiej i luminescencyjnej oraz w dziedzinie magnetycznego rezonansu jądrowego.

W Katedrze Astronomii i Elektroniki Kwantowej doktorzy A. Pisarskas, A. Stabinis i G. Dikčius kierują pracami w zakresie spektroskopii laserowej. Pod kierunkiem dra J. Vaitkusa w Katedrze Fizyki Półprzewodników prowadzone są badania nieliniowych zjawisk optycznych w półprzewodnikach, a dr A. Kriščiūnas bada półprzewodniki organiczne w Katedrze Elektroniki Ciała Stałego.

<sup>1</sup> Patrz artykuł Z. Mizgier, *Postępy Fizyki* 29, 67 (1978).

Istnieje bliska współpraca między fizykami Uniwersytetu Wileńskiego a fizykami polskimi. Zawarta między Uniwersytetem Jagiellońskim a Uniwersytetem Wileńskim umowa o współpracy umożliwiła stały kontakt roboczy fizyków obu tych uczelni oraz prowadzenie przez nich wspólnych prac badawczych. Owocna jest także umowa o wymianie studentów między Uniwersytetem Wileńskim a Uniwersytetem Marii Curie-Skłodowskiej w Lublinie. Również fizycy innych polskich ośrodków uniwersyteckich składają wzajemne wizyty i odbywają konsultacje z fizykami wileńskimi.

Przy opracowaniu niniejszego artykułu autor korzystał m. in. z następujących źródeł:

1. *Księga Pamiątkowa ku uczczeniu CCCL rocznicy założenia i X wskrzeszenia Uniwersytetu Wileńskiego*, t. I i II, wydanie zbiorowe USB, Wilno 1929.
2. Jan Ciechanowicz, *Kartki z historii Uniwersytetu Wileńskiego w 400-lecie istnienia*, *Życie Literackie*, Kraków 19 i 26. 02. 1978.
3. *Kalendarzyk Polityczny na rok 1816 dla Wydziału Uniwersytetu Imperatorskiego Wileńskiego*; w Wilnie, nakładem i drukiem Iózefa Zawadzkiego, Tegoż Uniw. Typog.
4. Wilhelmina Iwanowska, *Uniwersytet Stefana Batorego w latach 1919-1939 i jego dziedzictwo dzisiaj. Nauki matematyczno-fizyczne* (przygotowane do druku).
5. L. L. Kimtys, *Spectroscopy at Vilnius. The Oldest University in the Soviet Union*, *European Spectroscopy News*, No 23, 29 (1979).

# ZAGADNIENIA DYDAKTYKI FIZYKI W SZKOŁACH WYŻSZYCH

*Jerzy Słaby*

Instytut Fizyki Doświadczalnej UW  
Warszawa

## Hologramy tęczne

### Rainbow Holograms

*Abstract:* It is quite reasonable to demonstrate holograms during a lecture on diffraction and interference of light. So-called rainbow holograms are the most suitable for that purpose. A simple method that gives effective white-light reconstructed holograms of this type is presented. More advanced students can prepare the holograms by themselves.

Na wykładzie ze wstępu do fizyki prowadzonym na Uniwersytecie Warszawskim dla pierwszego i drugiego roku studenci zapoznawani są ze zjawiskami interferencji i dyfrakcji światła. Dzięki dostępności laserów helowo-neonowych bardzo łatwo jest przeprowadzić pokaz fundamentalnych zjawisk interferencji od dwóch źródeł punktowych, ugięcia na otworze kołowym, okrągłej przesłonie lub krawędzi. Doświadczenia wymienione powyżej wykonane zostały po raz pierwszy w początkowych latach XIX wieku, trudno byłoby jednak ograniczyć się do twierdzenia, że należą wyłącznie do historii fizyki. Związane są one z pewnym sposobem traktowania światła, który w ogólnych rysach wyjaśnia wszystkie zjawiska związane z rozprzestrzenianiem fali świetlnej. Falowa teoria światła szczególnie przydatna jest do analizy procesu powstawania obrazu w odwzorowującym układzie optycznym. Typowym przykładem może być pochodzący od Abbego opis tworzenia obrazu w mikroskopie przy koherentnym oświetleniu przedmiotu. Współcześnie wyobrażenie o falowej naturze światła wykorzystane zostało do sformułowania holograficznej zasady uzyskiwania obrazu. Naturalną konsekwencją tego faktu jest ilustrowanie rozważań dotyczących interferencji i dyfrakcji światła także pokazem hologramów. Oczywiście nie ma sensu pokazywanie na wykładzie zapisu hologramu. Wobec najczęściej demonstrowanych hologramów można jednakże wysunąć wiele zastrzeżeń. W zasadzie ilustrowana jest tylko jedna własność procesu holograficznego, fakt, że uzyskany obraz wykazuje paralaksę.



Z reguły hologramy figur szachowych, samochodzików, czy bardziej rozbudowanych scen tego typu nie są nawet modelami rzeczywistych zastosowań. Wyłączyć należy może przypadki, kiedy pokazuje się interferogramy. W takiej sytuacji należy sądzić, że najbardziej celowe jest stworzenie zainteresowanym studentom okazji zapoznania się z holografia na II pracowni fizycznej. Przybliży to problematykę tej dziedziny wiedzy, a zetknięcie się z praktyką unaoczní możliwości i ograniczenia holograficznej metody uzyskiwania obrazu. Byłoby pożądane, aby wykonywany eksperyment pokazywał jedno ze współczesnych zastosowań holografii. Otrzymane hologramy mogłyby służyć do pokazów na wykładzie ze wstępu do fizyki.

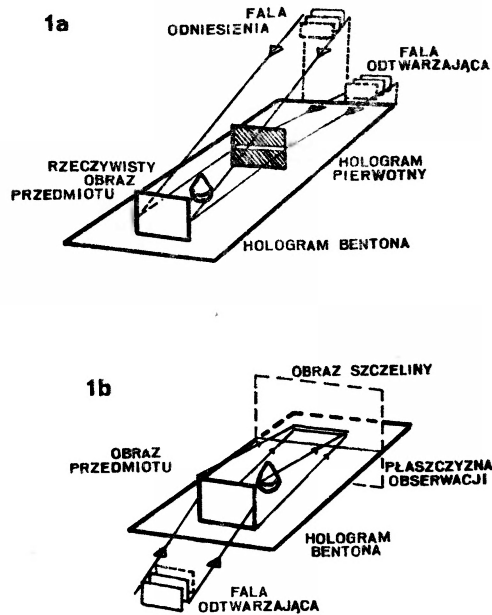
Wymienionym potulatam najbardziej odpowiada tak zwany hologram tęczyowy [1], znany również w literaturze pod nazwą hologramu Bentona. Chciałbym zaprezentować stosunkowo najprostszy układ, w jakim można dokonać zapisu hologramu Bentona.

### 1. Hologramy Bentona.

Łatwość otrzymywania obrazu trójwymiarowego sprawiła, że technikę holograficzną bardzo wcześnie wykorzystywano zaczęto do celów projekcyjnych, do uzyskiwania przestrzennych obrazów głębokich scen. Wraz ze wzrostem osiąganych mocy laserów i ze wzrostem drogi spójności ich promieniowania stało się możliwe rejestrowanie fal pochodzących od coraz bardziej rozległych obiektów. Holografia pozostawała jednak wyłącznie techniką laboratoryjną ponieważ przeszkodą w jej powszechnym zastosowaniu była między innymi konieczność odtwarzania hologramów za pomocą światła laserowego. Znanym sposobem ominięcia tej trudności jest na przykład posługiwanie się hologramami objętościowymi. Selektowność chromatyczna i kierunkowa wymuszona jest wtedy przez warunki Bragga. Opracowane zostały również specyficzne i swoiste techniki odtwarzania hologramów płaskich światłem quasi-spójnym (na przykład z lampy rtęciowej), a nawet całkowicie niespójnym. Jedną z mniej konwencjonalnych metod zaproponował w roku 1969 Stephen Benton [2]. Jego idea sprowadza się do wykonania hologramu z hologramu. W pierwszym etapie rejestruje się klasyczny hologram. Odwzorowana z niego fala ugięta dająca obraz rzeczywisty służy jako fala przedmiotowa do zapisu drugiego hologramu. Pierwotny hologram jest wtedy przesłonięty wąską szczeliną (rys. 1 a) równoległą do kierunku tworzących się na drugim prążków interferencyjnych. Podczas rekonstrukcji powstaje pomiędzy hologramem a obserwatorem rzeczywisty obraz szczeliny maskującej (rys. 1 b). Obserwator umieszczający oczy w miejscu gdzie powstał obraz szczeliny zobaczy całą zarejestrowaną scenę.

Zmiana długości fali odtwarzającej powoduje, że obraz szczeliny wypadnie na innej wysokości. Jeżeli nawet kilka fal o różnych długościach oświetla hologram jednocześnie, to obrazy szczelin są rozdzielone i obserwator będzie widział ostry obraz zapisanego przedmiotu dawany przez jedną tylko z fal rekonstruujących. Przesunięcie oka w kierunku równoległym do szczeliny pozwala zaobserwować zwykły efekt paralaksy. Zmiana położenia oka w kierunku prostopadłym daje zmianę obserwowanego zabarwienia obrazu. Dostrzeżenie obrazu, ze względu na mały kąt widzenia, wymaga nieco wysiłku, jeśli odtworzenie dokonywane jest światłem spójnym. Nie stanowi problemu odnalezienie obrazu, jeżeli

używa się promieniowania o szerokim widmie. Podkreślić należy, że dużo większa część światła białego padającego na hologram Bentona tworzy obraz, niż ma to miejsce w przypadku hologramu objętościowego identycznej sceny, hologramu będącego selektywnym filtrem. Jest to istotny argument przemawiający na korzyść hologramów Bentona, gdy porównuje się je z hologramami objętościowymi z punktu widzenia przydatności do celów projekcyjnych. Ceną, jaką płaci się za łatwość odtworzenia obrazu przy użyciu



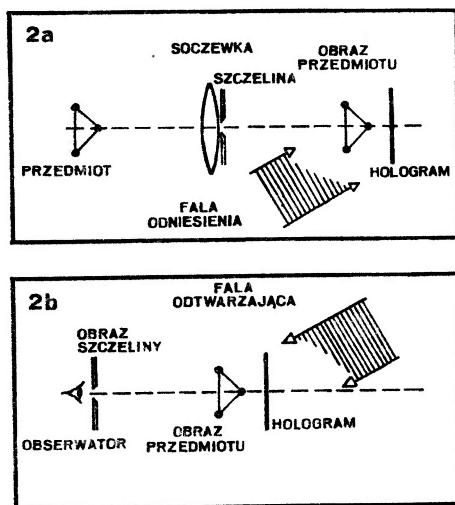
Rys. 1. Schemat a) zapisu i b) odtworzenia hologramu Bentona

ogólnie dostępnych źródeł światła, jest brak paralaksy w jednym kierunku. Wynika to z wykorzystania do zapisu hologramu Bentona jedynie wąskiego paska hologramu pierwotnego. Z reguły hologram Bentona ustawia się tak, by odtworzony obraz szczeliny maskującej poprzednio hologram pierwotny był poziomy. Brak paralaksy pionowej nie ma więc większego znaczenia w przypadku normalnie stojącego obserwatora. Wiadomo zresztą z fizjologii widzenia, że paralaksa pionowa jest zbędna w procesie postrzegania przestrzeni. Brak paralaksy zupełnie nie będzie miał znaczenia, jeśli zapisywany przedmiot jest płaskim przezroczem.

Zakres zastosowań holografii jest znacznie szerszy niż sama ilustracja zasady uzyskiwania obrazu. W ostatnim roku pojawiły się liczne prace analizujące szczegółowo własności hologramów Bentona i wskazujące możliwości ich wykorzystania w praktyce. W wielu przypadkach celowe jest użycie uproszczonej jednostopniowej metody zapisu hologramu będącej naturalnym uogólnieniem pomysłu Bentona [3]. Jedynym jej brakiem jest to, że nawet w wersji dającej obraz ortoskopowy niezbyt nadaje się do projekcji rozległych scen. Występują wtedy pewne trudności techniczne. Ideę metody przedstawia rysunek 2.

Okazuje się, że można uzyskać wierne obrazy wielokolorowych scen używając fal

o trzech różnych długościach do zapisu i odtwarzając otrzymany płaski hologram światłem białym [4]. W pewnych sytuacjach do zapisu barwnej sceny wystarczy użyć fali o jednej tylko długości [5]. Jednostopniowy hologram Bentona zastosowany w interferometrii holograficznej daje zwiększenie zdolności rozdzielczej przez wyeliminowanie plamek obrazu, które występują przy odtworzeniu koherentnym [6]. Opracowana została również zasada długotrwałego przechowywania kolorowych filmów [7]. Jak wiadomo, organiczne barwniki stosowane w kolorowej fotografii stosunkowo szybko starzeją się powodując



Rys. 2. a) zapis i b) odtworzenie jednostopniowego hologramu Bentona w układzie, w którym otrzymuje się obraz pseudoskopowy

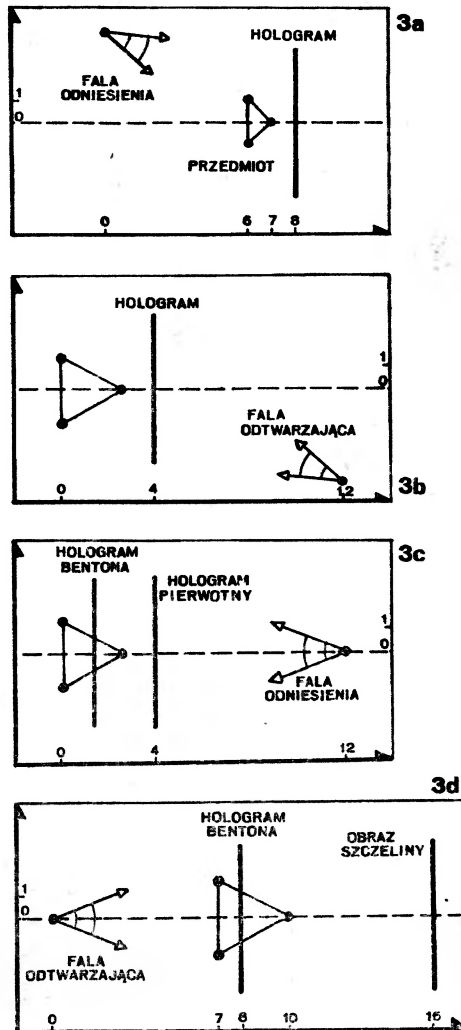
blaknięcie obrazu oraz niedopuszczalne w pewnych zastosowaniach zmiany barw. Istniejące dotychczas metody wymagały niezwykle starannie zestrojonego układu do odtworzenia obrazu z trzech czarno-białych kopii, bądź też trzech laserów, jeśli dla oszczędności miejsca przechowywany film został zapisany w postaci hologramów Fouriera [8, 9]. W metodzie wykorzystującej hologramy tęcze na każdej, czarno-białej klatce filmu holograficznego zapisuje się jedno kolorowe przezrocze. Stosowany układ podobny jest do przedstawionego na rysunku 2a. Barwny film prześwietlany jest wiązką pochodzącą z trzech laserów emitujących fale o różnych długościach. Wiązka odniesienia jest również sumą trzech fal pochodzących z tych samych źródeł. Odtworzenie następuje światłem białym, w razie potrzeby można skopiować uzyskany obraz na świeży barwny materiał fotograficzny. Prostota metody sprawia, że hologramy Bentona mogą być przydatne do trwałego przechowywania kolorowych przezroczy nawet w warunkach amatorskich.

## 2. Wykonanie hologramów Bentona.

Kilka najprostszych wariantów układu zostało sprawdzonych praktycznie w Zakładzie Optyki IFD UW przez studentów odbywających ćwiczenia w ramach pracowni specjalistycznej. Osiągnięte wyniki wykazały, że układ ten, złożony z łatwo dostępnych elementów,

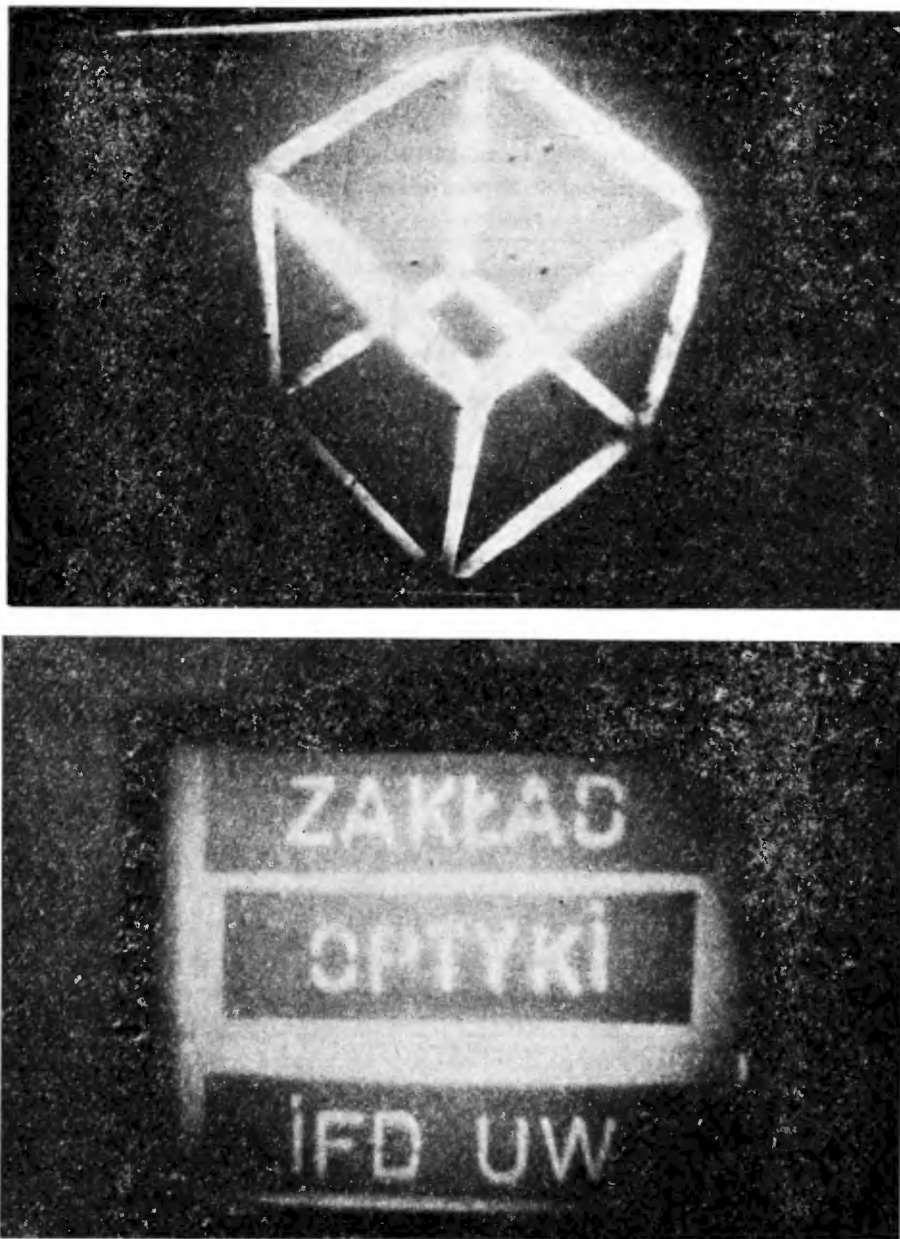
jest w pełni przydatny do wykonania wydajnych hologramów pokazowych. Szczególnie należy podkreślić fakt, że proponowane ćwiczenie daje studentom wyobrażenie nie tylko o zasadach holografii, lecz również o jednym z jej zastosowań.

Istnieje kilka sposobów otrzymania z hologramu Bentona wiernego obrazu. Będzie on taki, jeśli wszystkie fale odniesienia i rekonstruujące obraz są płaskie (rys. 1). Trzeba pamiętać, że użytkownik, dla którego technika hologramów tęczyowych została opracowana,



Rys. 3. Schemat otrzymania obrazu z hologramu Bentona z wyłącznym wykorzystaniem rozbieżnych fal sferycznych: a — zapis hologramu pierwotnego, b — odtworzenie hologramu pierwotnego, c — zapis hologramu Bentona (b, c — jednocześnie), d — odtworzenie hologramu Bentona

może czasem dysponować jedynie rozbieżną wiązką światła, na przykład z rzutnika. Użytkany przez niego obraz będzie nie zniekształcony tylko wtedy, gdy wiązka odniesienia użyta do zapisu hologramu (rys. 1b) jest zbieżna. Uzyskanie płaskiej lub zbieżnej fali



Rys. 4. Zdjęcia odtworzeń uzyskanych z hologramów Bentona światłem białym

sferycznej o rozmiarze czoła porównywalnym z wielkością powszechnie stosowanych w holografii płyt fotograficznych ( $9 \times 12$  cm) jest dosyć trudne. Z tego względu zastosowane zostały dwie metody zapisu hologramów. W pierwszej fala płaska pochodziła z lunety ZHL-LL wchodzącej w skład zestawu holograficznego produkcji PZO. Efektywna średnica wiązki była większa niż 6 cm. W drugim przypadku wszystkie fale były rozbieżnymi

falami sferycznymi o promieniach krzywizn na hologramie 80–100 cm, uzyskane zostały z wiązki laserowej przechodzącej przez obiektyw mikroskopowy z umieszczonym w ognisku małym otworkiem — są to także elementy zestawu holograficznego. Rysunek 3 ilustruje konfigurację wykorzystanego układu oraz zniekształcenie otrzymywanego obrazu. Na każdej osi jednostka odpowiada długości 20 cm.

Zapis hologramów wykonany został za pomocą lasera helowo-neonowego o mocy około 20 mW. W przypadku przedmiotu odbijającego dyfuzyjnie umieszczonego w odległości 20 cm od płyty fotograficznej wymagany czas ekspozycji hologramu pierwotnego wynosił dwie minuty. Naświetlenie hologramu Bentona trwało 5 minut, gdy hologram pierwotny maskowany był szczeliną o szerokości 2 mm. Ten czas można stosunkowo łatwo zmniejszyć. Odbielenie hologramu pierwotnego według metody opisanej w [10] daje mniej więcej dwukrotne zwiększenie jego wydajności. Maksymalnie przybliżając obraz odtworzony z hologramu pierwotnego do płyty, na której zapisuje się hologram Bentona, otrzymaliśmy wyraźne odtworzenia z hologramów zarejestrowanych ze szczeliną o szerokości 4 mm. Znacznie wydajniejszy hologram pierwotny można uzyskać, jeśli zapisywany przedmiot jest przezroczym. Naświetlenie hologramu pierwotnego trwało w naszych warunkach około 1 sekundy, czas naświetlania hologramu Bentona był mniejszy od 1 minuty. Litery tekstu znajdujące się na matówce odległe były od hologramu o około 20 cm.

Gdyby okazało się, że stabilność posiadanego stanowiska nie jest duża, najmniejszy czas rejestracji może być osiągnięty przy zapisywaniu przezrocza w jednostopniowym układzie przedstawionym na rysunku 2.

Opisane tu hologramy Bentona przekazane zostały do wykorzystania na sali wykładowej IFD Uniwersytetu Warszawskiego. Załączone zdjęcia ilustrują jakość odtworzeń otrzymywanych światłem białym.

#### Literatura

- [1] E. N. Leith, *Sci. Am.* **235** (4), 80 (1976).
- [2] S. A. Benton, *J. Opt. Soc. Am.* **59**, 1545A (1969).
- [3] H. Chen, F. T. S. Yu, *Opt. Lett.* **2**, 81 (1978).
- [4] P. Hariharan, W. H. Steel, Z. S. Hegedus, *Opt. Lett.* **1**, 8 (1977).
- [5] P. N. Tamura, *Appl. Opt.* **17**, 2532 (1978).
- [6] F. T. S. Yu, A. Thai, H. Chen, *Appl. Opt.* **18**, 212 (1979).
- [7] F. T. S. Yu, A. Thai, H. Chen, *Opt. Commun.* **27**, 307 (1978).
- [8] C. S. Ih, *Appl. Opt.* **14**, 438 (1975).
- [9] C. S. Ih, *Appl. Opt.* **17**, 1059 (1978).
- [10] N. J. Phillips, D. Porter, *J. Phys. E, Sci. Instr.* **9**, 631 (1976).

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

## Konferencja optyczna w Bad Harzburg

Jednym z naczelných postanowień powołanego do życia w 1977 r. Europejskiego Komitetu Optycznego (EOC) jest organizowanie dorocznych ogólnoeuropejskich konferencji optycznych. Pierwsza z nich odbyła się w dniach od 5 do 9 czerwca 1979 r. w Bad Harzburg (RFN). Bezpośrednim jej organizatorem było Niemieckie Towarzystwo Optyki Stosowanej (DGaO). Komitetowi organizacyjnemu przewodniczył K. J. Rosenbruch, profesor Federalnego Instytutu Fizyki Technicznej w Brunzwicku. Konferencja w swym charakterze nie odbiegała znacznie od dorocznych sympozjów DGaO, zresztą integralnie połączona była z 80-ym sympozjum tego towarzystwa. Oficjalnie nazwano ją: „80.Tagung der DGaO/1979 European Optics Conference”.

Ogółem w konferencji wzięło udział około 250 osób, w tym 25% przypadło na kraje spoza RFN (z Polski 5 osób). Wygłoszono 13 referatów plenarnych oraz 170 komunikatów naukowych. Czynna również była sesja plakatowa, która objęła 15 komunikatów naukowych i 10 informacji o stanie optyki w krajach należących do EOC. Obrady odbywały się równolegle w dwóch salach konferencyjnych nowoczesnego domu zdrojowego. Podział komunikatów naukowych na kolejne sesje i obie sale konferencyjne nie był jednakże w pełni trafny, gdyż zdarzało się, że w jednej i drugiej sali równocześnie referowano prace na ten sam lub zbliżony temat.

Naczelnym tematem konferencji miały być mikroprocesory i ich zastosowanie w optyce. Z góry dopuszczono jednakże do zaprezentowania wszelkie inne prace, tematycznie mieszczące się w szeroko pojętej optyce stosowanej. W rezultacie, poza głównym tematem, konferencja objęła następujące działy optyki: obróbkę i rozpoznawanie obrazów, optyczne magazynowanie informacji, optykę planarną (scaloną) i włóknową, holografię, interferometrię klasyczną, holograficzną i plamkową, warstwy fotograficzne i inne materiały światłoczułe, optykę rentgenowską i tomografię, optykę fizjologiczną, optykę geometryczną i instrumentalną, ocenę jakości odwzorowania i technologię optyczną.

Nie sposób jest tu omówić całość tematyki objętej konferencją. Zwrócona więc będzie uwaga tylko na te referaty plenarne i komunikaty, które wyraźnie wnoszą coś nowego do kierunków rozwoju optyki i jej nowych zastosowań praktycznych.

Jeśli chodzi o główny temat konferencji, czyli zastosowania mikroprocesorów w optyce, to można powiedzieć, iż w ogólności obejmował elektronizację i komputeryzację instrumentów optycznych, szczególnie z zastosowaniem minikomputerów i zminiaturyzowanych systemów obróbki (zwłaszcza cyfrowej) obrazów i sygnałów optycznych. Zasadniczy referat (plenarny) na ten temat wygłosił R. Grosskopf, dyrektor do spraw postępu i rozwoju technicznego firmy Opton Oberkochen. Wskazał na szereg problemów technicznych i naukowych towarzyszących zastosowaniu mikroprocesorów w optyce instrumentalnej. Między innymi są to: zawartość informacji przetwarzanych w jednostce czasu, liczba parametrów podlegających obróbce, zdolność do ich równoległej obróbki, pogłębiona łatwość rozpoznawania zawartości informacyjnej, magazynowanie informacji i — co jest chyba najważniejsze, jeśli chodzi o zasięg komputeryzacji instrumentów optycznych — koszty, a więc opłacalność ekonomiczna budowy i produkcji aparatury optycznej wyposażonej w mikroprocesory, w której układ optyczny i system elektroniczno-komputerowy stanowią wzajemnie nierozdzielalną całość. Właśnie względy ekonomiczne oraz to, że mikroprocesory są stosunkowo młodymi systemami w technice komputerowej, sprawiają, iż ich zastosowanie w optyce instrumentalnej nie jest

obecnie jeszcze zbyt rozległe. Będzie ono jednak z roku na rok systematycznie wzrastało, wyznaczając bez wątpienia jeden z głównych kierunków rozwojowych optyki instrumentalnej. Już teraz można przytoczyć szereg przykładów skutecznego zastosowania mikroprocesorów w instrumentach optycznych, uchodzących do niedawna za typowo obserwacyjne (mikroskopy przeznaczone do automatycznej analizy obrazu preparatów biologicznych i próbek metalograficznych, przyrządy geodezyjne). R. Grosskopf wskazał na kilka tego rodzaju instrumentów produkowanych przez firmę Opton Oberkochen.

Komunikaty naukowe zgrupowane w sesji poświęconej zastosowaniu mikroprocesorów w optyce traktowały między innymi o skomputeryzowanym urządzeniu interferencyjno-spektrometrycznym do pomiaru grubości (w zakresie od 10 do 10 000 nm) cienkich warstw przezroczystych, wyposażeniu samolotu w skomputeryzowany system optyczno-elektroniczny do sporządzania map terenu w świetle podczerwonym, iteracyjno-binarnym przekształceniu obrazu w automatycznym analizatorze mikroskopowym TAS firmy E. Leitz Wetzlar, integralnie sprzężonym z mikroprocesorem LSI-11, oraz o interferometrze plamkowym wyposażonym w mikroprocesor umożliwiający automatyczne analizowanie prążków interferencyjnych Younga (plamkowych) przy badaniu przemieszczeń obiektu w płaszczyźnie stycznej do jego powierzchni.

W ścisłym związku z tą sesją pozostawały 3 sesje poświęcone obróbce i rozpoznawaniu obrazów. Objęły one 25 komunikatów i 1 referat plenarny. Ten ostatni, wygłoszony przez B. Jouffrey'a (Laboratorium Optyki Elektronowej, CNRS, Tuluza), dotyczył cyfrowej i analogowej obróbki obrazów elektronomikroskopowych oraz poprawy ich jakości i rozdzielczości przez filtrowanie energetyczne (elektronów) i filtrację fourierowską (częstości przestrzennych). Natomiast komunikaty traktowały o analizie (głównie automatycznej) rozmaitych obrazów (mikroskopowych, holograficznych, fotograficznych, rentgenowskich, ...), obróbce ilościowej interferogramów holograficznych, korelatorach optycznych, dyfraktometrach fourierowskich, topogramach realizowanych za pomocą prążków mory, ujemnym aktywnym sprzężeniu zwrotnym optyczno-telewizyjnym oraz niektórych istotnych problemach technicznych związanych z automatyczną obróbką obrazów optycznych (zwłaszcza mikroskopowych). Spośród tych problemów należy dla przykładu wymienić automatyczne ogniskowanie mikroskopu. Interesujące rozwiązanie takiego ogniskowania zaproponowali C. Dähne i F. Lanzl (Instytut Fizyki Stosowanej Uniwersytetu w Hamburgu). Charakteryzuje się ono tym, że ogniskowaniem steruje komputer dokonujący bardzo szybkiej analizy zdigitalizowanego (cyfrowego) obrazu badanego preparatu. Kryteriami optymalnego zogniskowania są: zawartość strukturalna i entropia własna obrazu. System ten został sprawdzony doświadczalnie i uzyskano dokładność (czułość) zogniskowania  $0,1 \mu\text{m}$  w zakresie  $40 \mu\text{m}$ .

F. Lanzl i współpr. przedstawili ponadto dwie inne nader użyteczne prace. Rezultatem jednej z nich jest udoskonalenie holograficzno-interferometrycznej metody określania przemieszczeń w płaszczyźnie stycznej do powierzchni deformowanego obiektu. Metoda (znana od 10 lat) polega na stosowaniu dwóch fal świetlnych, tworzących dwie rodziny prążków interferencyjnych. W wyniku ich superpozycji powstają słabo kontrastowe prążki mory, zdające sprawę z przemieszczeń powierzchniowych obiektu. Autorzy stosując elektroniczną obróbkę obrazu holograficzno-interferencyjnego zdołali z niego całkowicie usunąć prążki interferencyjne odpowiadające przesunięciom normalnym do powierzchni obiektu, pozostawiając tylko dobrze skonstrastowane prążki mory wyznaczające miejsca o takich samych przemieszczeniach powierzchniowych.

Druga z wymienionych prac dotyczyła pomiaru w czasie rzeczywistym topografii obiektów przestrzennych z zastosowaniem mory, realizowanej przez superpozycję periodycznej siatki liniowej rzutowanej optycznie na badany obiekt i siatki wytwarzanej elektronicznie. Obraz mory jest obserwowany za pomocą kolorowej kamery telewizyjnej i jeśli liniowa siatka jest rzutowana światłem dwubarwnym, to przez odpowiednią kombinację sygnałów telewizyjnych można z topogramów (mapy poziomicowej) wyeliminować obraz rzutowanej siatki oraz odróżnić wzniesienia powierzchniowe obiektu od dolin. Metodę tę zastosowano między innymi do medycznej diagnostyki skoliozy (bocznego skrzywienia kręgosłupa człowieka).

Z tego działu tematycznego warto jeszcze wyróżnić pracę H. Böhma i G. Weigelta (Instytut Fizyki Uniwersytetu w Erlangen), dotyczącą pomiaru ruchliwości bakterii pod wpływem różnych chemikaliów. Zaproponowana metoda jest nadzwyczaj prosta i polega na mierzeniu w świetle spójnym wartości wzajemnej korelacji dwóch sąsiadujących obrazów mikroskopowych zarejestrowanych na filmie fotograficznym i wstawionych do optycznego korelatora.



Ważnym zagadnieniem jest w ogólności dla obróbki obrazów magazynowanie i odtwarzanie informacji. Zagadnieniu temu poświęcona była jedna sesja, poprzedzona referatem plenarnym na temat audio- i wideodysków optycznych (autorzy: G. Bouwhuis i J. J. M. Braat z firmy Philipsa, Eindhoven). W referacie tym znalazł się, wśród ogólnie znanych już faktów, nader interesujący szczegół techniczny dotyczący konstrukcji obiektywu całkowicie wolnego od aberracji (ograniczonego tylko dyfrakcyjnie), przeznaczonego do odtwarzania wiązki laserową dźwięku i obrazu z wideodysków. Z referatem tym ściśle wiązał się komunikat teoretyczny H. H. Hopkinsa (Uniwersytet w Reading, Anglia), traktujący o laserowym układzie optycznym do odczytywania informacji audiowizualnej z wideodysków odbiciowych. Światło zogniskowane przez obiektyw na ścieżce zapisu wideodysku odbija się i rozprasza wstecz i w różnym stopniu jest przejmowane, jako sygnał odtwarzania informacji, przez ten sam obiektyw. Elementami zapisu informacji audiowizualnej są wgłębienia (dołki) o odpowiednio zmodulowanej długości i wzajemnej odległości, rozmieszczone na powierzchni dysku wzdłuż linii spiralnej. Stosując teorię dyfrakcyjną, H. H. Hopkins przeanalizował ilościowo wpływ błędu zogniskowania i aberracji obiektywu na sygnał odczytowy oraz wyprowadził wzory na wielkość przesłuchu (cross-talk) między sąsiednimi ścieżkami zapisu i wzory na intermodulację między dwoma zbiorami częstości w sygnale odczytowym, wynikającymi odpowiednio z odległości między wgłębieniami i z długości wgłębień ścieżki zapisu informacji audiowizualnej.

Spośród pozostałych komunikatów tej sesji na uwagę zasługiwał komunikat B. Brauneckera (Uniwersytet w Essen) i R. V. Pole'a (IBM, San Jose, USA), dotyczący fotochemicznej metody magazynowania informacji. U jej podstaw tkwi fakt, iż niektóre cząsteczki organiczne pochłaniają w niskiej temperaturze (2 K) światło z bardzo wąskiego przedziału spektralnego. Zależnie od orientacji cząsteczek w kryształcie macierzystym, jego linie absorpcyjne przesuwają się tak, że wspomniany przedział absorpcyjny zawęża się  $10^3$ – $10^4$  razy. Naświetlając kryształ monochromatycznym światłem laserowym o częstości  $\nu_0$ , uzyskuje się aktywację tylko tych cząsteczek, które znajdują się w stanie rezonansowym wobec częstości  $\nu_0$ . W pasmie absorpcji zostaje więc jakby wypalona dziura, stanowiąca element zapisu informacji promieniowaniem świetlnym w danej chwili monochromatycznym, lecz o zmieniającej się w czasie częstości. Zjawisko to zezwala na magazynowanie  $10^3$ – $10^4$  bitów informacji w tym samym miejscu kryształu. W zrealizowanym eksperymencie autorzy stosowali zarówno bezpośredni, jak i holograficzny zapis informacji bitowej.

Zagadnienia obróbki informacji występowały również w sesji poświęconej optyce scalonej (planarnej) i włóknowej. Zasadniczy referat plenarny, inauguracyjny tę sesję, nosił bowiem tytuł: „Obróbka sygnałów w dwuwymiarowej optyce”. Referat ten został wygłoszony przez panią V. Russo Checcacci (Instytut Fal Elektromagnetycznych, Florencja). W swej głównej części traktował o analizie jednowymiarowych sygnałów optycznych za pomocą cienkowarstwowego dyfraktometru fourierowskiego, w którym jedną z podstawowych funkcji spełniają soczewki geodezyjne (cienkowarstwowe). Znane dotychczas tego rodzaju soczewki mają tę wadę, że w zastosowaniu do transformacji jednowymiarowych sygnałów optycznych transformują owe sygnały w widmo fourierowskie, które rozkłada się nie wzdłuż linii prostej, lecz zakrzywionej. Autorka podała rozwiązanie soczewki geodezyjnej z wyprostowaną linią widma fourierowskiego.

Fourierowska obróbka obrazów i sygnałów optycznych interesująco uwidoczniła się poza tym w sesji obejmującej optykę fizjologiczną, ściślej — w otwierającym tę sesję referacie plenarnym A. Fiorentiniego (Laboratorium Neurofizjologii, CNR, Piza), w którym wskazano na nowe fakty podtrzymujące hipotezę Campbella i Robsona z 1968 roku, że układ wizualny wzroku dokonuje przybliżonej transformacji fourierowskiej siatkówkowego rozkładu światła. Za hipotezą tą przemawiały pośrednio przesłanki psychofizyczne. Natomiast A. Fiorentini wskazał na bezpośrednie dowody wynikające z elektrofizjologii wzroku. Stwierdzono bowiem, że pojedyncze komórki nerwowe wzroku w różnych swych miejscach, na drodze od siatkówki do kory mózgowej, zachowują się jak filtry częstości przestrzennych o coraz bardziej zawężającej się szerokości pasma.

W sesji tej na uwagę zasługiwał również komunikat J. Pensela i R. Röhlera (Instytut Optyki Medycznej Uniwersytetu w Monachium), w którym nawiązano do efektu Haidingera-Boehma, wskazującego, iż oko ludzkie jest wrażliwe na stan polaryzacji światła. Autorzy spróbowali ową wrażliwość wytłumaczyć na gruncie modnej obecnie hipotezy (w pewnym stopniu nawet doświadczalnie potwierdzonej), przypisującej siatkówkowym receptorom światła właściwości falowodowe włókien optycznych.

Jeśli chodzi o interferometrię holograficzną, to spośród kilku komunikatów na ten temat wygłoszonych warto tu wspomnieć o jednym. Traktował on o badaniu zjawisk na powierzchni cieczy, na której spoczywają

ziarna ciała stałego. Pod wpływem owych ziaren powierzchnia cieczy deformuje się i wykonując jej hologram, można następnie z holograficznego obrazu interferencyjnego wnioskować o ciężarze ziaren, ich kształcie, właściwościach zwilżania, wzajemnym oddziaływaniu dwóch lub większej liczby ziaren pod wpływem sił powierzchniowych. Tego rodzaju badania są ważne w fizykochemii i w procesach flotacji. Na to nowe zastosowanie interferometrii holograficznej wskazał K. Hinsch (Uniwersytet w Oldenburgu).

Od paru lat wielu optyków we Francji, RFN i innych krajach skierowało swe zainteresowania na promieniowanie synchrotronowe: ultrafioletowe, rentgenowskie i gamma. Specyficzne właściwości owego promieniowania doprowadziły do szybkiego wzrostu jego zastosowań w badaniach naukowych i przemysłowych. Obszerny artykuł przeglądowy na ten temat opublikowali R. E. Watson i M. L. Perlman w *Science* 199, 1295–1302 (1978). Owo zainteresowanie uwidoczniło się również na omawianej konferencji poprzez referat plenarny S. Lowenthala (Instytut Optyczny, Orsay k. Paryża) pt. „Odwzorowanie w promieniach X i tomografia za pomocą promieni gamma w zastosowaniu medycznym — niektóre problemy” oraz kilka komunikatów, spośród których należy tu wymienić dwa. Jeden dotyczył wykonywania mikropłytek strefowych (Fresnela) do ogniskowania promieni X, a drugi traktował o mikroskopie rentgenowskim, w którym rolę odwzorowujących elementów optycznych spełniają wspomniane mikropłytki. Wykonywane one były techniką podwójnego hologramu. Ze zbudowanych egzemplarzy prototypowych mikroskopu rentgenowskiego, jeden zainstalowano w centrum badawczym DESY w Hamburgu, a drugi przy synchrotronie (pierścieniu magazynującym elektrony) w Orsay k. Paryża. Kilkuosobowa spółka autorska, rekrutująca się z Uniwersytetu w Getyndze, przedstawiła pierwsze rezultaty badań materiałów nieorganicznych i organicznych (w tym również preparatów biologicznych) za pomocą tego mikroskopu.

W wymienionym wyżej tytule referatu S. Lowenthala występuje „tomografia”. Jest to metoda wywodząca się z holografii, a polegająca na rekonstrukcji obrazów przestrzennych z różnokierunkowych prześwietleń obiektu promieniami rentgenowskimi, gamma lub też ultradźwiękami. Zasadniczy referat (plenarny) na ten temat wygłosił G. Groh (Philips, Hamburg). Między innymi przedstawił on skomputeryzowany system tomografii rentgenowskiej opracowany i już wytwarzany na skalę handlową przez firmę Philips. W systemie tym, dla zredukowania dawki prześwietlającego promieniowania X, zastosowano przemiatanie wiązki, a poprawa rozróżnialności (dyskryminacji) rozmaitych tkanek organizmu ludzkiego (w ogólności zwierzęcego) jest osiągnięta przez stosowanie promieniowania o zmiennej energii. System ten, w wersji bardziej rozbudowanej, zezwala na uzyskiwanie obrazów tomograficznych nawet szybko poruszających się obiektów.

Całkiem nowy temat na omawianej konferencji, zaledwie rok temu sformułowany w ogólnych zarysach przez M. J. Bastiaansa (Politechnika w Eindhoven, Holandia), stanowiło zastosowanie dystrybucyjnej funkcji Wignera w optyce. Owa funkcja została wprowadzona przez E. Wignera do mechaniki kwantowej w 1932 r. jako funkcja prawdopodobieństwa. Następnie (1967 r.) N. G. de Bruijn zasugerował, iż może się ona dobrze nadawać do opisu dźwięków, zwłaszcza w muzyce, wyrażając je równocześnie w zależności od czasu i częstotliwości. Natomiast na wielce interesujące właściwości tej funkcji, umożliwiającej między innymi piękne połączenie optyki fourierowskiej z geometryczną, wskazał jako pierwszy M. J. Bastiaans w 1978 r. (*Optics Communications* 25, 26, 1978). W ujęciu Bastiaansa dystrybucja Wignera opisuje równocześnie sygnał optyczny w funkcji współrzędnych przestrzennych i częstotliwości przestrzennych. Odnosi się przy tym nie tylko do sygnałów spójnych, ale również do światła o dowolnym stanie spójności (idealnie spójnego, całkowicie niespójnego, częściowo spójnego). W komunikacie konferencyjnym M. J. Bastiaans podał w notacji dystrybucji Wignera równanie transportu energii w środowisku słabo niejednorodnym i słabo dyspersyjnym (zarówno w czasie jak i przestrzeni) oraz wykazał, że między ową dystrybucją i pojęciem promienia, w rozumieniu optyki geometrycznej, istnieje silne podobieństwo, jeśli równanie transportu jest sformułowane w następujący sposób: wzdłuż drogi geometrycznej promienia świetlnego funkcja dystrybucyjna Wignera ma stałą wartość.

Funkcja ta w zastosowaniu do obróbki sygnałów optycznych była poza tym przedmiotem drugiego komunikatu, przedstawionego przez A. W. Lohmanna i współpr. (IF Uniwersytetu w Erlangen).

\*

\*

\*

W pierwszym dniu omówionej konferencji odbyło się zebranie przedstawicieli z 14 krajów europejskich, które dotychczas zgłosiły akces do Europejskiego Komitetu Optycznego (EOC). Dyskutowano program drugiej ogólnoeuropejskiej konferencji optycznej, która odbędzie się w dniach 22–27 kwietnia 1980 r. we Francji, oraz dokonano wyboru nowego prezesa EOC. Został nim prof. A. Maréchal, dyrektor naczelny Instytutu Optycznego w Orsay. Poza tym przyjmowano kandydatury do organizacji ogólnoeuropejskich konferencji optycznych po 1982 r. Autor tego sprawozdania reprezentował Sekcję Optyki SIMP, zgłaszając oficjalnie gotowość optyków zrzeszonych w tej sekcji do zorganizowania konferencji w Polsce w 1983 r. Propozycja została przez zebranych przyjęta z zadowoleniem i aplauzem. Z sekretariatem Zarządu Głównego SIMP już ustalono, że konferencja ta odbędzie się w centrum szkoleniowo-konferencyjnym SIMP w Rydzynie (województwo łeszczyńskie).

W trzecim dniu konferencji w Bad Harzburg odbyło się również walne zebranie Niemieckiego Towarzystwa Optyki Stosowanej (DGaO). Postanowiono, iż 81 doroczna konferencja DGaO odbędzie się w przyszłym roku w Essen, jak zwykle w pierwszym tygodniu po Zielonych Świątach. Jej głównym tematem ma być rozpoznawanie obrazów optycznych.

Na zakończenie należy z satysfakcją stwierdzić, że organizatorzy konferencji w Bad Harzburg dali jej uczestnikom nie tylko bogaty i owocny program naukowy, ale również i rozrywkowy, między innymi w postaci występu zespołu folklorystycznego „Herzer Roller” oraz wycieczki krajoznawczej po Górach Harzu.

*Maksymilian Pluta*

Centralne Laboratorium Optyki  
Warszawa

### Konferencja o siłach jądrowych i materii jądrowej w Bad Honnef

W dniach od 11 do 15 czerwca 1979 r. odbyła się w Centrum Fizyki w Bad Honnef koło Bonn konferencja pod nazwą „Topical Meeting on The Meson Theory of Nuclear Forces and Nuclear Matter”. Głównym organizatorem konferencji był prof. Bleuler z Instytutu Teoretycznej Fizyki Jądrowej Uniwersytetu w Bonn. Konferencja zgromadziła około 50 fizyków z krajów Europy Zachodniej i Ameryki. Z krajów Europy Wschodniej byłem jedynym uczestnikiem.

Pierwszy dzień poświęcony był klasycznemu zagadnieniu materii jądrowej (MJ) polegającemu na wyznaczeniu własności nieskończonego układu punktowych nukleonów, które oddziałują siłami dwuciałowymi, a których ruch podlega równaniu Schrödingera. W ostatnich latach pojawiła się tu rozbieżność pomiędzy wynikami otrzymanymi metodą Bruecknera i metodą Jastrowa, która była szeroko dyskutowana i nawet mówiono o kryzysie w teorii MJ. Ta rozbieżność należy już do przeszłości i przedstawiane na konferencji krzywe energii przypadającej na jeden nukleon w funkcji gęstości MJ, otrzymane obiema metodami są zgodne ze sobą (a mówiąc dokładniej nie są sprzeczne między sobą) dla szeregu oddziaływań jądrowych, w tym również dla pełnego potencjału Reida. Tę zgodność uzyskano uzupełniając wyniki najniższego standardowego przybliżenia teorii Bruecknera przyczynkami pochodzącymi od diagramów 3- i 4-ciałowych (Day) oraz stosując w metodzie Jastrowa technikę łańcuchową selektywnego sumowania całek klastrowych (Clark, Rosati, Pandheripande). Wśród problemów wymagających jeszcze wyjaśnienia wymienić należy zagadnienie wyboru widma energii jednocząstkowych w metodzie Bruecknera oraz sposób traktowania korelacji zależnych od stanu w metodzie Jastrowa.

W kilku przypadkach znane są wyniki numeryczne uzyskane metodą Monte Carlo, służące jako test dla metod przybliżonych. Szczególnie imponujące są ściśle rozwiązania numeryczne równania Schrödingera zapisanego przy użyciu funkcji Greena dla kilkuset cząstek. W tej chwili ta metoda „Funkcji Greena — Monte Carlo” ściślego rozwiązywania równania Schrödingera stosuje się do przypadku bozonów z centralnym oddziaływaniem. Jeżeli metoda ta zostanie na tyle rozwinięta, że będzie można ją stosować do fermionów ze skomplikowanymi oddziaływaniami, wówczas szeroko obecnie dyskutowane metody przy-

bliżone w teorii MJ tracą rację bytu. Rzecz polega na tym, że klasyczne zagadnienie MJ jest w swojej istocie zagadnieniem numerycznym i można się spodziewać, że najefektywniejszym jego rozwiązaniem jest rozwiązanie komputerowe.

W drugim dniu konferencji omawiano zagadnienie pionizacji (Weise, Müther) oraz siły trójciałowe i izobary (Loiseau, Green, Faessler). Trudność z siłami trójciałowymi polega na tym, że w odróżnieniu od sił dwuciałowych (gdzie mamy do dyspozycji ogromną ilość danych doświadczalnych) musimy się opierać na wyprowadzeniach teoretycznych, które prowadzą do niepewnych postaci tych sił i do sprzecznych wyników odnośnie do wkładu tych sił do energii wiązania jąder. Podobnie niejasna jest sytuacja z rolą izobarów, tzn. stanów wzbudzonych nukleonu, w jądrach i w MJ. Należy natomiast wspomnieć, że uwzględnienie domieszki izobaru  $\Delta$  w trycie umożliwiło Gianniniemu wyjaśnienie zaobserwowanego ostatnio minimum rozkładu gęstości ładunku elektrycznego w środku trytu.

Teoretycy zgadzają się z tym, że w obecności dostatecznie silnych pól powinna występować kondensacja pionowa, tzn. spontaniczne powstawanie pionów. Spodziewać się więc należy pionizacji dla pewnej krytycznej gęstości  $\rho_c$  MJ (chyba, że  $\rho_c$  jest na tyle duże, że już dla niższych gęstości pojawiają się takie egzotyczne zjawiska, jak przejście fazowe MJ do materii kwarkowej). Oszacowanie  $\rho_c$  jest obciążone wieloma niepewnościami i obecnie nie ma powodów do obaw, że teoria sugeruje występowanie pionizacji dla gęstości zbliżonych do normalnych gęstości jądrowych. W tej chwili nie ma żadnego obserwowanego zjawiska, które wskazywałoby na występowanie pionizacji (jeżeli pominąć pomiar temperatur kilku gwiazd neutronowych, które łatwiej zinterpretować — przyjmując określony mechanizm chłodzenia — jeżeli przyjąć obecność kondensatu pionowego wewnątrz tych gwiazd).

Pierwsza sesja ostatniego dnia poświęcona była siłom jądrowym w zastosowaniu do MJ (Holinde). Okazuje się, że różne siły jądrowe (byle reprodukowały one rozpraszanie nukleon–nukleon i własności deuteronu) prowadzą do energii wiązania MJ oraz jej gęstości równowagi, układających się na tzw. „linii Coestera”, która omija punkt doświadczalny. Siły te dają za mało wiązania dla niskich gęstości, a za dużo dla gęstości wysokich. Grupa fizyków w Bonn przystąpiła w tej sytuacji do realizacji prawdopodobnie słusznego, ale w praktyce bardzo złożonego programu, polegającego na wyprowadzeniu (w oparciu o model wymiany mezonowej) sił działających między nukleonami w obecności innych nukleonów MJ. Z uwagi na zasadę Pauliego i efekty dyspersyjne, tak wyprowadzone siły różnią się od sił pomiędzy izolowanymi nukleonami. Być może użycie tych sił w obliczeniach własności MJ pozwoli zejść z „linii Coestera”.

Przedmiotem ostatniej sesji była kwarkowa struktura nukleonu i jej wpływ na MJ (Detar, Brown). Punktem wyjściowym jest tu założenie, że nukleon jest zbudowany z kwarków. Jednakże nikt dotychczas nie potrafił doświadczalnie wyizolować kwarku z nukleonu lub ogólniej z hadronu. Stąd konieczność wprowadzenia mechanizmu lokalizującego kwarki wewnątrz hadronu. W modelu worka (bag) MIT uzyskuje się tę lokalizację poprzez wprowadzenie dwu faz próżni fizycznej, której faza „normalna”, poza hadronem, jest niedostępna dla kwarków. Zaskakujące dla fizyków jądrowych jest to, że te śmiałe spekulacje prowadzą do obliczonej energii dwu worków, której zależność od odległości pomiędzy workami wykazuje podobieństwo do radialnej zależności sił jądrowych. Niepokoi fizyków jądrowych duży rozmiar ( $\sim 1$  fm) worka MIT, ponieważ tak wiele zrobiono w fizyce jądrowej w oparciu o obraz punktowych nukleonów. Pod tym względem łatwiejszy do przyjęcia jest znacznie mniejszy worek propagowany przez Browna. Ponadto ten mały worek Browna, otoczony jest polem mezonowym i pozwala na zachowanie mechanizmu powstawania sił jądrowych na drodze wymiany mezonów. Mówiąc krótko, koncepcje Gerry Browna pozwalają fizykom jądrowym na kontynuowanie tradycyjnej fizyki jądrowej, bez zwracania uwagi na kwarki.

*Janusz Dąbrowski*

Instytut Badań Jądrowych  
Warszawa

## R E C E N Z J E

K. N. Muchin: **Doświadczalna fizyka jądrowa. 1. Fizyka jądra atomowego.** Tłumaczyli z języka rosyjskiego Stefan Ćwiok, Antoni Dymus, WNT, Warszawa 1978 r., str. 684, cena zł 80,—

Niewiele jest wydanych w języku polskim podręczników z doświadczalnej fizyki jądrowej i dobrze się stało, że na rynku księgarskim pojawiło się tłumaczenie znanego radzieckiego podręcznika. Książka ta ma już kilkunastoletnią historię. Przetłumaczono jej najnowsze wydanie z 1974 r. znacznie rozszerzone i uzupełnione nowymi faktami. Zmiany te jednak nie naruszyły poprzedniego układu treści książki, dziś już dość staroświeckiego.

Książka składa się z dwóch części. W pierwszej przedyskutowane są własności jąder trwałych, modele budowy jądra oraz promieniotwórcze przemiany jąder. Kończy się ona opisem oddziaływania cząstek i promieniowania z materią. W drugiej części, zatytułowanej „Oddziaływania jądrowe”, zawarte jest omówienie reakcji jądrowych, a szczególnie nacisk położony jest na reakcje wywołane przez neutrony oraz reakcję rozszczepienia. Podobnie jak w starszych podręcznikach dział poświęcony promieniotwórczości jest bardzo rozbudowany. Wiemy jak bardzo umowne jest oddzielenie np. promieniotwórczości alfa od innego typu nukleonowych rozpadów jądrowych ujętych w książce w drugiej części. Wiemy też, że u podstaw tego rozróżnienia leżą powody historyczne, a nie żadne przyczyny fizyczne. Podejście takie prowadzi do pewnych niekonsekwencji. Np. w dziale poświęconym promieniotwórczości brak jest opisu samorzutnego rozszczepienia jąder, mimo że proces ten idealnie się mieści w kategoriach tradycyjnie pojętej promieniotwórczości. Nowsze podręczniki stosują bardziej konsekwentną zasadę grupowania procesów jądrowych zgodnie z rodzajem oddziaływań nimi rządzących.

Niestety książka Muchina nie jest wolna od pewnych bardziej podstawowych wad, a nawet błędów. Np. nieprecyzyjnie wprowadzone jest pojęcie przekroju czynnego (str. 78 tłumaczenia). Wręcz błędne jest powiązanie możliwości występowania gigantycznych oscylacji jądra z liczbą nukleonów znajdujących się poza zamkniętą powłoką (str. 188 tłumaczenia). Autor prowadzi wszystkie rozważania w układzie jednostek cgs (redaktorzy tłumaczenia uzupełnili książkę tabelą przeliczeń z układu cgs do układu SI). Natomiast olbrzymią zaletą podręcznika jest dość szczegółowy opis wielu doświadczeń, które były źródłem nowych idei i odkryć w dziedzinie fizyki jądrowej. Obszernie omówiono w nim niektóre zagadnienia ujęte mniej szczegółowo w innych podręcznikach fizyki jądrowej wydanych w języku polskim (np. rozszczepienie jąder, pierwiastki transuranowe). Dzięki temu książka ta, mimo wyrażonych uprzednio zastrzeżeń, jest w mojej opinii dobrym uzupełnieniem innych pozycji w polskojęzycznej literaturze naukowej i spełni swoje zadanie w ułatwieniu nauczania fizyki jądrowej.

Tłumaczenie książki jest poprawne, napisane dobrą polszczyzną, czyta się ją łatwo. Chciałbym jednak wytknąć tłumaczom kilka zauważonych przeze mnie niezręcznych lub żargonowych sformułowań. Na str. 50 spotykamy zdanie: „energia wiązania odniesiona do liczby masowej  $A$  nazywa się energią wiązania przypadającą na jeden nukleon”. Sens tekstu rosyjskiego lepiej by oddało sformułowanie: „energia wiązania podzielona przez liczbę masową...”. Na str. 246 czytamy o „licznikach połączonych koincydencyjnie”. Tłumacze konsekwentnie używają terminu „procesy spontaniczne” zamiast przyjętego w języku polskim „procesy samorzutne” (np. rozszczepienie spontaniczne) oraz „jądra stabilne”, „stabilność jąder” zamiast bardziej polskiego „jądra trwałe”, „trwałość jąder”. W rozdziale poświęconym rozszczepieniu opisany jest reaktor typu wodno-wodnego z dwoma „konturami” (str. 566) (obiegi chłodzące). Nieładnym neologizmem jest „czynnik przedeksponencjalny”. Dziwnie niekonsekwentnie autorzy tłumaczenia piszą o reakcjach

„strippingu” i „wychwytu” podając w nawiasach ich alternatywne nazwy: reakcje „zdarcia” i „pick-up”. W tekście napotyamy na „elektrony Oze”. Właśnie w pisowni nazwisk jest dużo chaosu, co daje złe świadectwo korekcie książki. Przykłady: str. 177 — Reivoter (Rainwater), str. 190, 514 — Wholer, Wheller (Wheeler), str. 179 — Nillson (Nilsson), str. 552 — Miller (Mueller), str. 269 — Debay (Debye), str. 588 — Lawrens (Lawrence). O tym, że korekta jest słabą stroną książki świadczy szereg błędów drukarskich. Niektóre przykłady: odwrócona tablica Mendelejewa na okładce książki, brak czynnika  $10^{-24}$  w wartości magnetonu jądrowego na str. 21, fentometr na str. 76, brak znaku nierówności we wzorze (3.3.18) na str. 250, lorentz zamiast lorens w skorowidzu i inne.

Książka wydana jest w standardowej (tzn. niestety niezbyt atrakcyjnej) szacie graficznej. Redakcji technicznej można by zarzucić wyjątkowo nieczytelny układ spisu treści. Cena książki, jeśli wziąć pod uwagę ilość zawartego w niej materiału (ok. 700 str.), jest przystępna.

*Piotr Decowski*

Instytut Fizyki Doświadczalnej  
Uniwersytet Warszawski  
Warszawa

A. Hennel, W. Szuszkiewicz: **Zadania i problemy z fizyki**, tom 2, PWN, Warszawa 1978, str. 248, cena zł 24.—

Drugi tom *Zadań i problemów z fizyki* A. Hennela i W. Szuszkiewicza podobnie jak tom pierwszy A. Hennela, W. Krzyżanowskiego, W. Szuszkiewicza i K. Wódkiewicza opracowany został na podstawie ćwiczeń do wykładu *Wstęp do fizyki* prowadzonych przez autorów na pierwszym roku studiów na Wydziale Fizyki Uniwersytetu Warszawskiego. Niniejszy tom obejmuje zagadnienia omawiane w semestrze drugim: elementy teorii pola, pole grawitacyjne, elektryczne, magnetyczne, teorię obwodów i termodynamikę.

W pierwszej części zbioru podano teksty zadań i problemów.

W rozdziale I przedstawiono 40 zadań z teorii pola. Na wstępie podano definicje podstawowych pojęć. Większość znajdujących się tu zadań polega na badaniu własności abstrakcyjnych pól skalarnych i wektorowych. Pozostałe 13 zadań poświęcono polu prędkości cieczy. Zadania są ciekawe, mam tylko zastrzeżenia co do wyboru. Sądzę, że byłoby celowe dodanie w tym rozdziale zadań o znanych polach skalarnych i wektorowych, na przykład polu temperatury, grawitacyjnym itp.

Rozdział II zawiera ponad 40 zadań i problemów dotyczących pola grawitacyjnego. Dużą grupę zadań poświęcono ruchom w polu grawitacyjnym, przedstawiając w treści pierwszego zadania z tej grupy obszernie omówienie rozwiązań zagadnienia jednego ciała. W rozdziale tym umieszczono wiele ciekawych, oryginalnych zadań. Są to m. in. zadania o lotach kosmicznych, problemy związane z ogólną teorią względności oraz zadanie oparte na hipotezie istnienia dziesiątej planety Układu Słonecznego. Przy rozwiązywaniu sporej grupy zadań byłaby zapewne przydatna tabela: „Podstawowe dane dotyczące wybranych ciał Układu Słonecznego”, która nie wiadomo dlaczego znajduje się na stronie 247 między rozwiązaniami zadań z termodynamiki. Jej miejsce jest niewątpliwie w rozdziale II.

W rozdziale III badane są własności pola elektrycznego. Zebrano tu aż 71 zadań. W większości są to zadania standardowe.

Polu magnetycznemu i elektrodynamice relatywistycznej poświęcony jest rozdział IV. Znalazło się tu sporo interesujących zadań m. in. o monopole magnetycznym i transformacji pól.

Bardzo ciekawym rozdziałem jest, odbiegający nieco w charakterze od innych, rozdział V wprowadzający czytelnika w teorię obwodów. Zawarto tu materiał teoretyczny zwykle pomijany w uniwersyteckich podręcznikach fizyki. Rozdział podzielono na trzy części, które opisują odpowiednio prądy stałe, przebiegi nieustalone i prądy sinusoidalnie zmienne. W każdej części przedstawiono typowe metody wraz z przykładami i zadaniami. Ogółem znajduje się tu 30 zadań.

Ostatni rozdział stanowią zadania i problemy z termodynamiki, poprzedzone wyjaśnieniem używanych oznaczeń i konwencji. Zebrano tu 50 zadań. Są one na ogół ciekawe, niektóre z nich mają duże znaczenie

praktyczne. Wydaje mi się, że warto by było rozszerzyć nieco uwagi wstępne do tego rozdziału wyjaśniając choćby bardzo skrótowo sens pochodnych cząstkowych typu  $\left(\frac{\partial V}{\partial T}\right)_p$ ,  $\left(\frac{\partial p}{\partial V}\right)_T$ , gdyż studenci I roku fizyki nie bardzo sobie radzą z tymi wielkościami (program fizyki wyprzedza tu zwykle program zajęć z analizy matematycznej). Byłoby to również wskazane ze względu na czytelników z innych kręgów.

Ogółem zadania zajmują 80 stron. Są one na ogół jasno i starannie sformułowane. Drobne zastrzeżenia mam do kilku tylko zadań. Na przykład w zadaniu I.36 pojawia się wyraz  $(\vec{v}\nabla)\vec{v}$ , którego zrozumienie może sprawiać czytelnikowi trudność. Warto by było zamieścić wyjaśnienie, jak należy rozumieć tego typu wyrażenia we wstępie teoretycznym do rozdziału I. Również należałoby przeredagować nieco treść zadań VI.47 i VI.48, w których podane wzory na pracę opisują tylko jej część potrzebną na spolaryzowanie lub namagnesowanie rozważanej substancji.

Drugą, obszerniejszą część omawianej książki (ponad 150 stron) stanowią odpowiedzi i rozwiązania. Podano dokładne rozwiązania około połowy zadań. Są one poprawnie i jasno napisane. Jedyne w zadaniach IV.64 i IV.65 oraz III.6 znalazłam istotniejsze błędy. W zadaniu IV.64 niejasno opisano transformację pól, w zadaniu następnym na stronie 197 zamiast sumy wartości bezwzględnych sił powinna być wartość bezwzględna sumy wektorów  $\vec{F}_e$  i  $\vec{F}_m$ . W zadaniu III.6 podano zły wzór na potencjał dipola wzdłuż osi symetrii.

Układ książki jest dobry. Jediną poważną usterką jest wspomniane zagubienie tabeli z rozdziału II. Błędów drukarskich nie jest zbyt wiele (10 pozycji w erracie, znalazłam jeszcze błąd na stronie 61, wzór na  $I_{R_1}$  — jest  $\frac{\epsilon_2}{R_2}$  powinno być  $\frac{\epsilon_2}{R_1}$  oraz na stronie 196 — opuszczenie  $q$  we wzorze na natężenie pola elektrycznego). Druk i rodzaj papieru — odpowiednio. Zwraca uwagę ciekawa okładka, której walory estetyczne i wytrzymałość podnosi powłoka lakierowa. Jedyne sklejenie książki jest za słabe i wypadają kartki.

Podsumowując, uważam drugi tom *Zadań i problemów z fizyki* A. Hennela i W. Szuszkiewicza za pozycję ogromnie wartościową. Główną jej zaletą jest bardzo interesujący dobór zadań i problemów, niejednokrotnie wykraczających nawet poza bogaty program wykładu *Wstęp do fizyki*. Sądzę, że omawiany zbiór będzie dobrze służyć studentom wydziałów fizyki uniwersytetów, a także studentom politechnik, nauczycielom i uczniom szkół średnich w poznawaniu praw i zjawisk fizycznych oraz metod, jakimi posługują się fizycy w swej pracy badawczej.

Maria Krawczyk

Instytut Fizyki Teoretycznej  
Uniwersytet Warszawski  
Warszawa

W. S. Władimirow, W. P. Michajłow, A. A. Waszarin, H. H. Karimowa, J. W. Sidorow, M. I. Szabunin (pod redakcją W. S. Władimirowa): *Zbiór zadań z metod matematycznych fizyki*. Tłumaczyła z języka rosyjskiego Helena Białkowska, PWN, Warszawa 1979, str. 198, cena zł 30.—

*Zbiór zadań z metod matematycznych fizyki* opracowany został w katedrze matematyki moskiewskiego Instytutu Fizyczno-Technicznego jako uzupełnienie do opracowanych również w tej placówce podręczników: *Urównienia matematycznej fizyki* W. S. Władimirowa oraz *Diffierencjalnyje urównienia w czastnych proizwodnych* W. P. Michajłowa (obydwie pozycje wyd. Nauka, Moskwa 1976). Wykorzystano zarówno zadania oryginalne opracowane przez autorów, jak też i zadania ze znanych zbiorów B. M. Budaka, A. A. Samarskiego, A. N. Tichonowa oraz M. M. Smirnowa. Zbiór ten przeznaczony jest dla studentów uczelni technicznych oraz wydziałów matematyczno-fizycznych uniwersytetów. Korzystanie z niego wymaga znajomości matematyki na poziomie zaawansowanym. Dotyczy to zwłaszcza analizy funkcjonalnej. Zbiór okaże się najbardziej przydatny na wydziałach fizyki uniwersytetów i wydziałach fizyki technicznej politechnik, gdzie metody matematyczne fizyki są jednym z przedmiotów programowych. Zakres zagadnień objęty omawianym zbiorem odpowiada w zasadzie programowi tego przedmiotu. Znakomita większość zadań dotyczy zagadnień brzegowych dla równań cząstkowych: a więc formułowania zagadnień brzegowych

dla typowych problemów teorii sprężystości, mechaniki ośrodków ciągłych, elektrodynamiki itp., zagadnień Cauchy'ego i zagadnień mieszanych. Autorzy postawili sobie za cel rozszerzenie kręgu rozwiązywanych problemów na przypadki, gdy istnieją tylko rozwiązania dystrybucyjne. Dlatego też dwa rozdziały zbioru (II, III) poświęcone zostały elementom analizy funkcjonalnej i teorii dystrybucji, a także wybranym zagadnieniom teorii równań całkowych. Każdy rozdział zawiera na wstępie krótkie przypomnienie podstawowych definicji i twierdzeń, których znajomość niezbędna jest dla rozwiązania zadań. Zwraca uwagę fakt formułowania wielu zadań jako konkretnych problemów fizycznych, ilustrujących omawiane metody matematyczne. Tłumaczenie zbioru jest staranne. Pewne drobne zastrzeżenia może budzić strona redakcyjna. Dotyczy to odpowiedzi i rozwiązań zadań. W szeregu paragrafów (np. § 5) zostały one podane bardzo drobnym drukiem i są zbyt zagęszczone, by mogły być przejrzyste i łatwo czytelne. Należałoby też zwrócić uwagę na pewne sprawy terminologiczne. O ile mi wiadomo, określenie „funkcja finitna” nie jest (jak dotąd) stosowane w polskiej terminologii. Zazwyczaj rolę tę pełni termin „funkcja z ograniczonym nośnikiem” (jak to zresztą podkreślono w przypisie redakcji) i trudno znaleźć uzasadnienie równoległego używania tego nowego określenia. Sądzę również, że należałoby przeredagować lub uzupełnić komentarzem fragment tekstu na str. 43 poświęcony „Przestrzeniom Hilberta funkcji różniczkowalnych” (dotyczy to akapitu poniżej wzoru  $\int_S |f_k - f_m|^2 ds \leq c \|f_k - f_m\|_{H^1(Q)}^2$ ). Określenie „śląd funkcji  $f_k(x)$  na  $S$ ” zostało tu użyte przed podaniem definicji śładu funkcji. Zresztą w podanej tu formie definicja ta nie jest zbyt jasna. Poza tym, celowe byłoby również umieszczenie w ewentualnych następnych wydaniach, w przypadku pewnej ilości typowych zadań, nie tylko samych odpowiedzi, lecz pełnych rozwiązań, co na pewno wpłynęłoby dodatnio na dydaktyczne walory tego zbioru zadań.

Powyższe zastrzeżenia nie powinny wpływać na ocenę omawianego zbioru zadań. Zarówno zakres tematyczny, jak też i duża ilość oryginalnych i „nie wyeksploatowanych” jeszcze zadań sprawia, że zbiór ten powinien stać się bardzo użyteczny zarówno dla studentów, jak i pracowników wyższych uczelni.

*Karol Makowski*

Institut Fizyki  
Politechnika Warszawska  
Warszawa



## K R O N I K A

## SPRAWOZDANIE

Zarządu Głównego Polskiego Towarzystwa Fizycznego z działalności PTF w okresie od 21 września 1977 do 24 września 1979

*Przed dwoma laty zostaliśmy obdarzeni mandatem Waszego zaufania, który stawiał nas u steru Polskiego Towarzystwa Fizycznego. Dziś kadencja nasza upływa i pora zdać raport z dwuletniego rejsu, pora pokazać, czy prawidłowo trzymaliśmy kurs na dobro fizyki.*

*Kiedy na samym początku tej drogi wytyczaliśmy sobie jej trasę, kierowało nami pragnienie, by rolę naszego Towarzystwa wzmocnić, by uczynić je ważnym motorem postępu nauk fizycznych w Polsce, uczynić je trzecią siłą napędową w dziedzinie fizyki obok Polskiej Akademii Nauk i Resortu Szkolnictwa Wyższego. Byliśmy i jesteśmy przekonani o tym, że taką rolę Towarzystwa może i powinno pełnić. Skupiamy bowiem wielką rzeszę fizyków pracujących w najrozmaitszych gałęziach kultury i gospodarki naszego kraju, a będąc organizacją społeczną, nie obciążoną ciężkim aparatem administracyjnym, mamy znaczną swobodę inicjatywy. Jesteśmy więc w szczególnie wygodnej sytuacji, gdy chodzi o działalność na styku rejonów zarządzanych przez różne resorty państwowe, a także na terenach, gdzie fizyka graniczy z innymi naukami. Charakter naszej organizacji predysponuje nas również do roli wyrażiciela niezależnej opinii całej społeczności fizyków polskich w sprawach dotyczących tej gałęzi nauki i nauczania.*

*Główną siłę Towarzystwa stanowią liczne zastępy jego członków: mamy ich obecnie 2456, a więc o 7% więcej niż przed dwoma laty. Najlicniejszy jest Oddział Warszawski, liczący 444 członków rzeczywistych i 27 członków wspierających. Po nim idą Oddział Krakowski (273), Wrocławski (249), Łódzki (216), Poznański (200). Największy względny wzrost obserwujemy w Oddziale Katowickim, w którym liczba członków zwiększyła się o 25%.*

*Mamy obecnie również więcej Oddziałów niż przed dwoma laty, przybył bowiem Oddział 17, Bydgoski, obejmujący część obszaru, jaki poprzednio podlegał Toruniowi.*

*Wszystkie te Oddziały i Zarząd Główny PTF prowadziły liczne akcje różniące się skalą i formą, ale mające ten sam cel, to jest realizację zadań, stojących przed naszym Towarzystwem. A oto lista tych zadań:*

- 1. Popierać i pobudzać twórczość naukową.*
- 2. Podnosić sprawność procesu nauczania fizyki.*
- 3. Zwiększać udział fizyków w rozwiązywaniu zagadnień o bezpośrednim znaczeniu dla gospodarki narodowej.*
- 4. Rozwijać i umacniać kontakty z fizyką zagraniczną.*
- 5. Prowadzić działalność wydawniczą.*
- 6. Konsolidować i ożywiać pracę wewnętrzną PTF.*

*Omówimy teraz krótko wyniki działań związanych z tymi zadaniami.*

## 1. DZIAŁALNOŚĆ NAUKOWA

*Za główny cel pracy uznaliśmy ożywienie badań na tych zagonach fizyki, które w naszym kraju wymagają bardziej intensywnej uprawy. Stosowaliśmy różne formy działania. Najważniejsze z nich to:*

## 1.1. Organizacja sympozjów, konferencji i szkół

W minionym dwuleciu odbyliśmy 5 sympozjów naukowych, zorganizowanych z naszej inicjatywy przy poparciu Komitetu Fizyki PAN i udzieliliśmy pomocy innym instytucjom przy organizacji rozmaitych konferencji i szkół letnich.

1.1.1. Tak więc w kwietniu ubiegłego roku w Trzebiezowicach odbyło się nasze Sympozjum Fizyki Powierzchni, którego organizatorem był prof. R. Męcławski.

1.1.2. W czerwcu 1978 r. we Wrocławiu Zarząd Główny PTF zorganizował Ogólnopolskie Sympozjum Fizyki Przemysłowej, któremu przewodniczył prof. H. Gaj.

1.1.3. Wspólnie z Oddziałem Warszawskim Polskiego Towarzystwa Biofizycznego urządziliśmy we wrześniu 1978 r. w Jabłonie Szkołę Biofizyki na temat biofizycznego i biochemicznego podejścia w biologii molekularnej. Jej głównymi organizatorami byli prof. K. Wierzchowski i dr W. Klonowski.

1.1.4. Oddział Toruński PTF zorganizował we współpracy z Instytutem Fizyki UMK dwa sympozja Fizyki Matematycznej (X i XI) (organizator: prof. R. S. Ingarden).

1.1.5. Staraniem tego samego Oddziału, we współpracy z UMK, zorganizowano w maju 1979 r. II Sympozjum Historii Fizyki (organizator: prof. R. S. Ingarden).

1.1.6. Sympozjum Zastosowanie Fizyki w Medycynie, Łódź, wrzesień 1979 r. (organizator: J. Jatczak). Spośród konferencji, w których PTF odgrywało rolę sponsora, wymienimy:

1.1.7. V Konferencja CETI na temat występowania życia i cywilizacji technicznych poza Ziemią zorganizowana przez Oddział Katowicki wspólnie z Polskim Towarzystwem Astronautycznym, Katowice 1978.

1.1.8. VII Konferencja EKON, Poznań, kwiecień 1978 (organizator: prof. S. Kielich).

1.1.9. II i III Sympozjum Mikrofalowej Spektroskopii Rotacyjnej RAMIS, maj 1978 i kwiecień 1979 (organizator: prof. J. Stankowski).

1.1.10. XI i XII Letnie Szkoły Fizyki Jądrowej, Mikołajki, wrzesień 1978 i wrzesień 1979 (organizator: prof. Z. Wilhelmi).

1.1.11. IX Konferencja Fizyki Makromolekularnej EPS, Jabłonna, kwiecień 1979 (organizator: prof. A. Ziabicki).

1.1.12. I Ogólnopolska Jesienna Szkoła Fizyki Cienkich Warstw, Szczyrk, październik 1979 (organizator: prof. W. Żdanowicz).

## 1.2. Posiedzenia naukowe PTF

Tradycyjną formą działalności PTF jest organizacja posiedzeń naukowych. W okresie, jaki obejmuje to sprawozdanie, odbyło się ich ponad 200. Odgrywają one istotną rolę jako czynnik integracji poszczególnych środowisk naukowych, a dzięki temu, że wiążą się często z wizytami prelegentów „zewnętrznych”, pomagają w nawiązaniu współpracy naukowej pomiędzy różnymi ośrodkami fizyki w naszym kraju i przyczyniają się do ożywienia aktywności naukowej ośrodków stosunkowo mniej rozwiniętych.

## 1.3. Stypendia naukowe

1.3.1. Sprawy aktywizacji ośrodków najmłodszych służyć miały również stypendia udzielane młodym naukowcom przez ZG PTF lub za naszym pośrednictwem — przez EPS na krótkoterminowe wyjazdy zagraniczne w ramach bezdewizowej wymiany PTF z analogicznymi towarzystwami krajów, które są związane z nami umową o współpracy, a także na uczestnictwo w konferencjach organizowanych przez EPS. Z takiej właśnie pomocy finansowej skorzystało łącznie 48 osób.

## 1.4. Nagrody naukowe

1.4.1. Również i nagrody naukowe przyznawane przez ZG PTF za osiągnięcia w pracy badawczej mają na celu popieranie i pobudzanie aktywności naukowej młodych fizyków. Mimo bardzo niskich „limitów” ustalanych przez władze finansowe udało się nam utrzymać te nagrody na względnie wysokim poziomie 8—10 tys. zł (w przypadku nagród indywidualnych). W ubiegłym dwuleciu nagrodziliśmy łącznie 7 osób.

1.4.2. Premiowaliśmy także wyróżniających się debiutantów przyznając dyplomy i skromne nagrody pieniężne za najlepsze prace magisterskie.

## 1.5. Medal im. Mariana Smoluchowskiego

1.5.1. Powinniśmy tu wspomnieć również o najwyższym odznaczeniu naszego Towarzystwa — Medalu im. Mariana Smoluchowskiego. Staramy się utrzymać wysoką rangę tego Medalu przyznając go najwybitniejszym uczynom i szeroko rozpowszechniając informację o tym w prasie krajowej i zagranicznej. W ostatnim dwuleciu Medal otrzymał prof. V. F. Weisskopf ze Stanów Zjednoczonych Ameryki i prof. W. Trzebiański.

## 2. SPRAWY DYDAKTYKI I POPULARYZACJA

Drugi ważny kierunek naszej działalności to sprawy dydaktyki i popularyzacji fizyki.

2.1. Przedstawiciele Zarządu Głównego przekazali kierownictwu Ministerstwa Oświaty i Wychowania oraz Ministerstwa Nauki Szkolnictwa Wyższego i Techniki rezolucję uchwaloną na poprzednim Zjeździe PTF w sprawie programów przyszłej „10-latki” i zgłosili gotowość naszego Towarzystwa do uczestniczenia w dalszych pracach nad doskonaleniem programów fizyki.

2.2. Przy Zarządzie Głównym powstała Komisja d/s nauczania fizyki w wyższych szkołach technicznych. Jej przewodniczącym jest prof. Franciszek Kaczmarek.

2.3. W czerwcu 1978 r. Oddział Łódzki PTF działając wspólnie z Polskim Towarzystwem Biofizycznym i Akademią Medyczną w Łodzi urządzili Sympozjum na temat dydaktyki biofizyki i fizyki medycznej. Organizatorem był doc. J. Jateczak.

2.4. W Politechnice Wrocławskiej, w maju 1979 zostały zorganizowane pod egidą PTF i Komitetu Fizyki PAN tzw. „Dni wymiany doświadczeń w nauczaniu fizyki w wyższych szkołach technicznych”. Organizatorem tej konferencji był prof. J. Czerwonko.

2.5. W wielu Oddziałach PTF — w Bydgoszczy, Koszalinie, Łodzi, Opolu, Poznaniu, Warszawie — były prowadzone w porozumieniu z kuratoriami wykłady i seminaria dydaktyczne dla nauczycieli szkół średnich i organizowane dyskusje na temat programów fizyki.

2.6. Niemal we wszystkich Oddziałach organizowano popularno-naukowe wykłady przeznaczone głównie dla młodzieży szkolnej. W akcji tej przodował Oddział Szczeciński, w którym odbyło się ponad 40 takich wykładów z demonstracjami. W Lublinie zorganizowano już po raz 23 tradycyjne „Pokazy z Fizyki”, które w ubiegłym roku obejrzało ok. 3000 osób, a od początku tej imprezy — ponad 9000 widzów. Podobne pokazy urządzały również Oddziały: Toruński (1600 widzów), Krakowski, Opolski, Gliwicki, Białostocki.

2.7. Oddział Warszawski zorganizował we współpracy z Muzeum Techniki trzy wystawy cieszące się dużym zainteresowaniem publiczności. Były one poświęcone Marianowi Smoluchowskiemu, Albertowi Einsteinowi i tematyce „półprzewodniki i światło”.

2.8. Kilka Oddziałów Towarzystwa bierze udział w pracach „międzyszkolnych kół fizyków”, „młodzieżowych towarzystw przyjaciół nauk”, „klubów młodych fizyków” (Bydgoszcz, Gdańsk, Gliwice, Katowice, Lublin, Łódź, Poznań, Szczecin, Toruń, Wrocław).

2.9. W Częstochowie, Katowicach, Opolu, Szczecinie były organizowane lokalne turnieje fizyczne dla młodzieży szkolnej. Zostały wszczęte starania o uzyskanie dla laureatów „Międzyszkolnego Turnieju Fizycznego Opolszczyzny” prawa wstępu bez egzaminu na wydziały fizyki wyższych uczelni.

2.10. W Oddziale Bydgoskim udzielano bezpłatnych konsultacji dla kandydatów do studiów w Akademii Techniczno-Rolniczej. W Białymstoku organizowano tzw. „otwarte dni” laboratoriów uczelnianych oraz wizyty w szkołach średnich nauczycieli akademickich i akcje te miały na celu ożywienie zainteresowania studiami fizycznymi.

2.11. Podobnie jak w latach poprzednich, Oddziały PTF działające poprzez Komitety Okręgowe, brały czynny udział w przeprowadzaniu zawodów Olimpiady Fizycznej. Na czele Komitetu Głównego Olimpiady stał prof. J. Mycielski, a funkcję kierownika organizacyjnego pełnił dr A. Kotlicki. Do I etapu XXVII Olimpiady w roku 1977/78 przystąpiło ok. 3000 uczestników, ale w rok później, do następnej, XXVIII Olimpiady stanęło tylko 1939 osób. Szczególnie wyraźny spadek zainteresowania tą imprezą dał się dostrzec w Białymstoku, Gdańsku, Gliwicach i Lublinie. Bardziej optymistyczne uwagi można odnieść do poziomu Turnieju: jego organizatorzy widzą systematyczną poprawę wyników zadań doświadczalnych. Zadowolenie może budzić także wzrost liczby laureatów pochodzących z małych miast.

2.12. Niezależnie od akcji w szkołach i wśród nauczycieli w wielu oddziałach Towarzystwa rozwijano działalność popularizatorską wśród szerokiego społeczeństwa. Przewodzi tu Oddział Warszawski, który urządza coroczne serie odczytów cieszące się dużą frekwencją.

Trzeci ważny odcinek frontu działań naszego Towarzystwa, to

## 3. WSPÓŁPRACA Z PRZEMYSŁEM

3.1. Już od dawna poświęcamy jej wiele uwagi. Za główne zadanie uważamy akcelerację bardzo ospale postępującego w naszym kraju procesu włączania się fizyków do rozwiązywania zagadnień, jakie służą bezpośrednio rozwojowi polskiego przemysłu.

Nie będziemy teraz analizować przyczyn hamujących ten proces. Są one liczne i różnorodne. Wskażemy tylko jedną z najważniejszych: brak informacji zarówno o aktualnych potrzebach przemysłu, jak i o realnych możliwościach zaspokajania tych potrzeb przez odpowiednie placówki fizyczne i odpowiednich indywidualnych specjalistów. Brak jest również dostatecznie drożnych kanałów służących do przekazywania takich informacji w obie strony.

3.2. Uważamy, że sytuację można by poprawić tworząc nowe i wzmacniając stare, już istniejące, kontakty pomiędzy środowiskiem techników i środowiskiem fizyków. Dlatego właśnie prowadziliśmy różne akcje, jak:

3.2.1. Werbunek do PTF członków wspierających lub zespołowych, tj. instytucji przemysłowych stosujących w swej praktyce metody fizyczne lub mogących z pożytkiem metod takich używać. Członków tej kategorii mamy obecnie 61. Należałoby tu zauważyć, że przeszkodą w rozwijaniu z nimi szerszej współpracy są pewne przepisy, stare, ale wciąż jeszcze obowiązujące, które silnie kępują naszych członków wspierających w udzielaniu materialnej pomocy działalności Towarzystwa. Mamy nadzieję, że Uchwała Rady Państwa z dnia 12 maja 1979 „O umacnianiu roli społecznego ruchu naukowego w kształtowaniu i upowszechnianiu kultury naukowej i technicznej kraju” przyczyni się wkrótce do poprawy sytuacji finansowej i prawnej towarzystw naukowych.

3.2.2. Tworzenie w Oddziałach PTF sekcji fizyki przemysłowej. Ostatnio sekcja taka powstała w Oddziale Rzeszowskim.

3.2.3. Werbunek do PTF fizyków pracujących w przemyśle i inżynierów — sympatyków fizyki.

3.2.4. Organizacja konferencji fizyki przemysłowej. Jedno ogólnopolskie sympozjum fizyki przemysłowej zostało zorganizowane przez ZG PTF we Wrocławiu w 1978 r. (była o nim mowa w p. 1.1.2), drugie ma odbyć się na początku 1980 r. w Krakowie. Jego organizatorem jest prof. A. Oleś, obecny przewodniczący Komisji Fizyki Przemysłowej PTF.

3.3. Dotychczasowe wyniki naszej pracy na polu współpracy z przemysłem są wciąż jeszcze dość skromne. Jednakże niektóre Oddziały mogą się pochwalić pewnymi sukcesami. Tak więc fizycy Oddziału Częstochowskiego nawiązali współpracę z Wydziałem Magneśców Huty Baildon oraz Zakładami Metalurgicznymi w Trzebini.

Również fizycy z Oddziału Poznańskiego są w stałym kontakcie z Komitetem Przemysłowym Stalowa Wola oraz z Wytwornią Sprzętu Komunikacyjnego PZL w Rzeszowie udzielając porad i wykonując ekspertyzy naukowe; opracowują oni także prototypy aparatury naukowo-badawczej i kontrolno-pomiarowej. Wyróżniające się rozwiązania konstrukcyjne i technologiczne zostały zaprezentowane na Targach Poznańskich 1979.

#### 4. WSPÓLPRACA MIĘDZYNARODOWA

4.1. W minionym dwuleciu podtrzymywaliśmy współpracę z towarzystwami fizycznymi Bułgarii, Czechosłowacji, NRD i Węgier dokonując bezdewizowej wymiany krótkich wizyt naukowych i organizując oraz finansując wyjazdy na konferencje międzynarodowe. Ogółem wykorzystaliśmy 171 osobodni przydzielając je fizykom m. in. z Krakowa (41 osobodni), Warszawy (38), Częstochowy (20), Gdańska (20), Lublina (13).

4.2. Zawarliśmy dwie nowe umowy o współpracy z: Rumuńskim Narodowym Komitetem Fizyki oraz z Chorwackim Towarzystwem Matematyczno-Fizycznym.

4.3. W centrum naszego zainteresowania stała współpraca z Europejskim Towarzystwem Fizycznym — organizacją, której działalność dynamizuje się i rozszerza z każdym rokiem: Nasz udział w akcjach tego Towarzystwa (a PTF zalicza się do najaktywniejszych jego członków) jest dla nas bardzo wygodną platformą międzynarodowych kontaktów. Nasi przedstawiciele są niemal we wszystkich organach EPS: w Komitecie Wykonawczym, tj. w Zarządzie Głównym (prof. Z. Wilhelm), w Radzie (doc. P. Decowski, prof. Z. Wilhelm, prof. J. Zakrzewski), w zarządach poszczególnych Wydziałów EPS (prof. prof. B. Jeżowska-Trzebiatowska, W. Kołos, D. Kunisz, T. Skaliński, J. Stankowski, A. Strzałkowski, A. Ziabicki, R. Żelazny), a także prawie we wszystkich Komitetach Doradczych EPS (prof. prof. A. Białas, J. Kołodziejczak, A. Kujawski, Z. Strugalski W. Zych). Łącznie mamy we władzach EPS 16 przedstawicieli PTF.

4.4. Świadectwem naszego bardzo dużego udziału w EPS jest również stosunkowo duża liczba polskich członków indywidualnych w tym Towarzystwie. Wynosi ona obecnie 143, a więc jest niemal równa sumie członków wszystkich pozostałych krajów socjalistycznych. Liczba ta oznacza 16-procentowy wzrost w stosunku do stanu z końca 1977 r.

4.5. Korzyści z naszego udziału w EPS są różnorodne. Wśród nich są stypendia przyznawane przez to Towarzystwo młodym fizykom polskim. Spośród 37 takich stypendiów udzielonych w związku z odbytą w roku 1978 konferencją EPS „Trends in Physics” w York (Wielka Brytania) 10 przyznano Polakom. Ponadto trzech młodych fizyków polskich uzyskało 12-miesięczne stypendia na staż zagraniczny w ramach systemu stypendialnego EPS.

## 5. DZIAŁALNOŚĆ WYDAWNICZA

5.1. PTF sprawuje merytoryczną opiekę nad czterema czasopismami. Są to:

- 1) *Postępy Fizyki*
- 2) *Acta Physica Polonica* (wydawane wspólnie z IF PAN)
- 3) *Reports on Mathematical Physics* (wydawane wspólnie z IF UMK)
- 4) *Delta* (wydawana wspólnie z Polskim Towarzystwem Matematycznym i Polskim Towarzystwem Astronomicznym).

5.2. Redakcja dwumiesięcznika „*Postępy Fizyki*” (red. nac. prof. A. Sobiczewski) wydała 11 numerów o łącznej objętości 80 arkuszy wydawniczych i nakładzie 3000 egzemplarzy (każdy nr). Wprowadzono nowe działy „*Rozmowy*” oraz „*Wspomnienia — Rocznice*”, rozszerzono i zaktywizowano „*Kronikę*”.

5.3. Wszczęto pierwsze kroki zmierzające do wydania w postaci książek serii „*Problemy*”, wydawanej przez PWN, jednotematycznych zbiorów artykułów wybranych spośród artykułów opublikowanych w ciągu ostatnich lat na łamach *Postępów Fizyki*.

5.4. Postanowiono zorganizować kolportaż *Postępów Fizyki* wśród Polonii oraz obcokrajowców, którzy odbyli staż naukowy względnie studia w Polsce. Akcja ta została już rozpoczęta.

5.5. „*Acta Physica Polonica*” (A i B), wydawane wspólnie z Instytutem Fizyki PAN uzyskały w roku 1978 nazwę czasopisma EPS. W związku z tym dokooptowano do Komitetu Redakcyjnego szereg członków zagranicznych. Dzięki ich aktywnej pomocy wzrosła liczba prac opiniowanych przez recenzentów zagranicznych, co powinno przyczynić się do wymaganego przez EPS ujednoczenia standardów wydawniczych.

5.6. W okresie objętym przez nasze sprawozdanie ukazało się 48 numerów *Acta Physica Polonica* o łącznej objętości 412 arkuszy wydawniczych i nakładzie 1000 egzemplarzy każdy. Redaktorem naczelnym jest prof. W. Czyż.

5.7. Wspólnie z Instytutem Fizyki UMK wydawany był dwumiesięcznik „*Reports on Mathematical Physics*”, którego red. naczelnym jest prof. R. S. Ingarden. W ciągu ostatnich dwóch lat wydano 11 numerów o objętości 90 arkuszy i nakładzie 700 egzemplarzy każdy.

5.8. W dalszym ciągu wydawany był we współpracy z Polskim Towarzystwem Matematycznym popularny miesięcznik „*Delta*” zaadresowany głównie do młodzieży szkół średnich. Od lipca 1979 do współpracy dołączyło się Polskie Towarzystwo Astronomiczne. Wydano 24 numery o łącznej objętości 48 arkuszy wydawniczych i nakładzie 20 000 egzemplarzy. Zaszła zmiana na stanowisku z-cy redaktora naczelnego i po doc. T. Hofmoku funkcję tę objął doc. M. Świącki.

## 6. PRACA WEWNĘTRZNA PTF

6.1. Zdajemy sobie sprawę z tego, że zadania stojące przed PTF mają szansę pomyślnej realizacji tylko pod warunkiem, że Towarzystwo nasze będzie organizacją silną i sprężystą. Liczymy obecnie prawie 2,5 tysiąca członków. Liczba to niewielka, jeśli ją porównać z liczbą 3500 fizyków zatrudnionych w instytucjach naukowych i 5000 magistrów fizyki pracujących w szkolnictwie średnim i podstawowym. Dlatego chcielibyśmy, aby PTF miało więcej niż obecnie członków i aby jego „struktura zawodowa” uległa pewnym zmianom. Pragnelibyśmy przede wszystkim podwyższyć procentowy udział w naszych szeregach fizyków przemysłowych oraz nauczycieli szkół średnich. Szukając skutecznych sposobów werbunku zaczęliśmy ostatnio wysyłać listy do poszczególnych osób proponując im wstąpienie do PTF. Najlepszą jednak formą agitacji jest dalsze ożywienie i rozszerzenie działalności naszego Towarzystwa.

6.2. Wiele uwagi poświęciliśmy zwiększeniu efektywności pracy Zarządu Głównego. Aby usprawnić i zacieśnić jego kontakt z Oddziałami wprowadziliśmy — jako stały punkt porządku comiesięcznych zebrań

Zarządu — przegląd spraw poszczególnych Oddziałów i zapraszaliśmy na zebrania po kolei przewodniczących wszystkich tych Oddziałów. W okresie sprawozdawczym Zarząd Główny odbył 18 zebrań.

6.3. Temu samemu celowi służyły wizyty członków Zarządu Głównego w Oddziałach. Były one połączone z referatami wygłaszanymi na posiedzeniach naukowych.

6.4. Staraliśmy się wzmocnić pracę Zarządu Głównego przez powoływanie rozmaitych komisji do określonych zadań. W okresie sprawozdawczym działała utworzona jeszcze w 1976 r. Komisja Historii Fizyki z prof. R. S. Ingardenem jako przewodniczącym. Zorganizowała ona wspomniane już poprzednio (p. 1.1.5) II Sympozjum Historii Fizyki. Prowadzono nadal wywiady magnetofonowe z najstarszymi fizykami polskimi, zbierano dokumenty dla Gabinetu Historii Fizyki działającego przy Bibliotece Głównej UMK.

6.5. Powołana została Komisja d/s Nazewnictwa Fizycznego. Jej przewodniczącym był prof. L. Natanson. Komisja ta rozpoczęła swą działalność korzystając z łamów Postępów Fizyki.

6.6. Pod przewodnictwem prof. A. Chelkowskiego działa Komisja d/s Zapotrzebowania i Zatrudnienia Absolwentów Fizyki.

6.7. W fazie organizacyjnej znajduje się Komisja d/s nauczania fizyki w wyższych szkołach technicznych, o której wspomnieliśmy w p. 2.2. (przewodniczący prof. F. Kaczmarek).

6.8. Efektywnie pracowała Komisja Legislacyjna pod przewodnictwem prof. B. Średniawy. Jej głównym osiągnięciem jest projekt zmian statutu PTF, który będzie przedstawiony na dzisiejszym zebraniu.

## 7. ZAKOŃCZENIE

Takie to są wyniki naszej dwuletniej pracy, dwuletniej działalności Polskiego Towarzystwa Fizycznego i jego Zarządu Głównego, który dziś kończy swoją kadencję. Czy pracowaliśmy dobrze czy źle? Odpowiedzieć nam samym na to pytanie niełatwo. Bo kiedy plony naszego trudu mierzymy miarą naszych nadziei, wydają się nam liche i ubogie, i jak daleka jeszcze droga przed nami, lecz gdy spojrzymy wstecz, widać, że jednak poszliśmy naprzód w obranym kierunku, wzmocniliśmy tętno naszego Związku, złączyliśmy go mocniej z krwioobiegiem życia naukowego kraju.

Nie byłoby to możliwe bez ofiarnej, wytrwałej pracy setek bezinteresownych działaczy naszego Towarzystwa i bez życzliwej pomocy tysięcy jego członków i sympatyków, ale także i bez poparcia władz państwowych, a zwłaszcza naszego mecenasa — Polskiej Akademii Nauk.

Dlatego rozliczając się dziś z kredytu zaufania, jaki nam przed dwoma laty został udzielony, chciałbym w imieniu własnym i mych kolegów z Zarządu Głównego podziękować wszystkim aktywnym członkom Towarzystwa za współpracę, inicjatywę, wytrwałość.

Słowa podziękowań należą się także wszystkim naszym protektorom, a zwłaszcza Polskiej Akademii Nauk i jej Komitetowi Fizyki za pomoc materialną i moralną, jakiej nam w granicach określonych przepisami nie skąpili.

Do tych podziękowań pragnę dołączyć szczególnie serdeczne słowa dla mych kolegów z Zarządu Głównego i wyrazić uznanie dla ich ofiarnej pracy. Dziękuję im wszystkim za przyjacielską, harmonijną współpracę w ciągu dwóch lat naszych wspólnych działań. Ich życzliwość, którą zawsze odczuwałem, była dla mnie największą podporą w mojej pracy dla Towarzystwa.

Dziękuję również serdecznie paniom z Sekretariatu Zarządu Głównego i księgowości za ich sprawną, rzetelną pracę.

Dziękuję także serdecznie redaktorom i członkom Redakcji naszych czasopism, a także członkom wszystkich Komisji, Sekcji, Komitetów działających przy Zarządzie Głównym za ich fachową, ofiarną pracę dla dobra naszego Towarzystwa, dla dobra fizyki polskiej.

ZDZISŁAW WILHELMI  
Prezes Polskiego Towarzystwa  
Fizycznego

## Walne Zebranie PTF

## Nowy Zarząd Główny

W dniu 26 września 1979 w czasie XXVI Zjazdu Fizyków Polskich odbyło się w Toruniu Walne Zebranie Polskiego Towarzystwa Fizycznego. Było ono okazją do szerokiej dyskusji na temat aktualnej sytuacji fizyki i fizyków w Polsce. Poruszano w niej sprawy konieczności poprawy sytuacji finansowej prowincjonalnych ośrodków naukowych i roli, jaką mogłoby odegrać PTF w staraniach o rozwiązanie tego problemu. Palącą sprawą jest poprawa współpracy PTF z przemysłem, sugerowano nawiązanie ścisłej współpracy z NOT. Podnoszono również sprawę niejednokrotnie niskiego poziomu wykształcenia nauczycieli fizyki w szkołach i niezadowalającego poziomu niektórych podręczników szkolnych. Sprawy te znalazły miejsce w przyjętej przez Walne Zebranie uchwale.

W uchwale tej znalazły się również wnioski z ożywionej dyskusji w czasie jednej z sesji Zjazdu poświęconej zagadnieniom dydaktyki w szkołach średnich i wyższych.

Walne Zebranie przyjęło projekt nowego statutu PTF. Wprowadzone zmiany miały na celu przystosowanie statutu do coraz poważniejszych zadań stojących przed PTF dla zapewnienia właściwej rangi fizyki w różnych gałęziach nauki i życia gospodarczego kraju.

Dokonano wyboru prezesa PTF, którym jednogłośnie ponownie został wybrany prof. Zdzisław Wilhelmi. W wyniku wyborów w skład nowego Zarządu Głównego weszli: prof. Grzegorz Białkowski (Warszawa), prof. August Chełkowski (Katowice), prof. Jerzy Czerwonko (Wrocław), doc. Piotr Decowski (Warszawa), prof. Andrzej Hrynkiewicz (Kraków), prof. Janusz Zakrzewski (Warszawa), prof. Franciszek Kaczmarek (Poznań), prof. Jan Stankowski (Poznań). Na zastępców członków Zarządu Głównego wybrano prof. Stanisława Łęgowskiego (Toruń) i doc. Maksymilianą Piłata (Lublin).

Na swym pierwszym posiedzeniu, w dniu 22 października 1979, nowo wybrany Zarząd Główny ukonstytuował się następująco: wiceprezisi — prof. G. Białkowski i prof. A. Hrynkiewicz, sekretarz generalny — doc. P. Decowski, skarbnik — prof. A. Chełkowski.

Zarząd Główny, korzystając z uprawnień statutowych, dokoptował do swego składu dr hab. J. Tökego, powierzając mu koordynowanie spraw związanych ze współpracą zagraniczną PTF.

Przewodniczącym Komisji Nagród i Odznaczeń PTF wybrano prof. A. Hrynkiewicza.

## Nagrody PTF

Komisja Nagród i Odznaczeń PTF przyznała w roku 1979 następujące nagrody naukowe:

- I. (10 000 zł) — dr Piotr Pierański z Poznania za prace nad modelowaniem zjawisk kolektywnych i dynamiki defektów sieci krystalicznej.
- II. (7 500 zł) — dr Roman Gielerak z Wrocławia za cykl prac na temat pewnych renormalizowanych, a także nierenormalizowanych teorii pola w czterowymiarowej przestrzeni.

Nagrody magisterskie (po 3 000 zł):

- mgr Zbigniew Dreger z Gdańska za pracę „Otrzymywanie i badanie kompleksu z przeniesieniem ładunku poliwinylkarbazolu z czterocyjanochinodwumetanem”,  
mgr Janusz Karkowski z Krakowa za pracę „Teoria pola skalarnego z wyższymi pochodnymi”,  
mgr Krzysztof Kurbiel z Warszawy za pracę „Funkcje Blocha w optyce zintegrowanej”,  
mgr Jerzy Masiakowski z Poznania za pracę „Badanie gamma napromieniowanego monokryształu progesteronu metodą elektronowego rezonansu paramagnetycznego”,  
mgr Bartłomiej Pokrzywka z Krakowa za pracę „Badanie zależności współczynnika absorpcji od temperatury dla linii 6328 Å w neonie”.

Komisja Nagród dydaktycznych przyznała nagrody za wyróżniające się osiągnięcia w nauczaniu fizyki:

- mgr Barbarze Biesiednej ze Szkoły Podstawowej nr 222 w Warszawie — 3 000 zł  
zespółowi: mgr Jerzy Pantera i mgr Barbara Adamczyk z Ośrodka Kształcenia Ustawicznego w Tarnowie (Oddział Krakowski) 4 000 zł,  
mgr Anieli Jabłońskiej z Liceum Ogólnokształcącego w Stargardzie Szczecińskim (Oddział Szczecin) — 1 500 zł,  
mgr Ryszardowi Cywińskiemu z Liceum Ogólnokształcącego w Legionowie (Oddział Warszawski) — 1 500 zł.

Uroczyste wręczenie nagród odbyło się na Walnym Zgromadzeniu PTF w Toruniu w dniu 26 września 1979 r.

## Nominacje na profesorów

Rada Państwa nadała tytuły naukowe profesorów:

tytuł naukowy profesora zwyczajnego otrzymał Iwo Przemysław Zieliński (Instytut Badań Jądrowych, Świerk),

tytuł profesora nadzwyczajnego otrzymał Robert Głębocki (Uniwersytet Gdański).

Nominacje wręczył w Belwederze w dniu 17 października 1979 r. Przewodniczący Rady Państwa prof. Henryk Jabłoński.

### Zakład Fizyki Teoretycznej PAN

II Kongres Nauki Polskiej postulował utworzenie Centrum Fizyki Teoretycznej PAN. Realizując pierwszy etap tego projektu Prezydium PAN, jak donosi *Nauka Polska* (Nr 3/79), powołało Uchwałą Nr 2/79 samodzielny Zakład Fizyki Teoretycznej jako placówkę naukową Polskiej Akademii Nauk, z siedzibą w Warszawie. Przedmiotem działania Zakładu jest prowadzenie badań naukowych w dziedzinie fizyki teoretycznej, w szczególności w dziedzinie fizyki statystycznej, elektrodynamiki, optyki kwantowej i kwantowej teorii pola. Szczegółowy zakres działania Zakładu oraz jego organizację ustalił statut organizacyjny nadany przez sekretarza naukowego PAN.

Uzasadniając wniosek w sprawie powołania Zakładu, złożony przez Komitet Fizyki i Wydział III PAN, sekretarz naukowy PAN przypomniał, że powołanie takiej placówki postulował II Kongres Nauki Polskiej. Obecnie stała się możliwa realizacja tego postulatu z uwagi na możliwość zatrudnienia w Zakładzie stosunkowo nielicznego, lecz wysokiej klasy zespołu kilkunastu pracowników naukowych, w tym 4 samodzielnych z prof. Birulą-Białynickim, 4 pomocniczych i 4 doktorantów i stażystów.

Uchwała Prezydium nie została dotąd wprowadzona w życie.

*Nauka Polska* 27, No 3 (1979).

B. W.

### Nagroda dla Cydlikowskiego

Prezydium Akademii Nauk ZSRR przyznało Nagrodę A. F. Joffego (2000 rubli) I. M. Cydlikowskiemu za monografię *Elektrony i dziury w półprzewodnikach*.

Izaak Michajłowicz Cydlikowski, wybitny teoretyk fizyki ciała stałego, pracuje w Instytucie Fizyki Metali AN ZSRR. Polskie tłumaczenie jego monografii wydało PWN w 1976 r. (patrz recenzja M. Miąsek — *Postępy Fizyki* 28, 451, 1977),

a firma Pergamon Press przygotowuje przekład angielski.

*Viestnik AN SSSR* 5/1979

B. W.

### O historii reformy organizacji nauki francuskiej

W roku bieżącym nakładem Harvard University Press oraz w wydaniu francuskim firmy Fayard ukazała się książka Spencera Wearta, dyrektora Centrum Historii Fizyki Amerykańskiego Instytutu Fizyki, pt. *Scientists in Power*. Czerwcowy zeszyt *Physics Today* zawiera artykuł Wearta oparty na jednym z rozdziałów tej książki. Omówiony w nim został przełom w organizacji nauki francuskiej, który w latach trzydziestych doprowadził do powstania Narodowej Kasy Badań Naukowych (Caise Nationale de la Recherche Scientifique — CNRS).

W początkach XX w. nauka francuska była zamknięta w systemie szkolnictwa wyższego. Prawie wszyscy naukowcy francuscy byli pracownikami wyższych uczelni, a jako tacy urzędnikami państwowymi. O płacach i awansach decydowało Ministerstwo Oświaty. Rozdziałem funduszków na prowadzenie badań kierowali biurokraci ministerialni, którzy zasięgali rady małej grupki uznanych starszych wiekiem profesorów, z których wielu już od lat nie pracowało produktywnie naukowo. W latach dwudziestych znacznie wzrosła liczba studentów wydziałów nauk ścisłych, natomiast spadła liczba miejsc pracy dla absolwentów tych wydziałów. Z początkiem lat trzydziestych grupa naukowców, której przewodził fizyk Jean Perrin, rozpoczęła kampanię o stworzenie dla nauki francuskiej ram organizacyjnych, zapewniających pełne możliwości rozwoju. Inicjatywa wyszła od dyrektorów Instytutu Biologii Fizyko-Chemicznej, prywatnej instytucji ufundowanej przez barona Eduarda Rothschilda. Jednym z tych dyrektorów był właśnie Jean Perrin. Na cotygodniowych zebraniach dyrekcji zaczęto dyskutować ogólne problemy nauki francuskiej i możliwości organizowania badań poza ośrodkami szkolnictwa wyższego.

Działania mające na celu realizację programu zainicjowanego przez Jeana Perrina podjęła grupa wybitnych uczonych, których łączyły więzy ścisłej przyjaźni i wspólnoty poglądów — przede wszystkim Paul Langevin i Maria Curie. Perrinowi i jego przyjaciółom chodziło przede wszystkim o przywrócenie prymatu badań naukowych, które w uniwersytetach zajęły podrzędne miejsce w stosunku



do zadań dydaktycznych. Projekty reform natrafiały na opór zrutynizowanego aparatu biurokratycznego i pewnych konserwatywnych uniwersyteckich kół naukowych. Pokonanie tych oporów stało się możliwe, kiedy stanowisko premiera objął przywódca partii radykalnej Eduard Herriot. Aby uniknąć tworzenia nowych instytucji, co wymagałoby przewlekłej procedury prawodawczej, Herriot wykorzystał istniejącą od dawna Caise National des Sciences (CNS), która dotychczas odgrywała podrzędną rolę, dysponując bardzo ograniczonymi środkami i służyła głównie jako źródło wsparcia dla zasłużonych i niezamożnych uczonych. W 1935 r. przyznano CNS 11 milionów franków, w następnym roku 26 milionów, a w dwa lata później 32 miliony. O przeznaczeniu tych środków decydował komitet, do którego weszli m. in. Maria Curie, Paul Langevin i Jean Perrin.

W 1936 r. na czele rządu stanął socjalista Léon Blum, który utworzył podsekretariat stanu do spraw badań naukowych. Stanowisko podsekretarza stanu zgodziła się objąć Irena Joliot-Curie, która jednak wkrótce ustąpiła pragnąc powrócić do swojej pracy naukowej. Na jej miejsce został mianowany Jean Perrin.

CNS, przekształcona w 1935 r. w Caise Nationale de la Recherche Scientifique (CNRS) przejęła lub stworzyła znaczną liczbę laboratoriów, obserwatoriów i innych placówek badawczych. Wśród instytucji zainicjowanych przez CNRS czołowe miejsce zajęło otwarte w 1939 r. świetnie wyposażone nowe laboratorium, którym kierował Fryderyk Joliot. W laboratorium tym Joliot i jego współpracownicy dokonali ważnych odkryć dotyczących reakcji łańcuchowych w uranie. Badania te przerwała wojna. Po wojnie Joliot stanął na czele CNRS, a jednocześnie objął funkcję Komisarza do spraw Energii Atomowej.

Reformy organizacyjne zapoczątkowane przez Jean Perrina niewątpliwie przyczyniły się do pomyślnego rozwoju nauki francuskiej.

Przykład CNRS miał duży wpływ na organizację nauki w innych krajach, m. in. kiedy rząd USA zaczął projektować utworzenie National Science Foundation zasięgnięto opinii uczonych francuskich na temat organizacji CNRS.

*Phys. Today* 32, No 6, 1979

B. W.

### Prowadnice świetlne w telefonii brytyjskiej

Brytyjskie Ministerstwo Poczty planuje zainstalować w najbliższym czasie w sumie 450 km połączeń

telefonicznych prowadnicami świetlnymi. Przedsięwzięcie uważa się za „próbę polową” przeprowadzaną w realnych warunkach eksploatacji. M. in. systemy przenoszące 140 Mbit/s połączą Londyn i Reading oraz Reading i Oxford. W Walii planuje się założenie 28 km linii napowietrznej oraz 1,7 km pod wodą. Koszt tych zamierzeń wyniesie prawdopodobnie około 10 milionów dolarów.

*Laser Focus* 15, No 7, 1979

B. W.

### D. Gabor (1900 — 1979)

Dnia 9 lutego 1979 zmarł Dennis Gabor, twórca holografii.

Dennis Gabor urodził się 5 czerwca 1900 r. w Budapeszcie. Studiował na politechnikach w Budapeszcie, potem w Charlottenburgu, gdzie uzyskał w 1927 r. stopień doktora nauk technicznych. Pracował początkowo w firmie Siemens i Halske w Berlinie. W 1933 r. wyemigrował do Anglii, gdzie prowadził badania w laboratorium firmy Thomson-Houston. Od 1948 r. aż do przejścia na emeryturę w 1967 r. był profesorem Imperial College w Londynie.

Zajmował się wyładowaniami w gazach, optyką elektronową, mikroskopią elektronową, fizyką plazmy, teorią informacji (przedstawienie widma częstości w zależności od czasu tzw. macierz Gabora, w której każda liczba reprezentuje amplitudę sygnału elementarnego, przy czym przedział częstości i przedział czasu związane są relacją nieoznaczoności).

W 1947 r. gdy zajmował się ulepszeniem zdolności rozdzielczej mikroskopu elektronowego, Gabor dokonał odkrycia, które w 1971 r. przyniosło mu Nagrodę Nobla z fizyki. Wynalazł mianowicie technikę zapisu pola fali rozproszonej od bombardowanego elektronami przedmiotu i odtwarzania tego zapisu tak, że zawiera on pełną informację co do fazy i amplitud. Ten sposób zapisu Gabor nazwał hologramem od greckiego słowa *holos* — całość. Początkowo uzyskiwane zapisy nie były zadowalające. Dopiero odkrycie laserów dających światło monochromatyczne, spójne i o dużym natężeniu przyniosło holografii pełny sukces.

Warto tu może przypomnieć, że teorię podwójnego odwzorowania podał już w 1920 r. Mieczysław Wolfke (*Phys. Z.* 21, 495, 1920).

Gabor był członkiem Royal Society i członkiem zagranicznym Węgierskiej Akademii Nauk.

B. W.

**Sin-itiro Tomonaga**  
(1906 — 1979)

8 lipca 1979 r. zmarł Sin-itiro Tomonaga, japoński fizyk teoretyk.

Tomonaga urodził się 31 marca 1906 r. w Tokio. W roku 1929 ukończył Uniwersytet Kyoto, specjalizując się w fizyce atomowej. Po ukończeniu studiów został na tym uniwersytecie asystentem. W roku 1932 został asystentem Y. Nishiny w Instytucie Fizyki i Chemii w Tokio. W latach 1937—39 przebywał jako stypendysta na uniwersytecie w Lipsku, gdzie Katedrą Fizyki Teoretycznej kierował w tym czasie Heisenberg. Od roku 1941, aż do przejścia na emeryturę w roku 1969, był profesorem uniwersytetu w Tokio. Był rektorem tego uniwersytetu (1956—62) oraz dyrektorem Instytutu Optyki (1963—1969).

W roku 1965, wspólnie z R. P. Feynmanem i J. Schwingerem, Tomonaga otrzymał nagrodę Nobla za „podstawowe prace z elektrodynamiki kwantowej, które miały głęboko sięgające konsekwencje dla fizyki cząstek elementarnych”.

Prace, które przyniosły mu nagrodę Nobla, rozpoczął Tomonaga po przyjeździe z Lipska do Tokio. Wspólnie ze swoimi młodymi współpracownikami (H. Fukuda, D. Ito, S. Kanezawa, Z. Koba, T. Miyamoto i T. Tati) Tomonaga w latach 1942—47 sformułował teorię renormalizacji, która jest podstawą sukcesów elektrodynamiki kwantowej. Z powodu izolacji Japonii w czasie wojny i w pierwszym okresie po wojnie, prace Tomonagi i jego grupy nie były znane w USA i nie wywarły większego wpływu na dalszy rozwój elektrodynamiki kwantowej i teorii cząstek elementarnych, wyznaczonych przez pionierskie prace Feynmana i Schwingera. W latach pięćdziesiątych Tomonaga opracował teorię zjawisk kolektywnych dla układów złożonych z wielu cząstek. Napisał dwutomowy podręcznik mechaniki kwantowej.

Sin-itiro Tomonaga był członkiem Japońskiej Akademii Nauk i zagranicznym członkiem akademii szwedzkiej, radzieckiej i niemieckiej. Był odznaczony Złotym Medalem Łomonosowa.

*Iwo Białynicki-Birula*

## Kalendarz imprez

Informacje podajemy w następującej kolejności: data, miejsce i nazwa imprezy, organizator, adres, pod który należy nadsyłać 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 1980

23 - 24 września 1980, Poznań

Ogólnopolskie seminarium Problemy zastosowania cienkich warstw magnetycznych, Instytut Fizyki Molekularnej PAN, dr hab. Henryk Ratajczak, IFMol PAN, Smoluchowskiego 17/19, 60-179 Poznań, tel. 647071, w. 132.

Z: 30. 4. 80, NP, U: 52

### Szkoły 1980

28 - 31 maja 1980, Błażejewko k. Poznania

II Szkoła Fizyki Ciekłych Kryształów, Instytut Fizyki Molekularnej PAN, mgr Barbara Stryła, IFMol PAN, Smoluchowskiego 17/19, 60-179 Poznań, tel 674071, w. 273

Z, A: 28. 2. 80, U: 75, O : 200 zł

7 - 13 września 1980, Błażejewko k. Poznania

Teoria stopów magnetycznych, Instytut Fizyki Molekularnej PAN, prof. Janusz Morkowski, Zespół Ferromagnetyków IFMol PAN, Smoluchowskiego 17/19, 60-179 Poznań, tel. 674071, w.121

U: 73, angielski

## Informacje dla autorów

Komitet Redakcyjny w celu skrócenia cyklu wydawniczego prosi autorów o opracowanie 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 pochyłych kresek), kwadratowych czy sześciennych i wpisywać je ręcznie przy braku odpowiednich czcionek.

6. Wzory należy wpisywać czytelnie, a w szczególności bardzo wyraźnie wpisywać wskaźniki i wykładniki potęg. Symbole wielkości wektorowych należy podkreślić czarnym ółwkiem, gdy 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 teoriyu kvantovannykh polei*, Nauka, Moskva 1973, str. 240.

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

10. Autora obowiązuje wykonanie korekty autorskiej, którą należy zwrócić w ciągu 3 dni pod adresem: Państwowe Wydawnictwo Naukowe, Dział Czasopism, ul. Smoleńsk 14, 31-112 Kraków. Przetrzywanie 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 półroczu roku następnego i cały rok następny  
do dnia 10 czerwca na II półroczu 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. Prenumeratorzy indywidualni opłacają prenumeratę wyłącznie w urzędach pocztowych lub u doręczycieli.

Prenumeratę za 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 OM 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, 00-068 Warszawa, Krakowskie Przedmieście 7, P. O. Box 1001, Poland.

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

**Tylko prenumerata zapewnia regularne otrzymywanie czasopisma**

## TREŚĆ

A. Sym — Solitony . . . . .	3
J. M. Baranowski — Relaksacja sieci w przejściach optycznych w zlokalizowanych domieszkach metali przejściowych w półprzewodnikach . . . . .	19
J. Zakrzewski — Leptony i kwarki: czyżby koniec drogi? . . . . .	33
WSPOMNIENIA — ROCZNICE	
A. Hryniewicz — Fizyka w Uniwersytecie Wileńskim — w czterechsetną rocznicę założenia tego Uniwersytetu . . . . .	65
ZAGADNIENIA DYDAKTYKI FIZYKI W SZKOŁACH WYŻSZYCH	
J. Słaby — Hologramy tęczowe . . . . .	71
ZE ZJAZDÓW I KONFERENCJI	
M. Pluta — Konferencja optyczna w Bad Harzburg . . . . .	79
J. Dąbrowski — Konferencja o siłach jądrowych i materii jądrowej w Bad Honnef . . . . .	83
RECENZJE	
K. N. Muchin — Doświadczalna fizyka jądrowa. 1. Fizyka jądra atomowego (P. Decowski) . . . . .	85
A. Hennel, W. Szuszkiewicz — Zadania i problemy z fizyki (M. Krawczyk) . . . . .	86
W. S. Władimirow, W. P. Michajłow, A. A. Waszarin, H. H. Karimowa, J. W. Sidorow, M. I. Szabunin — Zbiór zadań z metod matematycznych fizyki (K. Makowski) . . . . .	87
KRONIKA	

## CONTENTS

A. Sym — Solitons . . . . .	3
J. M. Baranowski — Lattice Relaxation in Optical Transitions of Localized Transition Metal Impurities in Semiconductors . . . . .	19
J. Zakrzewski — Leptons and Quarks: the End of the Road? . . . . .	33
RECOLLECTIONS — ANNIVERSARIES	
A. Hryniewicz — Physics Research at Vilna University: on the 400th Anniversary of the Foundation of the University . . . . .	65
PROBLEMS OF TEACHING PHYSICS IN ACADEMIC SCHOOLS	
J. Słaby — Rainbow Holograms . . . . .	71
MEETINGS AND CONFERENCES	
REVIEWS	
CHRONICLE	