

---

PTF

# POSTĘPY FIZYKI

DWUMIESIĘCZNIK  
POŚWIĘCONY  
UPOWSZECHNIANIU  
WIEDZY  
FIZYCZNEJ

TOM 44  
ZESZYT 1  
1993

---

# POLSKIE TOWARZYSTWO FIZYCZNE

## ZARZĄD GŁÓWNY

Prezes:	Prof. dr STEFAN POKORSKI
Wiceprezesi:	Prof. dr JERZY NIEWODNICZAŃSKI Prof. dr TADEUSZ SKALIŃSKI
Sekretarz Generalny:	Dr ZYGMUNT AJDUK
Skarbnik:	Dr LUCJAN ZEMŁO
Członkowie Zarządu:	Dr ZOFIA GOŁĄB-MEYER Prof. dr STANISŁAW K. HOFFMANN Mgr BOŻENA MOLDENHAWER Prof. dr IRENEUSZ STRZAŁKOWSKI Prof. dr JERZY WDOWCZYK Prof. dr CECYLIA WESOŁOWSKA Mgr MARIA ZABOROWSKA-KUŚMIEREK

## Redaktorzy naczelni czasopism PTF

Prof. dr ADAM SOBICZEWSKI – <i>Postępy Fizyki</i>
Prof. dr JERZY PROCHOROW – <i>Acta Physica Polonica A</i>
Prof. dr WIESŁAW CZYŻ – <i>Acta Physica Polonica B</i>
Prof. dr JAN KALINOWSKI – <i>Delta</i>
Prof. dr ROMAN INGARDEN – <i>Reports on Mathematical Physics</i>

## Przewodniczący Oddziałów Towarzystwa

Prof. dr MICHAŁ ŚWIĘCKI (Białystok)	Doc. dr BAZYLI BOŃCZAK (Łódź)
Dr ALEKSANDRA WRONKOWSKA (Bydgoszcz)	Dr JÓZEF MUSIELOK (Opole)
Dr WŁODZIMIERZ ZAPART (Częstochowa)	Prof. dr STANISŁAW K. HOFFMANN (Poznań)
Prof. dr CZESŁAW SZMYTKOWSKI (Gdańsk)	Prof. dr MAREK RYTEL (Rzeszów)
Dr TOMASZ GOSLAR (Gliwice)	Dr HENRYK WREMBEL (Słupsk)
Prof. dr WIESŁAWA ZAREK (Katowice)	Prof. dr TADEUSZ REWAJ (Szczecin)
Dr ADAM S. WRÓŃSKI (Kielce)	Prof. dr FRANCISZEK ROZPŁOCH (Toruń)
Prof. dr ANDRZEJ KISIEL (Kraków)	Prof. dr IRENEUSZ STRZAŁKOWSKI (Warszawa)
Prof. dr STANISŁAW HAŁAS (Lublin)	Prof. dr ZYGMUNT GALASIEWICZ (Wrocław)

## ADRES ZARZĄDU

00-681 Warszawa, ul. Hoża 69  
tel. 21 26 68

POLSKIE TOWARZYSTWO FIZYCZNE

# POSTĘPY FIZYKI

DWUMIESIĘCZNIK POŚWIĘCONY UPOWSZECHNIANIU  
WIEDZY FIZYCZNEJ

TOM 44, ZESZYT 1  
1993

Zeszyt dofinansowany  
przez Komitet Badań Naukowych

Wydano pod patronatem  
Wydziału Fizyki Uniwersytetu Warszawskiego

Warszawa 1993

## RADA REDAKCYJNA

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

## KOMITET REDAKCYJNY

Redaktor Naczelny: Adam Sobiczewski  
Członkowie Redakcji: Tomasz Dietl, Mirosław Łukaszewski,  
Magdalena Staszal, Barbara Wojtowicz

Adres Redakcji: ul. Hoża 69, 00-681 Warszawa  
adres elektroniczny: [postepy@fuw.edu.pl](mailto:postepy@fuw.edu.pl)

## Korespondenci Oddziałów PTF:

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



**Janusz Dąbrowski**

*Instytut Problemów Jądrowych*

*im. A. Soltana*

*Warszawa*

## Dziwność w jądrach

### Strangeness in nuclei

*Abstract:* This article surveys the physics of hypernuclei, i.e. nuclei which contain, in addition to nucleons, at least one hyperon. Hyperons are unique probes of the deep nuclear interior. Many aspects of  $\Lambda$  hypernuclei, and more recently some  $\Sigma$  hypernuclei, have been observed and the energies of their ground and excited states, lifetimes, and modes of production and decay have been determined. These results have been an important source of information on the baryon-baryon interaction in the strange sector. There is a possibility that nuclear systems with strangeness may reveal the sub-baryonic degrees of freedom.

#### 1. Wstęp

Dziwność (strangeness)  $S$  jest liczbą kwantową wprowadzoną w latach 50-ych w celu wyjaśnienia względnej trwałości cząstki  $\Lambda$ , która ulega słabemu rozpadowi  $\Lambda \rightarrow \pi N$  z długim czasem życia  $\tau = 2.6 \times 10^{-10}$  s, a jednocześnie jest obficie wytwarzana w silnym procesie stowarzyszonej produkcji (associated production)  $\pi N \rightarrow K^+ \Lambda$ . Przypisując nukleonom  $N = n, p$  i mezonom  $\pi$  dziwność  $S = 0$ , cząstce  $\Lambda$  dziwność  $S = -1$ , zaś mezonowi  $K^+$  dziwność  $S = 1$ , widzimy, że w procesie rozpadu  $\Lambda$  dziwność zmienia się,  $\Delta S = 1$ , zaś w procesie stowarzyszonej produkcji  $\Delta S = 0$ . Przyjmując dalej, że w silnych oddziaływaniach dziwność się zachowuje, otrzymujemy wyjaśnienie obfitej produkcji cząstek  $\Lambda$  w procesie stowarzyszonej produkcji i długiego czasu życia  $\Lambda$ .

Trwałe (tzn. ulegające jedynie słabym rozpadowi) cząstki, różniące się od nukleonów jedynie dziwnością (oraz nieco większą masą) nazywamy hiperonami

i oznaczamy przez  $Y$ . W tablicy 1 podane są własności nukleonów i hiperonów występujących w naszych rozważaniach. Wszystkie z tych ośmiu cząstek (oktet barionów) mają spin  $\frac{1}{2}$  oraz parzystość dodatnią,  $J^{\pi} = \frac{1}{2}^{+}$ . Izospin oznaczony jest przez  $I$ , a szerokość połówkowa przez  $\Gamma$ .

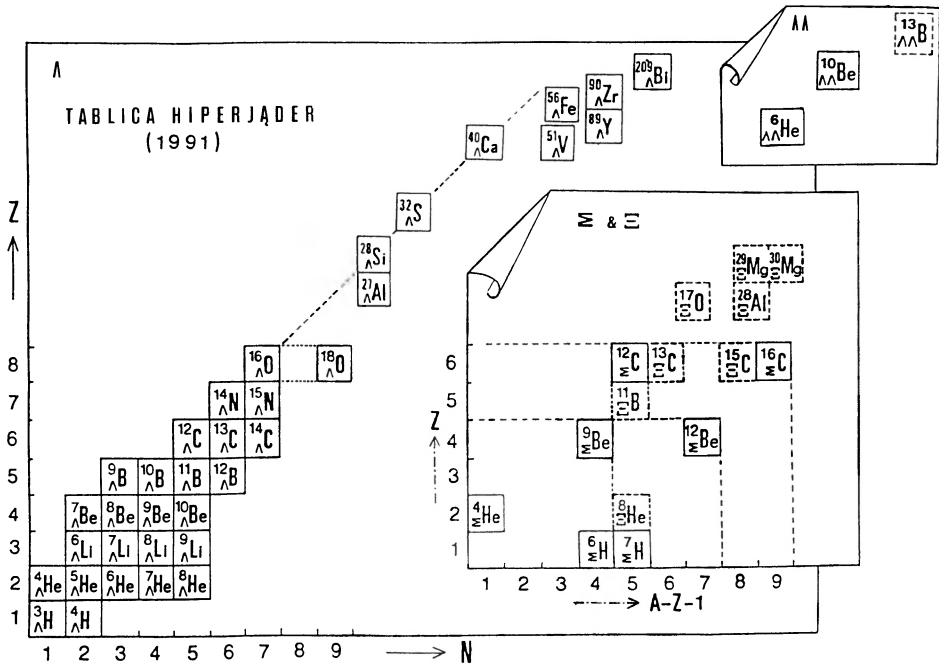
Tablica 1. Oktet barionów

	$M$ [MeV]	$I$	$S$	$\tau$ [s]	$\Gamma = \hbar/\tau$ [MeV]	Główny sposób rozpadu
p	938.3	1/2	0	$\infty$	0	
n	939.6	1/2	0	898	$0.7 \times 10^{-24}$	$p + e^{-} + \nu_e + 0.78$ MeV
$\Lambda$	1115.6	0	-1	$2.6 \times 10^{-10}$	$2.5 \times 10^{-12}$	$p + \pi^{-} + 37.8$ MeV (64%) $n + \pi^0 + 41.1$ MeV (36%)
$\Sigma^{+}$	1189.4	1	-1	$0.8 \times 10^{-10}$	$0.8 \times 10^{-11}$	$p + \pi^0 + 116.1$ MeV (52%) $n + \pi^{+} + 110.2$ MeV (48%)
$\Sigma^0$	1192.5	1	-1	$5.8 \times 10^{-20}$	$1.1 \times 10^{-2}$	$\Lambda + \gamma$
$\Sigma^{-}$	1197.3	1	-1	$1.5 \times 10^{-10}$	$4.4 \times 10^{-12}$	$n + \pi^{-} + 118.2$ MeV
$\Xi^0$	1314.9	1/2	-2	$2.9 \times 10^{-10}$	$2.3 \times 10^{-12}$	$\Lambda + \pi^0 + 64.3$ MeV
$\Xi^{-}$	1321.3	1/2	-2	$1.6 \times 10^{-10}$	$4.0 \times 10^{-12}$	$\Lambda + \pi^{-} + 66.1$ MeV

Silne oddziaływanie pomiędzy nukleonami (siły jądrowe) prowadzi do tworzenia się stanów związanych nukleonów, czyli jąder atomowych. Ich istnienie zostało stwierdzone w 1911 r. w doświadczeniach Rutherforda [1], które dały początek fizyce jądrowej. Silne oddziaływanie między nukleonami i hiperonami umożliwia powstawanie stanów związanych nukleonów i hiperonów, czyli hiperjąder. Pierwszej obserwacji hiperjądra dokonali w 1952 r. Marian Danysz i Jerzy Pniewski [2]. Zauważyli oni w emulsji fotograficznej długo żyjący fragment powstały w wyniku zderzenia cząstki promieniowania kosmicznego z jądrem emulsji. Fragment ten uległ następnie rozpadowi z wydzieleniem znacznej energii. Podali oni trafną interpretację, że w owym fragmencie był związany hiperon  $\Lambda$ . Był to początek fizyki hiperjądrowej, nowej dziedziny badań leżącej na pograniczu fizyki jądra atomowego i cząstek elementarnych. Jej rozwój doprowadził do odkrycia w 1963 r. [3] w Warszawie podwójnego hiperjądra  $\Lambda$  (rdzeń jądrowy + dwa hiperony  $\Lambda$ ), a w 1979 r. [4] w CERN-ie hiperjąder  $\Sigma$  (rdzeń jądrowy + hiperon  $\Sigma$ ).

Technika emulsji fotograficznej, w której emulsja była jednocześnie tarczą i detektorem, była jedyną metodą doświadczalną fizyki hiperjądrowej do późnych lat 60-ych. W tym czasie nauczono się wytwarzać intensywne wiązki mezonów  $K^{-}$  (o dziwności  $S = -1$ ), umożliwiające zastosowanie techniki licznikowej do obserwacji hiperjąder produkowanych w reakcji wymiany dziwności ( $K^{-}, \pi$ ). Był to początek współczesnej fizyki hiperjądrowej.

Obecny stan fizyki hiperjądrowej ilustruje rys. 1, w którym zestawiono wszystkie hiperjądra zaobserwowane do roku 1991. Autorzy tego zestawienia [5] włączyli doń również hiperjądra  $\Xi$ , których identyfikacja nie jest jednak jednoznaczna i których istnienie jest jednym z otwartych problemów fizyki hiperjądrowej. Podobnie istnienie hiperjądra  $\frac{4}{2}\text{He}$  nie jest jeszcze całkiem pewne.



Rys. 1. Tablica hiperjąder w 1991 r. [5]

Celem niniejszego artykułu jest przedstawienie najważniejszych osiągnięć i bieżących problemów fizyki hiperjądrowej.

W *Postęпах Fizyki* ukazała się seria bardziej szczegółowych artykułów Pniewskiego [6-7] oraz Davisa i Pniewskiego [8-9] poświęcona głównie stanom podstawowym hiperjąder  $\Lambda$  wyznaczonym techniką emulsyjną. Jedynie w [9] omówiono stany wzbudzone hiperjąder  $\Lambda$  i  $\Sigma$  wytwarzane w reakcji wymiany dziwności. Czytelnikom chcącym bliżej poznać problematykę dziwności w jądrach polecamy ponadto napisane niedawno artykuły przeglądowe [5,10-14] oraz materiały z ostatnich konferencji hiperjądrowych [15-18].

## 2. Hiperjądra $\Lambda$

Wczesne badania hiperjądrowe prowadzone były techniką emulsyjną. Początkowo bloki emulsji wysyłano balonami na wysokość ok. 25 km by poddać je działaniu promieni kosmicznych. W późnych latach 50-tych zaczęto je naświetlać wiązkami mezonów  $K^-$ . Badania te doprowadziły do identyfikacji ok. 20 lekkich hiperjąder ( $A \lesssim 16$ ) w ich stanach podstawowych oraz do wyznaczenia w nich energii wiązania  $B_\Lambda$  cząstki  $\Lambda$  (w dowolnym stanie hiperjądra, podstawowym lub wzbudzonym, określamy  $B_\Lambda$  jako energię potrzebną do usunięcia  $\Lambda$  z hiperjądra z pozostawieniem rdzenia jądrowego w stanie podstawowym). Wyznaczono również spiny hiperjąder przez badanie korelacji kątowych pomiędzy procesami produkcji i rozpadu, a w niektórych przypadkach przez pomiar względnego prawdopodobieństwa różnych sposobów rozpadu hiperjąder (branching ratios).

Analiza wartości  $B_\Lambda$  plus pewne pomiary (w wodorowej komorze pęcherzykowej) niskoenergetycznego rozpraszania  $\Lambda p$  dostarczyły pierwszych informacji o oddziaływaniu  $v_{\Lambda N}$  pomiędzy hiperonem  $\Lambda$  i nukleonami. Okazało się, że oddziaływanie to: (i) jest nieco słabsze od oddziaływania jądrowego  $v_{NN}$ , bo nie prowadzi do stanu związanego  $N\Lambda$  (najlżejsze zaobserwowane hiperjądro to hipertryt  ${}^3_\Lambda\text{H}$ , tzn. układ  $pn\Lambda$ ), (ii) jest – odwrotnie niż w przypadku  $v_{NN}$  – bardziej przyciągające w stanie singletowym ( $J_{\Lambda N} = 0$ ) niż w stanie trypletowym ( $J_{\Lambda N} = 1$ ), (iii) jest krótszego zasięgu niż  $v_{NN}$  (wymiana jednego pionu o izospinie 1 jest pomiędzy  $N$  i  $\Lambda$  niemożliwa, bo  $\Lambda$  ma izospin 0).

Jednego zagadnienia nie udało się rozwiązać przy pomocy tego  $v_{\Lambda N}$ . W granicy gdy liczba masowa  $A \rightarrow \infty$  osiągamy układ  $\Lambda$  w materii jądrowej, w którym energię wiązania cząstki  $\Lambda$  oznaczamy przez  $B_\Lambda(\infty)$ . W stanie podstawowym tego układu  $\Lambda$  ma zerowy pęd,  $p_\Lambda$ , ponieważ  $\Lambda$  jako cząstka różna od nukleonów nie podlega blokowaniu Pauliego przez nukleony. W skończonych hiperjądrach o promieniu  $R = r_0 A^{1/3}$ , mamy  $B_\Lambda(A) = B_\Lambda(\infty) - p_\Lambda^2/2M_\Lambda$ , gdzie  $p_\Lambda > 0$ . Mianowicie zasada nieoznaczoności Heisenberga wymaga by  $2Rp_\Lambda \cong h$ . Stąd otrzymujemy

$$B_\Lambda(A) = B_\Lambda(\infty) - (\pi^2 \hbar^2 / 2M_\Lambda r_0^2) A^{-2/3}. \quad (2.1)$$

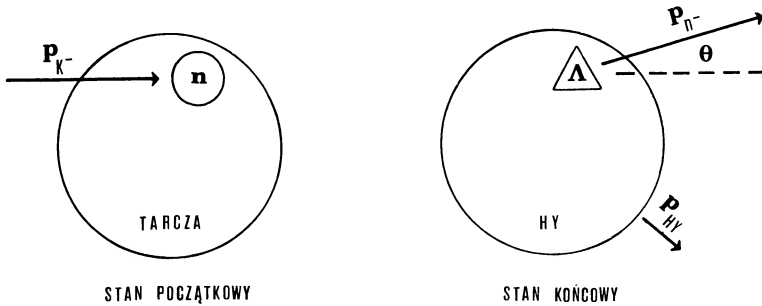
Dopasowując  $B_\Lambda(\infty)$  i  $r_0$  tak, by wzór (2.1) odtwarzał zmierzone wartości  $B_\Lambda(A)$ , uzyskujemy półempiryczną wartość  $B_\Lambda(\infty) \cong 28$  MeV (najnowsze oszacowanie z pracy [19]). Natomiast wszystkie teoretyczne obliczenia za pomocą  $v_{\Lambda N}$  prowadziły do znacznie większej wartości  $B_\Lambda(\infty) \gtrsim 40$  MeV [20].

Ten „problem nadmiernego wiązania” („overbinding problem”) można rozwiązać uwzględniając sprzężenie z kanałem  $\Sigma$  poprzez proces  $\Lambda N \rightarrow \Sigma N$ , które w

materii jądrowej jest osłabione działaniem zasady Pauliego (por. rozdz. 3). Rzeczywiście, stosując w obliczeniach typu Bruecknera oddziaływanie barion-barion uwzględniające sprzężenie  $\Sigma\Lambda$  (tzw. oddziaływanie Nijmegen [21-22]), otrzymujemy  $B_\Lambda(\infty) \cong 27 - 32$  MeV [23] (podobny wynik uzyskał ostatnio Reuber [18] dla tzw. oddziaływania Bonn rozszerzonego na sektor dziwności).

To rozwiązanie problemu nadmiernego wiązania obarczone jest jednak grubymi przybliżeniami stosowanej wersji teorii Bruecknera [tzw. LOB (low-order-Brueckner theory)]. Również stosowanie „wariacyjnej” metody Jastrowa jest mniej pewne w przypadku  $B_\Lambda(\infty)$  niż w przypadku czystej materii jądrowej, ponieważ  $B_\Lambda(\infty)$  obliczone za pomocą funkcji próbnych nie stanowi ani górnego ani dolnego ograniczenia na ścisłą wartość  $B_\Lambda(\infty)$ . W przypadkach gdy dla tego samego oddziaływania  $v_{\Lambda N}$  zastosowano zarówno metodę Jastrowa (w przybliżeniu zapętłonych łańcuchów Fermiego (Fermi-hypernetted-chains) [24]), uzyskane wartości  $B_\Lambda(\infty)_{\text{Jastrow}}$  okazały się znacznie większe od  $B_\Lambda(\infty)_{\text{LOB}}$  [25].

Istotna rola, jaką odgrywa kanał  $\Sigma$  odległy od kanału  $\Lambda$  jedynie o  $M_\Sigma - M_\Lambda \cong 80$  MeV, jest bardzo ciekawą własnością hiperjąderek  $\Lambda$ . Podobne zjawisko w zwyczajnych jądrach – obecność w nich stanów wzbudzonych nukleonów (rezonansów) – jest znacznie subtelniejsze, co oczywiście związane jest z tym, że tutaj nawet dla najbliższego rezonansu  $\Delta(3,3)$  odległość kanału rezonansowego od kanału nukleonowego wynosi  $M_\Delta - M_N \cong 300$  MeV.

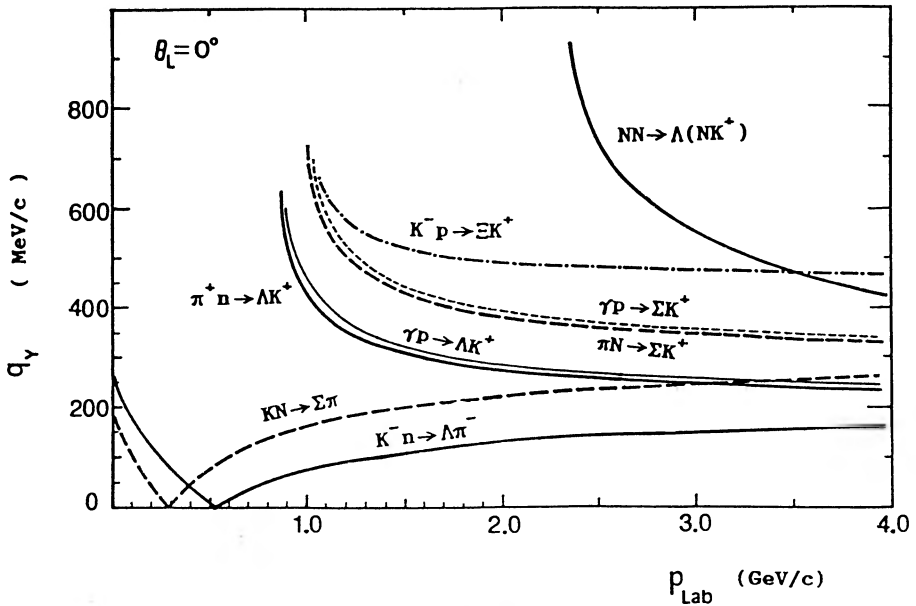


Rys. 2. Kinematyka reakcji  ${}^A Z(K^-, \pi^-) {}^A_\Lambda Z$

Wytwarzanie hiperjąderek  $\Lambda$  w reakcji wymiany dziwności ( $K^-, \pi$ ) zapoczątkowało nowy, współczesny etap fizyki hiperjądrowej. Intensywnie badano tę reakcję jedynie w przypadku naładowanego pionu  $\pi^-$  w stanie końcowym: ( $K^-, \pi^-$ ). Procesem elementarnym jest tu proces  $K^- n \rightarrow \pi^- \Lambda$ . Dla zadanego pędu kaonów można ze zmierzonego w doświadczeniu pędu pionu  $p_{\pi^-}$  (rys. 2) wyznaczyć z

prawa zachowania pędu i energii masę  $M_{HY}$  wytworzonego hiperjądra (w stanie podstawowym lub wzbudzone). Okazuje się, że najwygodniej przedstawiać liczbę zarejestrowanych pionów w określonym przedziale energii pionów (przy ustalonym kącie rozpraszania  $\theta$ ) jako funkcję  $\Delta M = M_{HY} - M_A$ , gdzie  $M_A$  jest masą jądra tarczy. Oznaczając przez  $M_r$  masę rdzenia jądrowego w stanie podstawowym, mamy:  $M_{HY} = M_r + M_\Lambda - B_\Lambda$ , oraz podobnie:  $M_A = M_r + M_n - B_n$ , gdzie  $B_n$  jest energią wiązania neutronu w jądrze tarczy. Odejmując od siebie obie te równości otrzymujemy związek pomiędzy  $\Delta M$  i  $B_\Lambda$ :

$$\Delta M = -B_\Lambda + B_n + M_\Lambda - M_n. \quad (2.2)$$



Rys. 3. Pęd  $q_Y$  przekazywany hiperonowi Y jako funkcja laboratoryjnego pędu  $p_{Lab}$  pocisku a w reakcji  $aN \rightarrow Yb$  dla  $\theta_b = 0^\circ$  [5]

Elementarny proces  $K^-n \rightarrow \pi^- \Lambda$  jest egzoenergetyczny ( $M_K + M_n - M_\pi - M_\Lambda \cong 178$  MeV) i przekaz pędu  $q_\Lambda = p_{\pi^-} - p_{K^-} (= -p_\Lambda)$  dla zerowego kąta rozpraszania  $\theta$  ( $\cos \theta = \hat{p}_{\pi^-} \cdot \hat{p}_{K^-}$ ) znika gdy laboratoryjny pęd kaonu jest równy „magicznej prędkości”  $p_{K^-} = 530$  MeV/c (rys. 3). Mamy w tym przypadku do czynienia z bezdrzutową produkcją cząstki  $\Lambda$ , której pęd (odrztu)  $p_\Lambda = 0$ . Amplituda

$F$  reakcji  ${}^A Z(K^-, \pi^-) {}_A^Z$  jest w przybliżeniu impulsowym z falami płaskimi pionów i kaonów oraz dla zerowego zasięgu elementarnego procesu  $K^- n \rightarrow \pi^- \Lambda$  dana wzorem

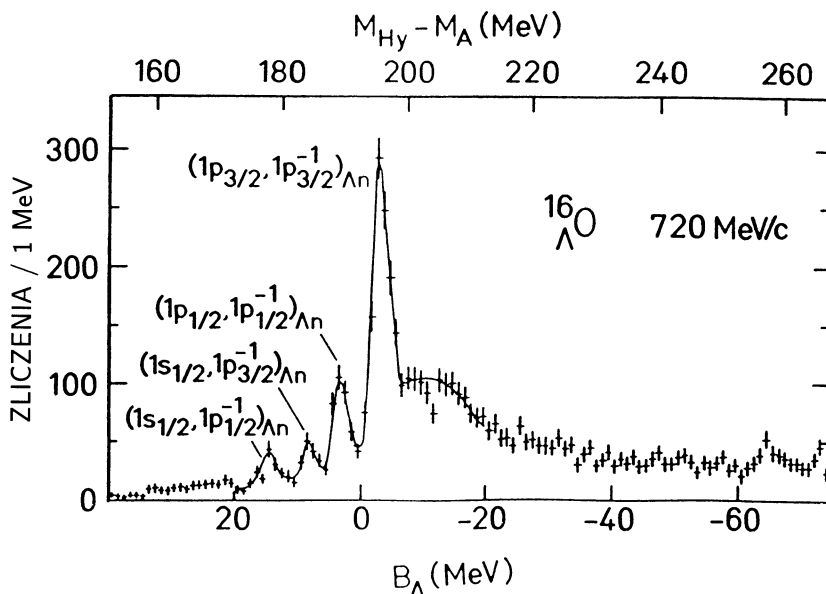
$$F(q_\Lambda) \propto f(q_\Lambda) \int d^3 r \psi_\Lambda^*(\mathbf{r}) \exp(i\mathbf{q}_\Lambda \mathbf{r}) \psi_n(\mathbf{r}), \quad (2.3)$$

gdzie  $f$  jest amplitudą elementarnego procesu  $K^- n \rightarrow \pi^- \Lambda$ , a  $\psi_n$  i  $\psi_\Lambda$  są odpowiednio funkcjami falowymi neutronu w jądrze tarczy i cząstki  $\Lambda$  w wytworzonym hiperjądrze. Jak widać z tego wzoru, amplituda  $F$  dla  $q_\Lambda = 0$  jest różna od zera jedynie wtedy, gdy orbitalne momenty pędu  $l_\Lambda$  hiperonu  $\Lambda$  i  $l_n$  neutronu są takie same, tzn.  $\Delta l = l_\Lambda - l_n = 0$ . A więc w przypadku magicznego pędu kaonu wytwarzane są tzw. stany podstawieniowe (substitutional states), w których określone orbity neutronowe w jądrze tarczy są zastąpione przez takie same orbity hiperonowe. Im bardziej oddalamy się od zerowego odrzutu  $q_\Lambda$  (przez oddalanie się od magicznego pędu kaonów lub od zerowego kąta rozpraszania) tym mniej dominujące staje się wytwarzanie stanów podstawieniowych i tym bardziej prawdopodobne staje się wytwarzanie stanów z  $\Delta l \neq 0$ . Ta zależność od  $q_\Lambda$  pomaga w identyfikacji wytwarzanych stanów hiperjądrowych.

Na rys. 4 podany jest przykład zmierzonego widma pionów emitowanych do przodu ( $\theta \cong 0$ ) w reakcji  ${}^{16}\text{O}(K^-, \pi^-) {}_A^{16}\text{O}$  dla  $p_{K^-} = 720$  MeV/c [26]. Tutaj  $q_\Lambda \cong 40$  MeV/c (rys. 3) i obok stanów podstawieniowych  $(1p_{3/2}, 1p_{3/2}^{-1})_{\Lambda n}$  i  $(1p_{1/2}, 1p_{1/2}^{-1})_{\Lambda n}$  obserwowane są również: stan podstawowy  $(1s_{1/2}, 1p_{1/2}^{-1})_{\Lambda n}$  i stan  $(1s_{1/2}, 1p_{3/2}^{-1})_{\Lambda n}$ . Najbardziej uderzająca jest tu odległość 6 MeV pomiędzy obu stanami podstawieniowymi, niemal identyczna z rozszczepieniem spin-orbita ( $ls$ ) pomiędzy stanami  $p_{1/2}$  i  $p_{3/2}$  w jądrze  ${}^{16}\text{O}$ , wynoszącym 6.1 MeV. Wynika stąd, a potwierdzają to szczegółowe analizy poziomów w wielu hiperjądrach, że sprzężenie  $ls$  w jednocząstkowym potencjale  $\Lambda$ -jądro jest bardzo małe, w odróżnieniu od jednocząstkowego potencjału nukleonu, w którym to sprzężenie odgrywa tak istotną rolę. Można powiedzieć, że cząstka  $\Lambda$  zachowuje się w jądrze jak bezspinyowy neutron.

Zastosowanie reakcji  $(K^-, \pi)$  z kaonami w locie ( $0.4 \lesssim p_{K^-} \lesssim 1$  GeV/c) w CERN-ie i Brookhaven, oraz teźże reakcji z zatrzymanymi kaonami (chwytanymi na orbity atomów kaonowych) w KEK w Japonii zapoczątkowało spektroskopię hiperjądrową. Jej wyjątkową cechą jest to, że  $\Lambda$  jest cząstką różną od nukleonów i w związku z tym głęboko leżące stany jednocząstkowe  $\Lambda$  ze stanem  $1s_{1/2}$  włącznie są dostępne bezpośrednio obserwacji.

W połowie lat 80-tych (np. [27]) zaczęto wytwarzać hiperjądra  $\Lambda$  w reakcji stowarzyszonej produkcji  $(\pi^+, K^+)$ . Oczywistą zaletą jest tutaj względnie duże natężenie dostępnych wiązek pionów w porównaniu z wiązkami kaonów, a również

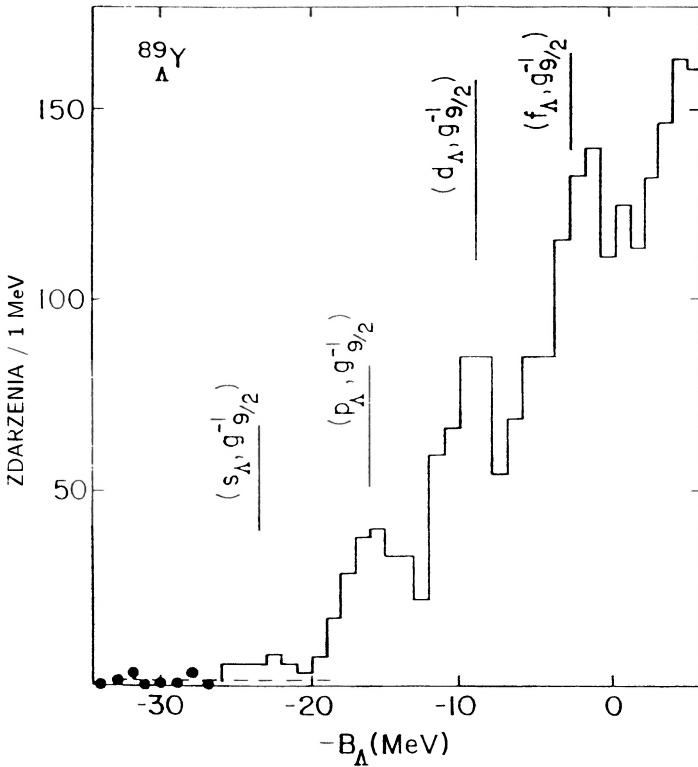


Rys. 4. Widmo pionów wysyłanych do przodu w reakcji  $^{16}\text{O}(\text{K}^-, \pi^-)^{16}_{\Lambda}\text{O}$  dla  $p_{\text{K}^-} = 720 \text{ MeV}/c$  [26]

słabe oddziaływanie mezonów  $\text{K}^+$  z jądrem. Tutaj proces elementarny  $\pi^+ \text{n} \rightarrow \text{K}^+ \Lambda$  jest endoenergetyczny ( $M_{\text{K}} + M_{\Lambda} - M_{\pi} - M_{\text{n}} = 530 \text{ MeV}$ ) i przekaz pędu  $q_{\Lambda}$  jest duży (zob. rys. 3). Do wytworzenia stanów związanych ciężkich hiperjąderek musimy zamienić walencyjny neutron (o dużym  $l_{\text{n}}$ ) na cząstkę  $\Lambda$  o małym  $l_{\Lambda}$ , stąd zmiana  $\Delta l$  orbitalnego momentu pędu jest tu znaczna. A więc do wytwarzania tych stanów nadaje się szczególnie reakcja  $(\pi^+, \text{K}^+)$  z jej dużym przekazem pędu, wspomagając mało tu wydajną reakcję  $(\text{K}^-, \pi^-)$ . Jako przykład pokazane jest na rys. 5 widmo mezonów  $\text{K}^+$  uzyskane w reakcji  $^{89}\text{Y}(\pi^+, \text{K}^+)^{89}_{\Lambda}\text{Y}$ , w którym widoczne jest wzbudzenie czterech stanów związanych hiperjądra  $^{89}_{\Lambda}\text{Y}$ : od stanu podstawowego  $(s, g_{9/2}^{-1})_{\Lambda\text{n}}$  [dla którego  $\Delta l = 4$ ] do stanu  $(f, g_{9/2}^{-1})_{\Lambda\text{n}}$  [ $\Delta l = 1$ ]. Z uwagi na znikome sprzężenie  $ls$  rozszczepienie stanów  $l_{\Lambda}$  na stany  $j_{\Lambda} = l_{\Lambda} \pm \frac{1}{2}$  jest niewidoczne.

Na rys. 6 zestawione są energie wiązania  $\Lambda$  uzyskane techniką emulsyjną dla stanów podstawowych hiperjąderek oraz za pomocą reakcji  $(\text{K}^-, \pi^-)$  i  $(\pi^+, \text{K}^+)$  dla stanów podstawowych i wzbudzonych typu: rdzeń jądrowy w stanie podstawowym plus  $\Lambda$  w stanie  $l_{\Lambda}$ . Krzywe odpowiadają energiom obliczonym dla potencjału Woods-Saxona o głębokości 28 MeV [równej  $B_{\Lambda}(\infty)$ ]. Jak słusznie

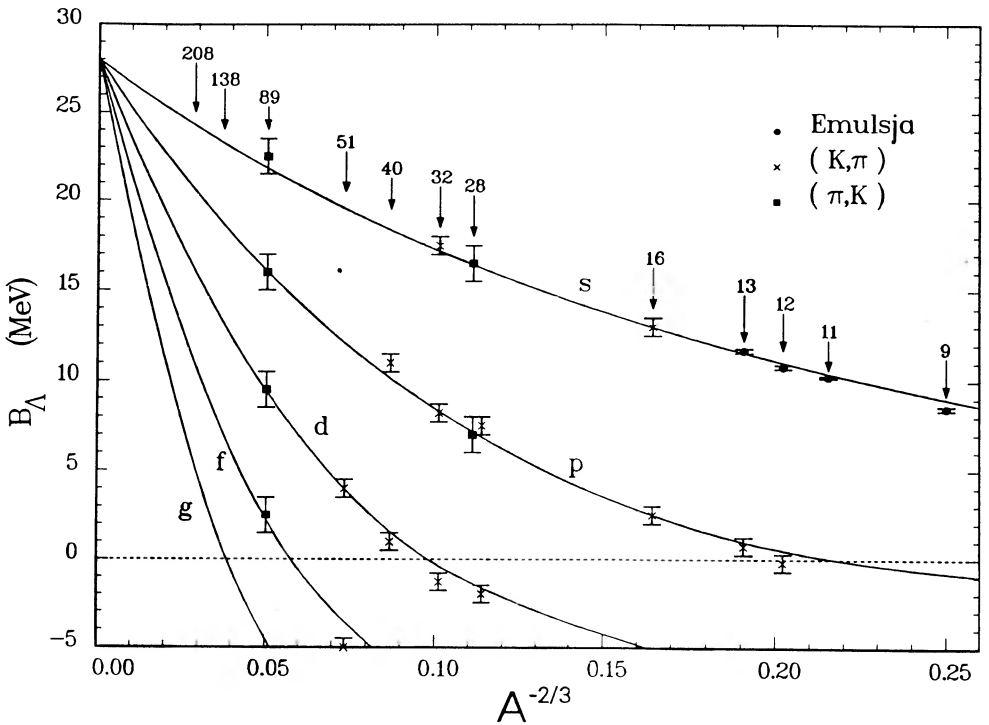




Rys. 5. Widmo mezonów  $K^+$  wysyłanych pod kątem  $\theta_{K^+} = 10^\circ$  w reakcji  $^{89}\text{Y}(\pi^+, K^+)_{\Lambda}^{89}\text{Y}$  dla  $p_{K^+} = 1.05 \text{ GeV}/c$  [27]

piszą autorzy [19], jest to wprost podręcznikowy przykład struktury jednocząstkowej. W fizyce jądrowej taką strukturę wykazują jedynie nukleony walencyjne, natomiast głęboko położone stany (dziurowe) badane różnymi reakcjami wybijania nukleonów mają szerokość ok. 10 – 20 MeV.

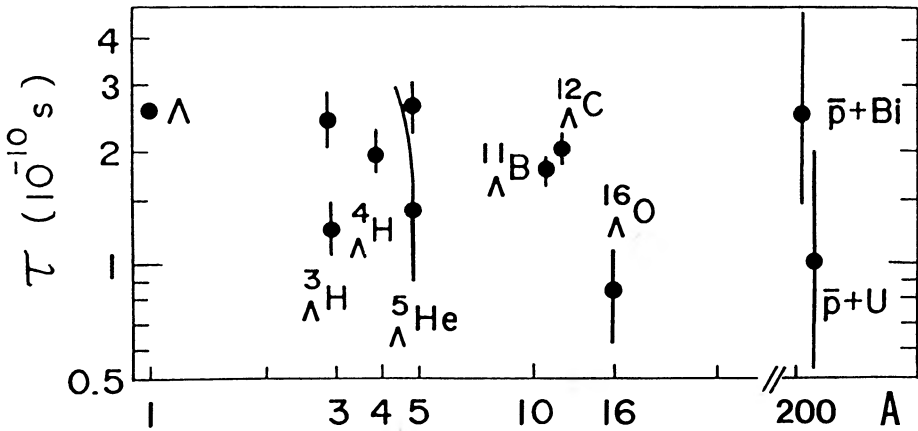
Ważnym zagadnieniem fizyki hiperjąderek  $\Lambda$  jest ich rozpad. Mezonowy rozpad  $\Lambda \rightarrow N + \pi$  ze stosunkowo małą wyzwoloną energią ok. 40 MeV (zob. tab. 1) jest silnie tłumiony w cięższych hiperjadrach, ponieważ pęd powstałego nukleonu  $p_N \cong 100 \text{ MeV}/c$  jest znacznie mniejszy od pędu Fermiego w materii jądrowej  $p_F \cong 266 \text{ MeV}/c$ . Jednakże w hiperjadrach możliwy jest inny niemezonowy rozpad  $\Lambda + N \rightarrow n + N$ , w którym wyzwala się znaczna energia ( $M_\Lambda - M_n \cong 176 \text{ MeV}$ ), a pęd obu nukleonów w stanie końcowym (ok. 400 MeV/c) jest znacznie większy od  $p_F$ . A więc rozpad niemezonowy nie jest hamowany zakazem Pauliego



Rys. 6. Energie wiązania jednocząstkowych stanów  $\Lambda$  w funkcji  $A^{-3/2}$ , gdzie  $A$  jest liczbą nukleonów w rdzeniu jądrowym [19]

i on staje się dominującym sposobem rozpadu hiperjąderek, których liczba masowa  $A > 5$ . Wypadkowym efektem tych dwu sposobów rozpadu jest czas życia z grubszą równy czasowi życia swobodnej cząstki  $\Lambda$ , taki sam dla wszystkich hiperjąderek, jak to widać na rys. 7. Wśród wyników podanych na tym rysunku najdokładniejsze są czasy życia hiperjąderek  ${}_{\Lambda}^{11}\text{B}$  i  ${}_{\Lambda}^{12}\text{C}$  uzyskane w wyniku bezpośredniego koincydencyjnego pomiaru opóźnienia emisji szybkich protonów z rozpadu nie-mezonowego  $\Lambda + p \rightarrow n + p$  w stosunku do chwili produkcji hiperjądra w reakcji  $(K^-, \pi^-)$  [28].

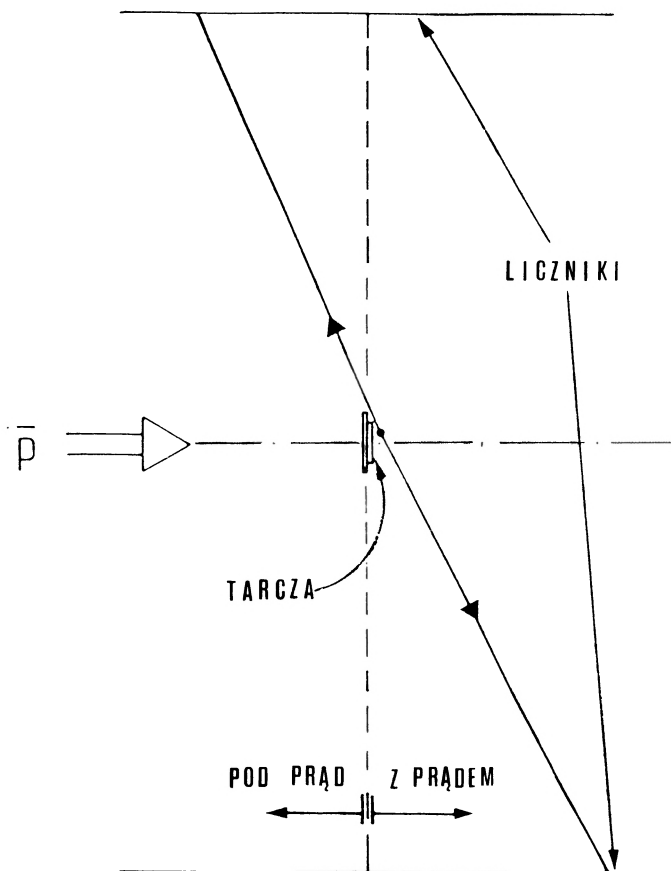
Wyniki dla  $\tau({}_{\Lambda}\text{Bi})$  i  $\tau({}_{\Lambda}\text{U})$  uzyskane zostały w nowym rodzaju eksperymentu przeprowadzonego w CERN-ie: obserwacji opóźnionego rozszczepienia następującego po absorpcji antyprotonów zatrzymanych w  ${}^{238}\text{U}$  i  ${}^{209}\text{Bi}$ . Czas życia na opóźnione rozszczepienie mierzono techniką odległości odrzutu (recoil-distance), której zasada przedstawiona jest na rys. 8. Antyprotony  $\bar{p}$  zostają wyhamowane w podstawce (backing), na której osadzona jest tarcza np. uranowa. W pro-



Rys. 7. Zmierzony czas życia hiperjąder  $\Lambda$  w funkcji ich liczby masowej [5]

cesie anihilacji antyprotonu w tarczy powstaje rozszczepialne jądro (względnie hiperjądro) o masie zbliżonej do masy uranu, posiadające pewien pęd odrzutu, ponieważ w procesie anihilacji emitowane są również lekkie cząstki. Produkty szybkiego rozszczepienia (następującego w czasie rzędu  $10^{-18}$  s, a więc w tarczy), skierowane „pod prąd” są pochłaniane w tarczy lub jej podstawie. A więc zarejestrowanie fragmentu rozszczepienia w liczniku w strefie „pod prąd” oznacza, że rozszczepienie jądra (względnie hiperjądra) nastąpiło już po opuszczeniu przez nie tarczy i to na takiej odległości, że fragment rozszczepienia w drodze do licznika nie przechodził przez tarczę ani przez jej podkładkę. Ta odpowiedniość między odległością odrzutu (na jakiej następuje rozszczepienie) i położeniem licznika (w strefie „pod prąd”) rejestrującego fragment rozszczepienia pozwala na wyznaczenie czasu życia na opóźnione rozszczepienie. Zmierzony w ten sposób czas życia rzędu  $10^{-10}$  s prowadzi autorów – Polikanowa i jego grupę – do wniosku, że podczas anihilacji antyprotonu powstaje ciężkie hiperjądro  $\Lambda$ , a jego niemezonowemu rozpadowi towarzyszy rozszczepienie. A więc zmierzony czas życia na opóźnione rozszczepienie jest po prostu czasem życia tego ciężkiego hiperjądra.

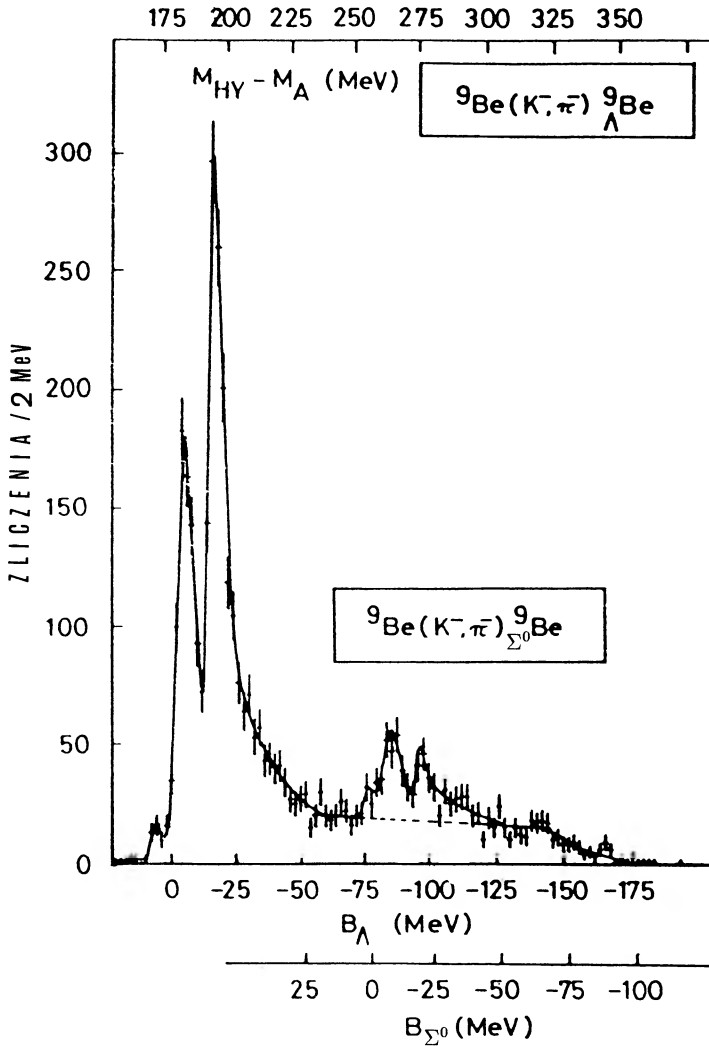
Badanie niemezonowego rozpadu hiperjąder stwarza wyjątkową możliwość zdobycia informacji o słabym procesie  $\Lambda N \rightarrow NN$ , który jest niedostępny bezpośredniej obserwacji dla izolowanej pary  $\Lambda N$ . Ten proces wyznacza czas życia cięższych hiperjąder. W fizyce jądrowej, analogiczne słabe (niezachowujące parzystości) oddziaływanie  $NN \rightarrow NN$  prowadzi jedynie do subtelnych efektów bardzo trudnych do zaobserwowania.



Rys. 8. Zasada metody odległości odrzutu [29]

### 3. Hiperjądra $\Sigma$

W 1979 r. w CERN-ie Bartini i in. [4] zaobserwowali w widmie pionów z reakcji ( $K^-$ ,  $\pi^-$ ), poza znanymi już stanami hiperjąder  $\Lambda$ , wąskie maksima oddalone od tych stanów o ok.  $\Delta = M_\Sigma - M_\Lambda \cong 80$  MeV (rys. 9). Przypisali oni te maksima stanom hiperjąder  $\Sigma$ . Uzyskane do tej pory dane doświadczalne dotyczące stanów hiperjądrowych  $\Sigma$  wykazują dwie charakterystyczne cechy: (i) stany te mają niespodziewanie małą szerokość (eksperymentalną)  $\Gamma_{\text{exp}} \approx 5$  MeV, oraz (ii) ich energia jest dodatnia (do ok. 10 MeV), tzn. energia wiązania  $\Sigma$  jest ujemna,



Rys. 9. Widmo pionów z reakcji  $(K^-, \pi^-)$  na tarczy berylowej dla  $p_{K^-} = 720$  MeV/c [4]

$B_{\Sigma} < 0$ .<sup>1</sup>

Zaobserwowana szerokość  $\Gamma_{\text{exp}} \approx 5$  MeV poziomów hiperjądrowych  $\Sigma$  wyda-

<sup>1</sup> Jedynym wyjątkiem jest interpretacja reakcji  $(K^-, \pi^-)$  z kaonami w spoczynku w helu sugerująca istnienie stanu związanego  ${}^4_{\Sigma}\text{He}$  [31].

wała się niespodziewanie mała z następującego powodu. To prawda, że swobodny hiperon  $\Sigma$  jest w skali czasowej dynamiki jądrowej cząstką bardzo trwałą (zob. tab. 1). Jednakże w materii jądrowej może on w wyniku silnego oddziaływania z nukleonami ulec procesowi konwersji  $\Sigma\Lambda : \Sigma N \rightarrow \Lambda N$ , wyzwalającemu energię  $\Delta \approx 80$  MeV. Aby uzyskać półklasyczne oszacowanie  $\Gamma_0$  szerokości połówkowej hiperonu  $\Sigma$  w materii jądrowej, rozważmy np. hiperon  $\Sigma^-$  poruszający się w materii jądrowej o gęstości  $\rho$ . Prawdopodobieństwo na jednostkę czasu  $w_0$ , że hiperon ten zderzy się z protonem i ulegnie konwersji  $\Sigma^- p \rightarrow \Lambda n$ , dane jest przez wzór  $w_0 = \frac{1}{2}\rho v\sigma$ , gdzie  $\sigma$  jest całkowitym przekrojem czynnym na proces konwersji,  $v$  jest względną szybkością  $\Sigma^- p$ , a  $\frac{1}{2}\rho$  jest gęstością protonów. Czas życia  $\Sigma^-$ ,  $\tau_0 = 1/w_0$ , wiąże się z  $\Gamma_0$  relacją:  $\tau_0\Gamma_0 = \hbar$ . Otrzymujemy więc:

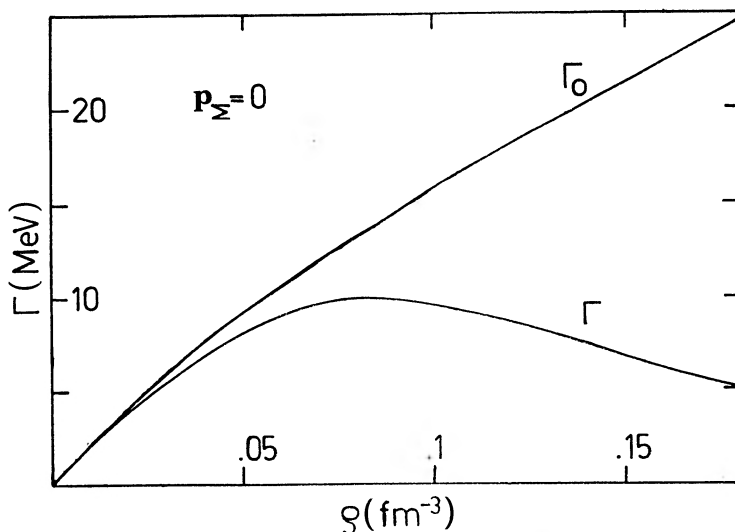
$$\Gamma_0 = \frac{1}{2}\rho\hbar\langle v\rho\rangle = \frac{1}{2}\rho(\hbar/2\mu_{\Sigma p})\langle p_{\Sigma p}\sigma\rangle, \quad (3.1)$$

gdzie  $\langle \ \rangle$  oznacza średniowanie po pędach protonu,  $p_{\Sigma p}$  jest względnym pędem  $\Sigma^- p$ , a  $\mu_{\Sigma p}$  jest zredukowaną masą  $\Sigma^- p$ . Jeżeli do wzoru (3.1) wstawimy doświadczalną wartość  $\sigma (\approx 60$  mb), a za  $\rho$  gęstość materii jądrowej w stanie równowagi,  $\rho_0 = 0.166$  fm $^{-3}$ , to dla zerowego pędu  $\Sigma$  (tzn. dla stanu podstawowego  $\Sigma$  w materii jądrowej) otrzymamy  $\Gamma_0 \cong 24$  MeV (i odpowiednio  $\tau_0 \cong 3 \times 10^{-23}$  s), a więc wynik niemal pięciokrotnie większy od  $\Gamma_{\text{exp}}$ .

Jednakże nasze oszacowanie półklasyczne nie uwzględnia bardzo ważnych efektów wielociałowych: zakazu Pauliego i efektów wiązania. Istotna rola tych efektów jest dobrze znana w przypadku neutronu, który w swobodnej przestrzeni jest nietrwały i w przeciągu ok. kwadransa ulega rozpadowi  $\beta$  na proton, natomiast wewnątrz stabilnego jądra jest cząstką absolutnie trwałą. Mianowicie – z powodu zakazu Pauliego – proton powstający w rozpadowie  $\beta$  musiałby zająć stan o tak wysokiej energii, że rozpad  $\beta$  byłby energetycznie niemożliwy. W przypadku hiperonu  $\Sigma$ , te efekty wielociałowe można uwzględnić przez prostą modyfikację wyrażenia (3.1) [32]. Po pierwsze, musimy pomnożyć  $\sigma$  przez operator blokowania Pauliego  $Q$ , który znika gdy pęd  $p_n$  neutronu powstającego w procesie konwersji  $\Sigma\Lambda$  jest mniejszy od pędu Fermiego  $p_F$ , a poza tym jest równy jedności. Po drugie, w równaniu zachowania energii dla procesu konwersji  $\Sigma\Lambda$  musimy włączyć do energii  $\Sigma^-$ ,  $p$ ,  $\Lambda$  i  $n$  energie potencjalne tych cząstek w materii jądrowej (efekty wiązania). Ta druga modyfikacja prowadzi do takiego zmniejszenia pędu  $p_n$  (w porównaniu z konwersją izolowanej pary  $\Sigma\Lambda$ ), że znaczna część tych pędów jest mniejsza od  $p_F$ , a zatem wykluczona przez operator blokowania Pauliego  $Q$ .

Na rys. 10 pokazana jest zależność tak obliczonego  $\Gamma$  od gęstości materii jądrowej  $\rho$  dla zerowego pędu  $\Sigma$  [33]. Podczas gdy  $\Gamma_0$  rośnie wraz z gęstością  $\rho$ ,

to  $\Gamma$  dla  $\rho \gtrsim 0.08 \text{ fm}^{-3}$  zaczyna maleć, a to na skutek wzrastającej roli zakazu Pauliego i efektów wiązania. Wpływ ma tu również malenie przekroju czynnego  $\sigma$  dla dużych pędów, których rola wzrasta w miarę zwiększania się gęstości  $\rho$ . Dla  $\rho = \rho_0$  mamy  $\Gamma \cong 6 \text{ MeV}$  i odpowiednio  $\tau = 1.1 \times 10^{-22} \text{ s}$ .



Rys. 10. Szerokość stanu podstawowego hiperonu  $\Sigma$  w materii jądrowej w funkcji jej gęstości  $\rho$  [33]

W skończonych hiperjądrach należy oczekiwać mniejszej szerokości poziomów niż w materii jądrowej, ponieważ funkcja falowa  $\Sigma$  rozprzestrzenia się poza rdzeń jądrowy, co zmniejsza jej przekrycie z gęstością jądrową. Prowadzi to do redukcji  $\Gamma$ , zwłaszcza dla luźno związanych stanów  $\Sigma$ , w których  $\Sigma$  spędza większość czasu poza rdzeniem jądrowym. Krańcowym przykładem jest tu przypadek atomów  $\Sigma^-$ , których szerokość jest rzędu elektronowoltów. Tutaj konwersja  $\Sigma\Lambda$  zachodzi w obszarze tak małej gęstości jądrowej, że obserwowane szerokości można odtworzyć za pomocą półklasycznego wzoru (3.1) [33].

Podczas gdy konwersja  $\Sigma\Lambda$  osłabiona zakazem Pauliego i efektami wiązania (oraz zmniejszonym przekryciem funkcji falowych  $\Sigma$  i nukleonów dla małych energii wiązania  $\Sigma$ ) prowadzi do szerokości  $\Gamma$  nie większych od obserwowanych szerokości  $\Gamma_{\text{exp}}$ , to dodatnia energia stanów hiperjądrowych  $\Sigma$  nie została dotąd wyjaśniona. Gdyby stany te – o energii ok. 5–10 MeV – były rezonansami w jednocząstkowym potencjale  $\Sigma$ -jądro typu Woodsa-Saxona, to należałoby oczekiwać szerokości ucieczki (escape width)  $\Sigma$  znacznie większej od  $\Gamma_{\text{exp}}$ . Brak stanów

związanych może wskazywać na to, że potencjał  $\Sigma$ -jądro jest płytki [34] (zob. też [35,36]). Autorzy [34] sugerują również, że potencjał ten ma na powierzchni barierę odpychającą. Dostatecznie wysoka bariera mogłaby oczywiście prowadzić do wąskich rezonansów dla energii kilku MeV. Nawet jednak płytki potencjał przyciągający o dostatecznie dużych rozmiarach posiada stany związane. Dlatego dane dotyczące ciężkich hiperjąderek  $\Sigma$  (które możnaby uzyskać w reakcji  $(\pi, K^+)$  [37]) byłyby pomocne w rozwiązaniu problemu hiperjąderek  $\Sigma$ . Jest oczywiście możliwe, że obserwowane wąskie maksima odzwierciedlają strukturę rdzenia jądrowego (rozkład prostych stanów modelu powłokowego na bardziej złożone konfiguracje) i nie są związane z jedocząstkowymi konfiguracjami  $\Sigma$  [38,39,10].

#### 4. Hiperjądra o dziwności $S = -2$

##### 4.1. Podwójne hiperjądra $\Lambda$

Jak dotąd, zidentyfikowano w emulsji fotograficznej naświetlanej wiązką mezonów  $K^-$  jedynie trzy podwójne hiperjądra  $\Lambda$ :  ${}_{\Lambda\Lambda}^{10}\text{Be}$  [40],  ${}_{\Lambda\Lambda}^6\text{He}$  [41],  ${}_{\Lambda\Lambda}^{13}\text{B}$  [42]. Te rzadkie zdarzenia składają się z następujących procesów: (i) produkcja hiperonu  $\Xi^-$  w reakcji podwójnej wymiany dziwności ( $K^-, K^+$ ) lub ( $K^-, K^0$ ) [procesem elementarnym jest tu  $K^-p \rightarrow K^+\Xi^- - 383 \text{ MeV}$  lub  $K^-n \rightarrow K^0\Xi^- - 387 \text{ MeV}$ ], (ii) produkcja podwójnego hiperjądra  $\Lambda$  przez zatrzymany hiperon  $\Xi^-$  [procesem elementarnym jest tu  $\Xi^-p \rightarrow \Lambda\Lambda + 28.5 \text{ MeV}$ ], (iii) rozpad mezonowy podwójnego hiperjądra  $\Lambda$  na pojedyncze hiperjądro  $\Lambda$ , (iv) mezonowy albo niemezonowy rozpad pojedynczego hiperjądra  $\Lambda$ . Analiza tych zdarzeń pozwoliła na wyznaczenie energii separacji  $B_{\Lambda\Lambda}$  obu hiperonów  $\Lambda$  od danego rdzenia jądrowego. Miarą oddziaływania  $\Lambda\Lambda$  jest różnica  $\Delta B_{\Lambda\Lambda} = B_{\Lambda\Lambda} - 2B_{\Lambda}$ , gdzie  $B_{\Lambda}$  jest energią separacji  $\Lambda$  z pojedynczego hiperjądra  $\Lambda$  o tym samym rdzeniu jądrowym. Otrzymany wynik,  $\Delta B_{\Lambda\Lambda} \cong 5 \text{ MeV}$  wskazuje na to, że oddziaływanie  $\Lambda\Lambda$  jest przyciągające. Jak dotąd, jest to jedyna informacja doświadczalna o tym oddziaływaniu.

Obserwacja podwójnych hiperjąderek  $\Lambda$  ma związek z hipotetycznym trwałym dibarionem H, który jest stanem sześciu kwarków ( $uuddss$ ) z  $J^\pi = 0^+, I = 0$  i  $S = -2$ , a którego istnienie zasugerował Jaffe [43]. Jeżeli masa  $M_H$  dibarionu H byłaby mniejsza od  $2M_{\Lambda} - B_{\Lambda\Lambda}$ , podwójne hiperjądro  $\Lambda$  rozpadłoby się „natychmiast” na swobodny dibarion H oraz pozostałe jądro i nigdy nie zdołalibyśmy zaobserwować słabego rozpadu tego hiperjądra. Tak więc zaobserwowanie podwójnych hiperjąderek  $\Lambda$  (z  $B_{\Lambda\Lambda} \approx 20 \text{ MeV}$ ) i ich słabych rozpadów prowadzi do wniosku, że o ile w ogóle dibarion H istnieje, to jego masa  $M_H \gtrsim 2M_{\Lambda} - 20 \text{ MeV}$ .



## 4.2. Hiperjądra $\Xi$

W bogatej literaturze dotyczącej oddziaływania wiązek mezonów  $K^-$  z jądrami emulsji jest około ośmiu zaobserwowanych zdarzeń przypisanych tworzeniu się hiperjader  $\Xi$  w reakcjach podwójnej wymiany dziwności, w których procesem elementarnym jest  $K^-N \rightarrow K^{+(0)}\Xi$ . Cechą charakterystyczną tych zdarzeń są tory dwu hiperjader  $\Lambda$  wychodzących z „gwiazdy” wychwytu  $K^-$ , przypisane rozpadowi hiperjądra  $\Xi$  spowodowanemu elementarnym procesem konwersji  $\Xi\Lambda : \Xi N \rightarrow \Lambda\Lambda + 30 \text{ MeV}$ .

Analiza tych zdarzeń [44] prowadzi do wniosku, że głębokość potencjału jednocząstkowego  $\Xi$ -jądro, tzn. energia wiązania  $\Xi$  w materii jądrowej  $B_{\Xi}(\infty) \cong 20 \text{ MeV}$ , co w przybliżeniu zgadza się z wynikiem obliczeń teoretycznych [45] wychodzących z modelu D oddziaływania Nijmegen [21]. Aby oszacować szerokość  $\Gamma_{\Xi}$  (spowodowaną konwersją  $\Xi\Lambda$ ) dla hiperonu  $\Xi$  o zerowym pędzie w materii jądrowej, możemy zastosować postępowanie, którego użyliśmy w przypadku szerokości  $\Sigma$ . W wyniku otrzymujemy  $\Gamma_{\Xi} \cong 2 \text{ MeV}$  [46].

Jednakże interpretacja tych zaobserwowanych „zdarzeń  $\Xi$ ” nie jest jednoznaczna, a w niektórych przypadkach mało przekonująca. Tak więc istnienie hiperjader  $\Xi$  nie jest definitywnie ustalone. Powiązane z sobą zagadnienia hiperjader  $\Xi$  i podwójnych hiperjader  $\Lambda$ , a również dibarionu  $H$  są przedmiotem bieżących programów badawczych (przy użyciu reakcji podwójnej wymiany dziwności) w Brookhaven i KEK.

## 5. Uwagi końcowe

Oczywistym problemem fizyki hiperjądrowej jest skąpość danych doświadczalnych, zwłaszcza dla hiperjader  $\Sigma$ , nie mówiąc już o hiperjądrach o dziwności  $S = -2$ .

Do istotnego postępu w doświadczeniach hiperjądrowych potrzebne są wiązki kaonów o dużym natężeniu i wysokiej jakości. W tym celu ulepsza się istniejące urządzenia (Brookhaven, KEK) oraz konstruuje i planuje nowe „urządzenia hadronowe” [KAON (Kaons, Antiprotons, Other hadrons and Neutrinos) w Vancouver i Advanced Hadron Facility w Los Alamos]. Również po uruchomieniu w Newport News w Virginii akceleratora elektronów CEBAF (Continuous Electron Beam Accelerator Facility) planuje się wykorzystanie go do produkcji hiperjader w reakcjach  $(e, e'K^+)$  i  $(\gamma, K^+)$ .

Bardzo użyteczne dla spektroskopii hiperjądrowej byłyby hiperjądra spinowo spolaryzowane. Ostatnio doniesiono o pierwszych tego typu doświadczeniach [47].

Istnieje nadzieja, że badania hiperjądrowe mogą rzucić światło na subnukleonowe stopnie swobody. Przykładem jest zagadnienie dibarionu H, ściśle związane z zagadnieniem podwójnych hiperjąder  $\Lambda$  i hiperjąder  $\Xi$ . Inne przykłady to sprzężenie spin-orbita oraz obfita produkcja dziwności w zderzeniach wysokich energii.

Sprzężenie spin-orbita  $V_{ls}^\Lambda$  w jednocząstkowym potencjale  $\Lambda$ -jądro okazało się znacznie słabsze od tego sprzężenia  $V_{ls}^N$  w potencjale N-jądro. Można to wyjaśnić [48] stosując dla oddziaływania dwuciałowego NN i  $\Lambda$ N model wymiany jednobozonowej (OBE: one-boson-exchange), pamiętając przy tym, że z uwagi na zerowy izospin hiperonu  $\Lambda$  wymiana mezonów o izospinie  $I = 1$  ( $\pi$ ,  $\rho$ , ...) jest niemożliwa w przypadku  $\Lambda$ N (natomiast możliwa jest wymiana kaonu). Ten sam model OBE prowadzi w przypadku hiperonu  $\Sigma$  do wniosku, że  $V_{ls}^\Sigma/V_{ls}^N \cong 0.3 - 0.4$  [48]. Na ogół przyjmuje się, że sprzężenie spin-orbita pochodzi od oddziaływania dwuciałowego na małych odległościach [49], na których dwa bariony (NN, względnie YN) przenikają się nawzajem. W tej sytuacji można się spodziewać, że opis oddziaływania powinien uwzględnić strukturę kwarkową barionów. Pierwsze, najprostsze oszacowanie  $V_{ls}^{N(Y)}$  oparte na wymianie kwarku i gluonu [50] dało wynik  $V_{ls}^N : V_{ls}^\Lambda : V_{ls}^\Sigma = 1 : 0 : 4/3$ , różniący się dla hiperonu  $\Sigma$  od wyniku modelu OBE. Powstała więc nadzieja, że pomiar  $V_{ls}^\Sigma$  rzuci światło na kwarkową strukturę barionów. Nadzieja ta okazała się jednak płonna, ponieważ dokładniejsze rachunki sprzężenia spin-orbita oparte na modelu kwarkowym doprowadziły do wyników zbliżonych do tych, które otrzymano w ramach modelu OBE (zob. np. [51]). Dodać należy, że obecne dane dotyczące stanów hiperjądrowych  $\Sigma$  nie pozwalają na wyznaczenie  $V_{ls}^\Sigma$ .

W zderzeniach ciężkich jonów wysokich energii obserwuje się względnie obfitą produkcję cząstek dziwnych [52]<sup>2</sup> i sugerowano [54], że może to być sygnałem powstawania plazmy kwarkowo-gluonowej. Najprostszym argumentem jest tu energia progowa potrzebna do wytworzenia cząstek dziwnych. Reakcją o najniższej energii progowej 671 MeV jest tu  $p + n \rightarrow \Lambda + K^+ + n$ . Natomiast w plazmie kwarkowo-gluonowej do wytworzenia dziwności potrzeba jedynie energii równej masie spoczynkowej pary kwark dziwny  $s$  – antykwark dziwny  $\bar{s}$ , tzn.  $2m_s = 300$  MeV. Wydaje się jednak, że tę obserwowaną obfitą produkcję cząstek dziwnych można również wyjaśnić – nie wychodząc poza fazę gazu hadronowego – oddziaływaniem w stanie końcowym, bez uciekania się do plazmy kwarkowo-gluonowej.

Za swego rodzaju gigantyczne hiperjądra – z tym, że związane siłami grawi-

---

<sup>2</sup> W zderzeniach ciężkich jonów wytwarzane są również hiperjądra, co doprowadziło nawet do pomiaru ich czasów życia ([53] oraz doświadczenia w Dubnej opisane w [10]).

tacyjnymi<sup>3</sup> – można uznać gwiazdy neutronowe, w których wnętrzu spodziewać się należy obecności hiperonów (zob. np. [55]). Rozpatrzmy mianowicie materię neutronową o gęstości  $\rho_n$  i pędzie Fermiego  $p_{F_n}$ ,  $\rho_n = (p_{F_n}/\hbar)^3/3\pi^2$ . Jeżeli energia kinetyczna neutronu na powierzchni Fermiego jest większa od różnicy mas hiperonu  $\Lambda$  i neutronu,  $p_{F_n}^2/2M_n > M_\Lambda - M_n$ , to energia układu obniży się jeżeli zastąpić neutron na powierzchni Fermiego przez cięższy co prawda hiperon  $\Lambda$  ale o zerowym pędzie. Powyższa nierówność zachodzi dla  $\rho_n \gtrsim 5\rho_0$ , gdzie  $\rho_0 = 0.166 \text{ fm}^{-3}$  jest gęstością równowagi materii jądrowej, a więc dla gęstości jakich spodziewamy się w części centralnej gwiazd neutronowych.

Fizyka hiperjądrowa – choć liczy już 40 lat – jest nadal młodą, intensywnie rozwijającą się dyscypliną badań mającą szansę wyjaśnienia wielu problemów fizyki jądra atomowego i cząstek elementarnych.

Niniejszy artykuł został opracowany przy częściowym poparciu Komitetu Badań Naukowych w ramach grantu Nr PB 2-0956-91-01.

## Literatura

- [1] E. Rutherford, *Philos. Mag.* **21**, 669 (1911).
- [2] M. Danysz, J. Pniewski, *Philos. Mag.* **44**, 348 (1953).
- [3] M. Danysz i in., *Phys. Rev. Lett.* **11**, 29 (1963); *Nucl. Phys.* **49**, 121 (1963).
- [4] R. Bertini i in., *Phys. Lett.* **90B**, 375 (1980).
- [5] H. T. Bandō, T. Motoba, J. Žofka, *Perspectives in Meson Science*, red. T. Yamazaki, K. Nakai, K. Nagamine – w druku.
- [6] J. Pniewski, *Postępy Fizyki* **30**, 517 (1979).
- [7] J. Pniewski, *Postępy Fizyki* **37**, 113 (1986).
- [8] D. H. Davis, J. Pniewski, *Postępy Fizyki* **39**, 199 (1988).
- [9] D. H. Davis, J. Pniewski, *Postępy Fizyki* **41**, 3 (1990).
- [10] H. T. Bandō, T. Motoba, J. Žofka, *Int. J. Mod. Phys.* **A5**, 4021 (1990).
- [11] R. E. Chrien, C. B. Dover, *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.* **39**, 113 (1989).
- [12] C. B. Dover, D. J. Millener, A. Gal, *Phys. Rep.* **184**, 1 (1989).
- [13] E. Oset, P. Fernandández de Córdoba, L. L. Salcedo, R. Brockmann, *Phys. Rep.* **188**, 79 (1990).
- [14] B. Povh, *Progr. Part. Nucl. Phys.* **18**, 183 (1987).
- [15] *Proc. Int. Symp. on Strangeness in Hadronic Matter*, Bad Honeff, 1987, red. J. Speth, *Nucl. Phys.* **A479** (1988).
- [16] *Proc. Int. Symp. on Hypernucl. and Low-Energy Kaon Phys.*, Padova, 1988, red. T. Bressani i in., *Nuovo Cimento* **A102**, Nr 1,2 (1989).

---

<sup>3</sup> Siły jądrowe nie prowadzą do stanu związanego samych neutronów.

- [17] *Proc. Int. Symp. on Hypernucl. and Strange Particle Phys.*, Shimodu, December 9-12, 1991, *Nucl. Phys.* **A547**, Nr 1,2 (1992).
- [18] *Proc. Workshop on Strangeness in Nuclei*, Cracow, 5-8 May, 1992, red. S. Kistryn, World Sci. Publ. Co. – w druku.
- [19] D. J. Millener, C. B. Dover, A. Gal, *Phys. Rev. C* **38**, 2700 (1988).
- [20] J. Dąbrowski, M. Y. M. Hassan, *Phys. Rev. C* **1**, 1883 (1970).
- [21] N. M. Nagels, T. A. Rijken, J. J. de Swart, *Phys. Rev. D* **15**, 2547 (1977).
- [22] N. M. Nagels, T. A. Rijken, J. J. de Swart, *Phys. Rev. D* **20**, 1633 (1979).
- [23] J. Rożynek, J. Dąbrowski, *Phys. Rev. C* **20**, 1612 (1979).
- [24] J. Dąbrowski, W. Piechocki, *Ann. Phys. (N.Y.)* **126**, 317 (1980).
- [25] J. Dąbrowski, W. Piechocki, *Acta Physica Polonica* **B12**, 475 (1981).
- [26] W. Brückner i in., *Phys. Lett.* **79B**, 157 (1978).
- [27] R. E. Chrien, *Nucl. Phys.* **A478**, 705c (1988).
- [28] R. Grace i in., *Phys. Rev. Lett.* **35**, 1055 (1985).
- [29] J. P. Bocquet i in., *Phys. Lett.* **182B**, 146 (1986); tamże **192B**, 312 (1987).
- [30] S. Polikanow, *Nucl. Phys.* **A478**, 805c (1988); w [18].
- [31] R. S. Hayano i in., w [16], str. 437, *Phys. Lett.* **231B**, 355 (1989).
- [32] J. Dąbrowski, J. Rożynek, *Phys. Rev. C* **23**, 1706 (1981).
- [33] J. Dąbrowski, J. Rożynek, *Acta Physica Polonica* **B14**, 439 (1983).
- [34] T. Harada i in., *Soryushiron-Kenkyu (Kyoto)* **76**, 25 (1987); *Nucl. Phys.* **A507**, 715 (1990).
- [35] Khin Swe Myint i in., *Progr. Theor. Phys.* **82**, 112 (1989).
- [36] S. Tadokoro, Y. Akaishi, *Phys. Rev. C* **42**, 2591 (1990).
- [37] S. Tadokoro, Y. Akaishi, *Phys. Lett.* **282B**, 19 (1992).
- [38] R. E. Chrien i in., *Phys. Rev. C* **35**, 1589 (1987).
- [39] R. Wünsch, J. Žofka, *Phys. Lett.* **193B**, 7 (1987).
- [40] M. Danysz i in., *Phys. Rev. Lett.* **11**, 29 (1963); *Nucl. Phys.* **49**, 121 (1963).
- [41] D. Prowse, *Phys. Rev. Lett.* **17**, 782 (1966).
- [42] S. Aoki i in., *Progr. Theor. Phys.* **85**, 951 (1991); tamże **85**, 1287 (1991).
- [43] R. L. Jaffe, *Phys. Rev. Lett.* **38**, 195 (1977).
- [44] C. B. Dover, A. Gal, *Ann. Phys. (N.Y.)* **146**, 309 (1983).
- [45] Y. Yamamoto, H. Bandō, *Progr. Theor. Phys. Suppl.* **81**, 9 (1985).
- [46] J. Dąbrowski, *Workshop on the Future of Intermediate Energy Physics in Europe*, Freiburg im Breisgau, 1984, red. H. Koch, F.Scheck, str. 355.
- [47] S. Ajimura i in., *Phys. Rev. Lett.* **68**, 2137 (1992).
- [48] C. B. Dover, A. Gal, *Progr. Part. Nucl. Phys.* **12**, 171 (1984).
- [49] A. Bohr, B. Mottelson, *Nuclear structure*, vol. 1, Benjamin, N. Y. 1969, str. 238, 259, 266; *Struktura jądra atomowego*, tom 1, PWN, Warszawa 1975, str. 238, 258, 264.
- [50] H. J. Pirner, *Phys. Lett.* **85B**, 190 (1979); H. J. Pirner, B. Povh, tamże **114B**, 308 (1982).
- [51] C. B. Dover, *Proc. Intern. Nuclear Physics Conf.*, Harrogate, 1986, red. J. L. Durell i in., *Inst. Phys. Conf. Ser.* **86**, IOP Publishing, Bristol 1987, str.99.
- [52] H. R. Schmidt, J.Schukraft, *Int. J. Mod. Phys. A* – w druku.
- [53] K. J. Nield i in., *Phys. Rev. C* **13**, 1263 (1976).
- [54] J. Rafelski, R. Hagedorn, w: *Statistical Mechanics of Quarks and Hadrons*, red. H. Satz, Amsterdam 1981.
- [55] S. A. Moszkowski, *Postępy Fizyki* **28**, 145 (1977).

Robert Mills

Physics Department  
The Ohio State University  
Columbus, Ohio, USA

## Polacchowaniana\*

### Gauge fields

*Abstract:* This article is a survey of the history and ideas of gauge theory. Described here are the gradual emergence of symmetry as a driving force in the shaping of physical theory; the elevation of Noether's theorem, relating symmetries to conservation laws, to a fundamental principle of nature; and the force of the idea ("the gauge principle") that the symmetries of nature, like the interactions themselves, should be *local* in character. The fundamental role of gauge fields in mediating the interactions of physics springs from Noether's theorem and the gauge principle in a remarkably clean and elegant way, leaving, however, some tantalizing loose ends that might prove to be the clue to a future deeper level of understanding. The example of the electromagnetic field as the prototype gauge theory is discussed in some detail and serves as the basis for examining the similarities and differences that emerge in generalizing to non-Abelian gauge theories. The article concludes with a brief examination of the dream of total unification – all the forces of nature in a single unified gauge theory, with the differences among the forces due to the specific way in which the fundamental symmetries are broken in the local environment.

### Przedmowa

Artykuł ten ukazał się najpierw w tłumaczeniu chińskim w *Ziran Zazhi* (cza-

\* Artykuł, opublikowany w *American Journal of Physics* 57, 493 (1989), został przetłumaczony za zgodą Autora i Wydawcy. [Translated with permission. Copyright ©1989 American Association of Physics Teachers] (przyp. Red.).

**Robert Mills**

*Physics Department  
The Ohio State University  
Columbus, Ohio, USA*

## Pola cechowania\*

### Gauge fields

*Abstract:* This article is a survey of the history and ideas of gauge theory. Described here are the gradual emergence of symmetry as a driving force in the shaping of physical theory; the elevation of Noether's theorem, relating symmetries to conservation laws, to a fundamental principle of nature; and the force of the idea ("the gauge principle") that the symmetries of nature, like the interactions themselves, should be *local* in character. The fundamental role of gauge fields in mediating the interactions of physics springs from Noether's theorem and the gauge principle in a remarkably clean and elegant way, leaving, however, some tantalizing loose ends that might prove to be the clue to a future deeper level of understanding. The example of the electromagnetic field as the prototype gauge theory is discussed in some detail and serves as the basis for examining the similarities and differences that emerge in generalizing to non-Abelian gauge theories. The article concludes with a brief examination of the dream of total unification – all the forces of nature in a single unified gauge theory, with the differences among the forces due to the specific way in which the fundamental symmetries are broken in the local environment.

### Przedmowa

Artykuł ten ukazał się najpierw w tłumaczeniu chińskim w *Ziran Zazhi* (cza-

---

\* Artykuł, opublikowany w *American Journal of Physics* 57, 493 (1989), został przetłumaczony za zgodą Autora i Wydawcy. [Translated with permission. Copyright ©1989 American Association of Physics Teachers] (przyp. Red.).

sopiśmie przyrodniczym publikowanym w Szanghaju) w sierpniu 1987 r. a następnie w skróconej wersji angielskiej w materiałach (wydanych pod redakcją Arnolda Rosenbluma przez Plenum Press) z konferencji poświęconej historii współczesnych teorii z cechowaniem i zorganizowanej w Uniwersytecie Stanu Utah w Logan w lipcu 1987 r. Publikacja w *American Journal of Physics* nastąpiła za zgodą zarówno *Ziran Zazhi* jak i Plenum Press.

Proszę wybaczyć brak bibliografii. Opisowy i dyskursywny charakter tego artykułu nie wydaje się wymagać odsyłaczy do literatury i trudno byłoby go uzupełnić właściwymi pozycjami z obszernej literatury przedmiotu bez dużych zmian charakteru artykułu.

### 1. Wstęp: zakres zmian

Wiek dwudziesty był okresem wielkiego zamieszania i zmian w naszym rozumieniu otaczającego nas świata. Nie polegało to tylko na odkryciu nowych zjawisk czy uzupełnieniu istniejących teorii nowymi właściwościami, chociaż stało się tak w dużym stopniu. Zmiany poszły znacznie głębiej. Prawa fizyki próbujemy formułować tak, by miały podstawowy charakter, będąc odbiciem naszego rozumienia istoty rzeczywistości na najgłębszym filozoficznym poziomie. Właśnie ten najbardziej podstawowy charakter zmieniał się gwałtownie wiele razy w ciągu życia wielu z nas.

Nikt nie symbolizuje pełniej fizyki dwudziestego wieku i tej rewolucji, czy raczej serii rewolucji, w naszym rozumieniu przyrody niż Albert Einstein (1879 – 1955). Tworząc szczególną i ogólną teorię względności, Einstein dokonał za jednym zamachem gruntownej i trwałej rewizji naszych poglądów na przestrzeń i czas. Odegrał on też kluczową rolę w jeszcze głębszej rewolucji, związanej z teorią kwantową, która przekreśliła naszą deterministyczną interpretację praw fizycznych (choć sam Einstein tego nie zaakceptował) i nadała *obserwatorowi* zasadniczą rolę w ustalaniu realności fizycznej, czego znaczenia moim zdaniem jeszcze nie w pełni pojęliśmy. Połączenie tych dwóch rewolucji pojęciowych, teorii względności i teorii kwantowej, stanowi podstawę kwantowej teorii pola, nowego spojrzenia na przyrodę, i prowadzi do jeszcze jednego, nie wynikającego z samej teorii względności czy teorii kwantowej, radykalnego odejścia od zwykłego rozumienia świata, tym razem w związku z istotą cząstek elementarnych. Przystały one być pierwotną, niezniszczalną materią i stały się „kwantami pola”, czyli wzbudzeniami kwantowymi różnych pól podstawowych, analogicznie jak fotony, cząstki przenoszące porcje energii pola elektromagnetycznego, są rozumiane jako kwantowe wzbudzenia pola elektromagnetycznego.

Chciałbym na koniec zwrócić uwagę na marzenie Einsteina o jednolitym *geometrycznym* obrazie wszystkich podstawowych sił przyrody, uogólniającym jego najbardziej owocne i najpiękniejsze osiągnięcie – ogólną teorię względności. Według tej teorii grawitacja jest przejawem krzywizny czasoprzestrzeni i dlatego ruch wszystkich ciał, planet czy piłeczek pingpongowych, nie jest wynikiem rzeczywistych „sił” grawitacyjnych działających na rozważane ciało, lecz odpowiada dążeniu ciała do ruchu po najprostszej drodze (linii geodezyjnej) wśród gór i dolin samej czasoprzestrzeni. Einstein poświęcił większość późniejszych lat swego życia herkulesowym, choć daremnym, próbom rozszerzenia tego geometrycznego podejścia tak, aby włączone zostały siły elektromagnetyczne. Jak na ironię losu, w ostatnich 30 latach, a ściślej od czasu na rok przed śmiercią Einsteina, rozwinął się nowy punkt widzenia, zasada *niezmienniczości względem cechowania*, która uogólnia w całkiem nieoczekiwany sposób geometryczny charakter ogólnej teorii względności Einsteina i dostarcza zadowalającego opisu wszystkich sił przyrody. Nie jest to jeszcze *jednolita* teoria, gdyż w przyjętym obecnie obrazie są trzy niezależne teorie cechowania, ale większość fizyków czuje, że pełna unifikacja jest tylko sprawą czasu.

Zasada niezmienniczości względem cechowania, którą można opisać także jako zasadę *symetrii lokalnej*, jest stwierdzeniem dotyczącym właściwości niezmienniczości praw fizycznych. Żąda ona, aby każda ciągła symetria była symetrią lokalną. Warunek ten, wyjaśniony i omówiony szczegółowo dalej, wymaga znacznie większej symetrii w przyrodzie niż to zwykle przyjmowano i idei tej nie zaproponowano by prawdopodobnie nigdy, gdyby już nie znano przykładów symetrii lokalnej, a mianowicie ogólnej teorii względności i elektrodynamiki. Jest to na tyle silny warunek, że może go spełnić tylko bardzo ograniczona klasa teorii i pozostaje nadzwyczaj mała dowolność w wyborze postaci oddziaływania.

Celem tego artykułu jest przeanalizowanie idei niezmienniczości względem cechowania. Po krótkim przedstawieniu historii idei i przeglądzie fizyki potrzebnej do zrozumienia samej zasady opisany jest schemat logiczny zasady niezmienniczości względem cechowania, prowadzący do bardzo szczególnych postaci teorii fizycznych. W dyskusji przewijają się trzy różne, choć ściśle powiązane, pojęcia kluczowe: symetria, prawa zachowania i pola cechowania. Najpierw przeanalizujemy ich powiązania w przypadku elektrodynamiki klasycznej, która jest najprostszym przykładem teorii pola z cechowaniem, a potem pokażemy, jak na tej podstawie można dojść do uogólnienia na teorie z cechowaniem nieabelowym. Następnie omówimy krótko postęp, jaki dokonał się w ostatnich latach: zostały rozwiązane różne poważne trudności i sformułowano „model standardowy”, szeroko obecnie akceptowany obraz cząstek elementarnych i pól cechowania, za pośrednictwem których te cząstki oddziałują.



Nasze obecne rozumienie fizyki polega na unifikacji *typu* teorii w tym sensie, że wszystkie pola sił przyrody okazują się mieć ten sam charakter, a mianowicie odpowiadają im *pola cechowania*. W ostatnim rozdziale przedyskutujemy żywną przez większość fizyków nadzieję na pełniejszą unifikację, w której wszystkie siły będą opisane przez *jedną* teorię z cechowaniem. W teorii tej pojawi się wieloskładnikowe pole cechowania, którego różne składowe będą powiązane ze sobą w pełni symetrycznie. Marzenie to zostało już częściowo zrealizowane w modelu standardowym w postaci unifikacji oddziaływań elektromagnetycznych i słabych, ale jego pełna realizacja nadal napotyka na duże przeszkody.

## 2. Początki idei cechowania

Kluczowe idee prowadzące do wprowadzenia uogólnionych pól cechowania pochodzą od Noether, Weyla i Londona. Zasadniczym kierunkiem, którego szczególnym przejawem jest symetria cechowania, było rosnące w ostatnim stuleciu przekonanie o znaczeniu symetrii dla podstaw naszego rozumienia wszechświata. Zdajemy sobie obecnie sprawę, że to właśnie podstawowa symetria praw fizycznych *rządzi* układem, czyli określa strukturę praw oraz liczbę i charakter cząstek elementarnych. Jest to odkrycie charakterystyczne dla dwudziestego wieku. Poprzednio symetrie traktowano jako przypadkowe i jeśli pewne symetryczne struktury pojawiały się w teoriach fizycznych, to było to miłe, ale nie miało fundamentalnego znaczenia.

### 2.1. Noether

W kręgach matematycznych, Emmy Noether (1882 – 1935) jest zaliczana do grona największych matematyków obecnego wieku, lecz jednak nie za pracę, która uczyniła ją znaną fizykom. Twierdzenie, które nosi jej imię i które było kamieniem milowym w rozwoju symetrii jako siły wiodącej w fizyce, oraz jako jedyne uczyniło ją znaną fizykom, jest matematykom mało znane, gdyż oni cenią ją za prace o pierścieniach przemiennych i teorii liczb algebraicznych. Wszyscy jednak cenią Noether za badanie podstawowych pojęć, na których opierają się nauki matematyczne.

Twierdzenie Noether, udowodnione w 1918 r., gdy Noether nadal walczyła (jako kobieta) o uznanie na Uniwersytecie w Getyndze, odnosi się głównie do zasad wariacyjnych, jakie występują w fizyce. Istotna dla nas treść twierdzenia sprowadza się do tego, że *każdej symetrii przyrody odpowiada prawo zachowania i każdemu prawu zachowania odpowiada symetria*. W lagranżowskim sformułowaniu teorii fizycznej rozważana symetria jest symetrią lagranżjanu. Ponieważ

postać lagranżjanu określa równania ruchu opisywanego układu, to jest to także symetria tych równań ruchu, czyli samej teorii fizycznej.

Fizykę charakteryzuje pewna liczba ogromnie ważnych praw zachowania takich wielkości jak energia, pęd, moment pędu i ładunek elektryczny oraz kilku innych, które pojawiły się dopiero w ostatnich latach. Twierdzenie Noether wskazuje bezpośrednio na związek tych praw ze strukturą, a w istocie z symetrią praw fizycznych. Wszystkich twierdzeń dowodzi się wychodząc z pewnych założeń. W przypadku twierdzenia Noether najważniejsze jest założenie, że równania ruchu w fizyce można wyprowadzić z *zasady wariacyjnej*, zwanej zasadą Hamiltona. Zasada Hamiltona stwierdza, że dla rzeczywistych trajektorii układu – jego historii w funkcji czasu – całka po czasie z lagranżjanu jest stacjonarna względem małych zmian trajektorii w otoczeniu trajektorii rzeczywistej. Nie ma oczywistego powodu, *dla którego* równania ruchu powinny mieć ten charakter. Łatwo jest wymyślić wszechświat, którego równania ruchu nie spełniają takiej zasady wariacyjnej, ale w naszym wszechświecie zasada ta jest zawsze spełniona. Zasada Hamiltona została najpierw odkryta dla takich układów mechanicznych, gdzie lagranżjan okazuje się różnicą energii kinetycznej i energii potencjalnej, ale zasadę tę łatwo jest rozszerzyć na pewną klasę sił zależnych od prędkości, która zawiera siłę magnetyczną działającą na poruszającą się cząstkę naładowaną. (Zasady Hamiltona nie można rozszerzyć na siły dysypatywne, ale siły elementarne nie są nigdy dysypatywne.) Okazuje się także, że układy mające naturę całkiem niemechaniczną, jak np. pole elektromagnetyczne, też można opisać w ten sposób: równania Maxwella, czyli równania ruchu dla pola elektromagnetycznego, można również wyprowadzić z zasady Hamiltona, choć z lagranżjanem, który wydaje się nie mieć nic wspólnego z czymś takim jak energia kinetyczna i energia potencjalna. Do tego stanu rzeczy tak się przyzwyczailiśmy, że gdy próbujemy wymyślić nową teorię, to zawsze poszukujemy właściwego lagranżjanu, zakładając prawie automatycznie, że ta nowa teoria musi także spełniać zasadę Hamiltona. Założenie to zawsze wydaje się sprawdzać i w konsekwencji zawsze mamy także twierdzenie Noether – związek między symetriami i prawami zachowania.

Gdy przechodzimy do teorii kwantowej, to twierdzenie Noether pozostaje nadal słuszne, chociaż jego dowód wygląda różnie dla różnych jej sformułowań. Jeden z takich dowodów jest przedstawiony w rozdz. 3. Wydaje mi się bardzo prawdopodobne, że twierdzenie Noether jest jeszcze bardziej podstawowym faktem. To *ze względu* na ten fundamentalny związek między symetriami i prawami zachowania teorie fizyczne, które wymyślamy do opisu otaczającego nas wszechświata, mają strukturę taką, jaką mają. Jeśli tak jest rzeczywiście, to twierdzenie Noether staje się bardziej *zasadą* niż twierdzeniem, analogicznie jak zasady równoważności w szczególnej i ogólnej teorii względności. Powinniśmy więc mówić,

że klasyczne prawa fizyczne przyjmują postać lagranżowską, a teoria kwantowa przyjmuje swą postać hamiltonowską, ze względu na zasadę Noether.

## 2.2. London i Weyl

Idea niezmienniczości względem cechowania ma również swój początek w 1918 r. Hermann Weyl (1885 – 1955), przyjaciel Noether w Getyndze, był pod silnym wpływem Einsteina i podzielał jego wizję, że elektromagnetyzm jest przejawem pewnego rodzaju symetrii lokalnej, podobnej do tej, jaka charakteryzuje ogólną teorię względności. W przypadku ogólnej teorii względności symetria, o której tu mowa, jest niezmienniczością postaci podstawowych równań względem dowolnych przekształceń współrzędnych krzywoliniowych. Fizyczny sens tej niezmienniczości polega na tym, że prawa fizyczne są takie same dla wszystkich obserwatorów niezależnie od stanu ruchu (przyspieszenia, obrotu czy czegokolwiek) ich układów odniesienia.

Weyl miał nadzieję wykorzystać w tym celu niezmienniczość ze względu na zmianę *skali*, czyli żądanie, aby prawa fizyczne były niezmiennicze przy zmianie skali wszystkich pomiarów długości o ten sam wspólny czynnik. W analogii do przekształceń współrzędnych krzywoliniowych w ogólnej teorii względności, Weyl chciał zażądać *lokalnej* niezmienniczości względem cechowania, dla której zmiany skali mogą być różne w różnych punktach przestrzeni i czasu. Stowarzyszonym prawem zachowania, odpowiadającym twierdzeniu Noether, miało być wtedy zachowanie ładunku elektrycznego.

Einstein zwrócił uwagę na poważne ułomności tej idei i powrócono do niej dopiero w 1927 r., czyli wtedy, gdy Schrödinger wprowadził swoje równanie falowe dla teorii kwantowej (w 1926 r.) i zespolone funkcje falowe zaczęły odgrywać rolę w fizyce. W 1927 r. Fritz London (1900 – 1954) wykazał, że symetria związana z zachowaniem ładunku elektrycznego jest niezmienniczością nie względem zmian skali, a względem zmian *fazy*, czyli niezmienniczością teorii kwantowej względem dowolnej zmiany fazy zespolonej funkcji falowej (wyjaśniamy to szczegółowo w rozdz. 3). Niezmienniczość względem „globalnej” zmiany fazy, czyli pomnożenia funkcji falowej przez stały czynnik fazowy  $e^{i\theta}$ , była w istocie trywialna. Nie-trywialnym faktem było to, że istnienie pola elektromagnetycznego pozwala na szerszą klasę niezmienniczości, niezmienniczość względem *lokalnej* zmiany fazy, w której czynnik fazowy zmienia się dowolnie przy przejściu od jednego do drugiego punktu czasoprzestrzeni. Tak więc  $\theta$  staje się dowolną funkcją  $x, y, z$  i  $t$ , współrzędnych przestrzeni i czasu. Jak to się dzieje, wyjaśniamy w rozdz. 3.

Weyl również współuczestniczył w tej modyfikacji swej idei i nadal używał nazwy „symetria cechowania”, chociaż była to teraz niewłaściwa nazwa, ponieważ słowo „cechowanie” odnosiło się historycznie do wyboru skali długości, a nie do

przypisywania fazy wielkości zespolonej.

### 2.3. Yang i Mills

Przez jakieś 25 lat idea niezmienniczości względem cechowania (prawie zawsze rozważanej w sensie *lokalnej* niezmienniczości względem cechowania) była uważana za szczególną cechę teorii pola elektromagnetycznego, przydatną w różny sposób (np. jako sprawdzian poprawności procedury obliczeń), ale nie mającą bardziej fundamentalnego znaczenia. Zdawano sobie sprawę, że lokalna niezmienniczość względem cechowania ma w teorii pola elektromagnetycznego dodatkowe implikacje, jak zerowa masa fotonu (choć trudno to było ściśle udowodnić) i stałość, dla różnych cząstek elementarnych, elementarnej jednostki ładunku elektrycznego.

Ideę, że lokalna niezmienniczość względem cechowania może mieć bardziej uniwersalne znaczenie w fizyce, zaczęto rozważać na początku lat 50-tych. Dużą rolę odegrał tu Chen Ning Yang (ur. 1922), który wtedy pracował w Instytucie Studiów Zaawansowanych w Princeton. Już od paru lat, od czasu studiów doktorskich w Południowo-Zachodnim Zjednoczonym Uniwersytecie w Kunming (w Chinach), był on pod silnym wrażeniem związku między zachowaniem ładunku i niezmienniczością względem cechowania, a w szczególności faktu, że przez żądanie samej tylko niezmienniczości względem cechowania można by jednoznacznie określić całą strukturę teorii pola elektromagnetycznego. Po przybyciu do Stanów Zjednoczonych w 1945 r., Yang, jako doktorant Uniwersytetu Chicagowskiego, podjął próbę uogólnienia argumentu niezmienniczości względem cechowania na inne prawa zachowania, a w szczególności na zachowanie izospinu. Od tego czasu pojawiło się wiele praw zachowania różnych wielkości, ale wówczas jedynym prawem zachowania podobnym do prawa zachowania ładunku elektrycznego było zachowanie izospinu (wtedy nazywanego zwykle „spinem izotopowym”). Zachowanie izospinu było przybliżonym prawem zachowania, gdyż było naruszane w oddziaływaniach elektromagnetycznych i słabych, a całkowicie ściśle pozostawało dla oddziaływań silnych. Można sobie łatwo wyobrazić świat tylko z oddziaływaniem silnym, w którym zachowanie izospinu i odpowiadające temu symetrie byłyby dokładne. Jeśli można by uogólnić ideę niezmienniczości względem cechowania, to w wyniku można by otrzymać zupełną teorię oddziaływania silnego z izospinem jako „ładunkiem” odpowiedzialnym za oddziaływania, a przewidywane przez tę teorię nowe pole cechowania byłoby „klejem” odgrywającym tę samą rolę co pole elektromagnetyczne w elektrodynamice.

W roku akademickim 1953/54 Yang był gościem Narodowego Laboratorium w Brookhaven na Long Island, ok. 80 km od centrum Nowego Jorku. Znajdujący się tu Cosmotron, wtedy największy na świecie akcelerator cząstek (przyspiesza-

jący protony do energii 2 – 3 GeV), zaczynał właśnie obficie produkować nowe i nieznanne cząstki, które zmieniły obraz fizyki w następnych latach. Również ja byłem w Brookhaven, na stażu po doktoracie, i przydzielono mnie wraz z Yangiem do tego samego pokoju. (Pisałem wtedy wciąż jeszcze moją pracę doktorską, poświęconą badaniu możliwego wkładu czwartego rzędu do przesunięcia Lamba i wykonywaną pod opieką Normala Krolla w Uniwersytecie Columbia w Nowym Jorku.) Yang, który przy różnych okazjach demonstrował swoją wielkoduszność dla młodych fizyków zaczynających karierę, opowiedział mi o swojej idei uogólnienia niezmienniczości względem cechowania i dyskutowaliśmy ją dość długo. Mając pewne podstawy z elektrodynamiki kwantowej, byłem w stanie wnieść co nieco do dyskusji, szczególnie przy procedurach kwantowania i w mniejszym stopniu przy wyprowadzeniu formalizmu, lecz kluczowe idee pochodziły od Yanga. Przewidywane kwanty miałyby spin 1, jak foton, ale miałyby także izospin 1, jak mezon  $\pi$ , co oznaczało, że tworzyłyby tryplet ładunkowy ze stanami o ładunku dodatnim, ujemnym i obojętnym, podobnie jak pion. Nie rozważaliśmy problemu renormalizowalności, podobnie jak i problemu masy kwantu pola cechowania. Problemy te pozostały nierozwiązane przez jakieś 10 – 15 lat, dopóki nie nastąpił wzrost o rząd wielkości zrozumienia przez fizyków kwantowej teorii pola.

W tym samym prawie czasie (w 1954 r.) również Ronald Shaw, student Abdusa Salama w Uniwersytecie Cambridge w Anglii, zastanawiał się głęboko nad możliwymi uogólnieniami idei niezmienniczości względem cechowania, będąc zwłaszcza pod wpływem skryptu Schwingera. W swej nieopublikowanej pracy doktorskiej (1954) *Problem typów cząstek i inne rozważania z teorii cząstek elementarnych* w rozdziale „Niezmienność względem ogólnych przekształceń spinu izotopowego” Shaw dokładnie i niezależnie podaje argument naszego (Yanga i mojego) artykułu (1954) i odtwarza podstawowe równania teorii z cechowaniem nieabelowym. Nie ulega chyba wątpliwości, że nadszedł po prostu czas na to odkrycie.

### 3. Filozofia cechowania: symetria lokalna

Kluczową ideą teorii cechowania, jak wspomnieliśmy wcześniej, jest zasada symetrii lokalnej: *każda ciągła symetria przyrody jest symetrią lokalną*. Wyjaśnię teraz dokładniej, co te słowa znaczą. Na początek, co to jest „symetria przyrody”? Mówimy, że obiekt jest symetryczny, jeśli jego wygląd nie ulega zmianie przy pewnym przekształceniu – możemy powiedzieć, że jego właściwości są „niezmiennicze” względem przekształcenia. Spójrzmy na pewne przykłady. Trójkąt

równoboczny wygląda tak samo po obrocie o  $120^\circ$  lub po odbiciu względem którejkolwiek z jego wysokości. Kula ma bogatszą klasę symetrii, gdyż jest niezmiennicza względem obrotu o *dowolny* kąt wokół *dowolnej* jej średnicy lub względem odbicia w *dowolnej* płaszczyźnie równikowej. Inny rodzaj symetrii, zwany „symetrią translacyjną”, można zilustrować przy użyciu nieskończonego długiego walca: jest on niezmienniczy względem dowolnego przesunięcia wzdłuż jego osi. Istotne jest więc to, że symetria zawiera zawsze jakąś właściwość niezmienniczości.

Otoczający nas świat nie jest jednak szczególnie symetryczny, ponieważ występujące w nim obiekty są nieregularne co do kształtu i położenia. *Prawa rządzące* światem fizycznym mają jednak dużą symetrię i właśnie to rozumiemy przez *symetrie przyrody*. Ten fakt, że eksperymenty przebiegają tak samo w Chinach jak w USA, jest odbiciem niezmienniczości praw fizyki względem przesunięć w przestrzeni i obrotów, czyli pewnej symetrii. Ten fakt, że otrzymuje się te same wyniki eksperymentalne w różnych chwilach, ujawnia *symetrię względem przesunięcia w czasie* itd.

Zwykle rozważamy przekształcenia *globalne*, np. wspólny obrót dla całego wszechświata. Niezmienniczość względem takiego przekształcenia określa się jako „symetrię globalną”. Znaczenie symetrii *lokalnej* sprowadza się natomiast do tego, że rozważane prawa fizyczne są niezmiennicze względem „przekształcenia lokalnego”, które jest w rzeczywistości dużą liczbą oddzielnych przekształceń, innych w każdym punkcie przestrzeni i czasu. Jako przykład rozważmy długi walec o przekroju kołowym, który jest oczywiście niezmienniczy względem obrotów wokół swej osi. Wyobraźmy sobie teraz, że walec jest pokrojony na dużą liczbę, powiedzmy  $N$ , bardzo cienkich krążków. Układ jest teraz niezmienniczy względem przekształcenia, w którym każdy krążek obraca się o inny kąt, i powstała symetria, symetria lokalna, jest dużo bogatsza od wyjściowej. Wyjściowa symetria globalna jest niezmienniczością względem zbioru przekształceń opisanych przez jeden parametr, kąt obrotu, a w przypadku przekształcenia lokalnego mamy niezmienniczość względem dużo większego zbioru przekształceń opisanego przez  $N$  różnych kątów obrotu.

Zastosujemy teraz tę ideę nie do obiektów, ale do praw fizyki, i zażądamy, by z jakiegoś powodu miały one ten znacznie bogatszy rodzaj symetrii, jaki pojawia się w przypadku cienko pokrojonego walca. Dlaczego można spodziewać się, że prawa fizyki powinny mieć taką rozszerzoną symetrię? Byłoby to bardzo mało prawdopodobne, gdyby nie fakt, że znamy już dwa takie przykłady w przyrodzie w postaci elektrodynamiki i ogólnej teorii względności, które, jak zobaczymy, wykazują ten rodzaj symetrii lokalnej.

W ogólnej teorii względności taką symetrią lokalną jest niezmienniczość względem dowolnych przekształceń współrzędnych krzywoliniowych, czyli jakby

różnych obrotów czasoprzestrzennych w każdym punkcie. Jest to rodzaj cztero-wymiarowego odpowiednika opisanego wyżej pokrojonego walca, ale z tą różnicą, że mówimy teraz o niezmienniczości nie obiektu, lecz praw fizycznych. Jak dobrze wiadomo, żądanie tej ogólnej niezmienniczości prowadzi nieuchronnie do pełnej teorii siły grawitacyjnej.

W przypadku elektrodynamiki, o czym opowiem bardziej szczegółowo w rozdz. 4, rozważana symetria jest niezmienniczością względem zmian fazy zespolonych pól, czy funkcji falowych,

$$\psi \rightarrow \psi e^{i\theta}, \quad (1)$$

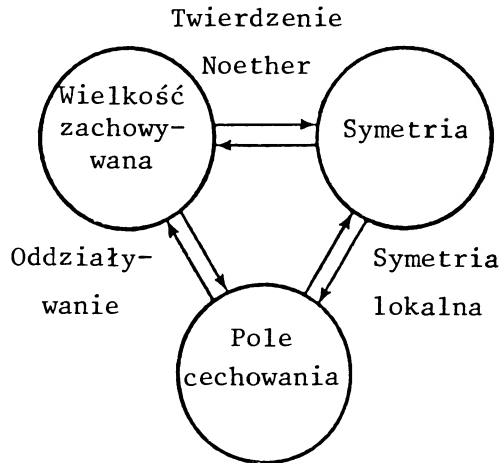
i staje się symetrią lokalną, jeśli  $\theta$  wziąć w postaci dowolnej funkcji współrzędnych czasoprzestrzennych  $(x, y, z, t)$ . Może się wydawać, że to nie ma nic wspólnego z elektrodynamiką, ale w rzeczywistości, jak zobaczymy, ta symetria lokalna może się pojawić tylko wtedy, jeśli wprowadzimy dodatkowe pole, które ma wszystkie znane właściwości pola elektromagnetycznego.

Przypadek elektrodynamiki stanowił w istocie inspirację do dalszego rozwoju idei pola cechowania. Fakt, że przykłady symetrii lokalnej już istnieją w przyrodzie, silnie sugerował, że może to być ogólna zasada i że powinniśmy zbadać inne obserwowane symetrie przyrody, aby zobaczyć, czy zasada ta jest zawsze słuszna. W rozdz. 4 pokażę szczegółowo, jak działa ta zasada niezmienniczości względem cechowania, najpierw na przykładzie elektrodynamiki, a potem dla nieabelowego uogólnienia.

#### 4. Zachowywane wielkości, symetrie i pola cechowania

Musimy teraz wykazać, jak założenie symetrii lokalnej może prowadzić do teorii fizycznej i jak można określić charakter tej teorii. Wykażemy, że w każdym przypadku pojawia się charakterystyczna struktura logiczna, przedstawiona graficznie na rys. 1, która łączy zachowywane wielkości, symetrie przyrody i pola cechowania. Po pierwsze, jak widzieliśmy, istnieje twierdzenie Noether, które stwierdza, że każdemu prawu zachowania odpowiada stowarzyszona z nim symetria i na odwrót. Po drugie, mamy wspomniany już fakt, że żądanie symetrii lokalnej prowadzi do teorii pola z cechowaniem o szczególnym i dobrze określonym charakterze. Po trzecie, wykażemy, że określona w ten sposób teoria pola z cechowaniem włącza zawsze oddziaływania między polem cechowania i zachowywaną wielkością, od której wystartowaliśmy. Otrzymujemy więc zdumiewający fakt, że dla każdego prawdziwego prawa zachowania istnieje pełna teoria pola ce-

chowania, której źródłem jest zachowywana wielkość. Jedynym warunkiem jest istnienie ciągłej symetrii stowarzyszonej z prawem zachowania (warunek ten wyklucza np. parzystość, która jest stowarzyszona z symetrią względem odbicia). Powstała teoria ma dokładnie jeden wolny parametr, stałą sprzężenia oddziaływania. Przedyskutujemy teraz szczegółowo różne połączenia występujące w tej strukturze logicznej.



Rys. 1. Schemat logiczny teorii z cechowaniem

#### 4.1. Twierdzenie Noether

Twierdzenie Noether, łączące prawa zachowania z symetrią, zostało pierwotnie sformułowane w 1918 r. jako twierdzenie w rachunku wariacyjnym, z bezpośrednim zastosowaniem do lagranżowskiej mechaniki klasycznej. Twierdzenie to przyjmuje jednak szczególnie elegancką i ogólną postać w odniesieniu do mechaniki hamiltonowskiej, zarówno klasycznej jak i kwantowej. Przedstawię twierdzenie Noether w kontekście kwantowym, ale wszyscy, którzy znają podejście hamiltonowskie, dostrzegą łatwo, że całą dyskusję można sprowadzić do mechaniki klasycznej, jeśli komutatory zastąpi się po prostu przez nawiasy Poissona.

Na początku trzeba zauważyć, że hermitowskie operatory liniowe w teorii kwantowej odgrywają podwójną rolę: każdy operator reprezentuje oczywiście jedną ze zmiennych dynamicznych teorii, ale równocześnie służy jako generator pewnej klasy przekształceń. Załóżmy np., że  $\hat{A}$  jest operatorem liniowym związanym ze zmienną obserwowaną  $A$ , spełniającym zwykły związek: jeśli układ jest w



stanie reprezentowanym przez wektor stanu  $\Psi$ , to wartość oczekiwana zmiennej  $A$  jest dana wzorem

$$\langle A \rangle = \Psi^* \hat{A} \Psi, \quad (2)$$

który ilustruje związek operatora  $\hat{A}$  z odpowiednią obserwowaną zmienną fizyczną  $A$ . (W naszych oznaczeniach daszek oznacza operator, a gwiazdka – sprzężenie. Zwróćmy uwagę, że lewa strona wzoru (2) reprezentuje wielkość *fizyczną*, średnią wartość zmiennej fizycznej, a prawa strona jest wyrażeniem *matematycznym*.) Z drugiej strony, ten sam operator może być użyty do generowania przekształcenia unitarnego na wektorach stanu układu

$$\Psi \rightarrow \Psi' = e^{-i\lambda \hat{A}} \Psi, \quad (3)$$

gdzie  $\lambda$  jest dowolnym parametrem rzeczywistym. Takie przekształcenie na wektorze stanu może reprezentować przekształcenie samego stanu, gdyż jeśli jako  $\hat{A}$  wziąć np.  $\hat{P}_z$ , zetową składową operatora pędu, to  $\Psi'$  reprezentuje stan, który różni się od  $\Psi$  przesunięciem o  $\lambda$  w kierunku osi  $z$ . Każda ciągła rodzina przekształceń jest generowana w ten sposób i jest więc jednoznacznie stowarzyszona z jedną ze zmiennych fizycznych teorii.

Następnie, jedną z dobrze znanych właściwości tych operatorów liniowych jest to, że na ogół nie komutują one z sobą (czyli mnożenie operatorów nie jest przemienne). Fakt, czy dwa operatory komutują, czy też nie, ma znaczenie fizyczne. Sformułowanie tego znaczenia zależy od roli, jaką odgrywa każdy z tych dwóch operatorów. Jeśli więc dwa operatory  $\hat{A}$  i  $\hat{B}$  komutują, to możemy podać cztery różne twierdzenia o zmiennych i przekształceniach stowarzyszonych z tymi operatorami:

(1) Przekształcenia generowane przez  $\hat{A}$  i  $\hat{B}$  komutują ze sobą. *Przesunięcia* w różnych kierunkach komutują, ale *obroty* wokół różnych osi nie komutują ze sobą, czyli otrzymuje się różny wypadkowy obrót zależnie od kolejności, w której obroty zostały wykonane. Jest to bezpośrednio związane z faktem, że różne składowe operatora momentu pędu nie komutują ze sobą, podczas gdy różne składowe operatora pędu komutują ze sobą.

(2) Zmienna dynamiczna  $A$  jest niezmiennicza względem przekształceń generowanych przez  $\hat{B}$ . Na przykład składowa  $x$  położenia cząstki jest niezmiennicza względem przesunięć w kierunku osi  $y$  (operator  $\hat{x}$  komutuje z operatorem  $\hat{P}_y$ ), ale nie jest niezmiennicza względem przesunięć w kierunku osi  $x$  (operator  $\hat{x}$  nie komutuje z operatorem  $\hat{P}_x$ ). W matematycznym zapisie: jeśli  $\hat{A}$  reprezentuje zmienną  $A$  i  $\hat{B}$  generuje przekształcenie

$$\Psi' = e^{-i\lambda\hat{B}}\Psi, \quad (4)$$

to wartość oczekiwana wielkości  $A$  jest niezmienniona przez przekształcenie

$$\Psi'^* \hat{A} \Psi' = \Psi \hat{A} \Psi. \quad (5)$$

(3) Zmienna dynamiczna  $B$  jest niezmiennicza względem przekształceń generowanych przez  $\hat{A}$  [komentarz jak w (2)].

(4) Zmienne dynamiczne  $A$  i  $B$  są jednocześnie mierzalne z dowolną dokładnością, czyli nie ma zasady nieoznaczoności wiążącej te zmienne. (Można powiedzieć inaczej, że istnieje układ zupełny ich jednoczesnych stanów własnych, czyli stanów, dla których obie zmienne  $A$  i  $B$  mają dokładnie przewidywalne wartości).

Każde z tych czterech twierdzeń jest prawdziwe *tylko* wtedy, jeśli odpowiednie operatory komutują. Możemy więc powiedzieć, że twierdzenia te są równoważne, czyli każde z nich implikuje pozostałe. W szczególności, równoważność (2) i (3) oznacza, że zmienna dynamiczna  $A$  jest niezmiennicza względem przekształceń generowanych przez  $\hat{B}$  wtedy i tylko wtedy, jeśli zmienna dynamiczna  $B$  jest niezmiennicza względem przekształceń generowanych przez  $\hat{A}$ .

Jesteśmy teraz zainteresowani przypadkiem, gdy, powiedzmy,  $\hat{B}$  jest operatorem hamiltonianu  $\hat{H}$ , czyli operatorem stowarzyszonym z całkowitą energią układu. Przekształcenia generowane przez  $\hat{H}$  są przesunięciami w czasie i dlatego operator  $\hat{H}$  jest operatorem występującym w równaniu Schrödingera

$$i\hbar(d\Psi/dt) = \hat{H}\Psi, \quad (6)$$

którego scałkowana postać

$$\Psi(t) = e^{-i\hat{H}t/\hbar}\Psi(0) \quad (7)$$

odpowiada ogólnej postaci (3). Widzimy stąd, dlaczego właśnie operator *energii* rządzi dynamiką układu.

Powiedzenie, że zmienna dynamiczna  $A$  jest niezmiennicza względem przekształceń generowanych przez  $\hat{H}$ , jest równoważne powiedzeniu, że zmienna  $A$  jest stałą ruchu, czyli jej wartość oczekiwana w dowolnym stanie będzie niezmiennicza względem dowolnego przesunięcia w czasie. Z drugiej strony, twierdzenie, że zmienna  $H$  jest niezmiennicza względem przekształceń generowanych przez  $\hat{A}$ , jest równoważne twierdzeniu, że  $A$  reprezentuje symetrię praw dynamicznych, ponieważ to właśnie  $\hat{H}$  określa te prawa dynamiczne. Widzimy teraz

(i to jest nasza zmodyfikowana wersja twierdzenia Noether), że te dwa twierdzenia są równoważne, ponieważ każde jest równoważne twierdzeniu, że operatory  $\hat{A}$  i  $\hat{H}$  komutują.

*Zmienna dynamiczna  $A$  jest zachowywana wtedy i tylko wtedy, jeśli prawa dynamiczne są niezmiennicze względem przekształceń generowanych przez  $\hat{A}$ .*

#### 4.2. Symetria lokalna i pola cechowania: przypadek elektrodynamiki

Przejdziemy teraz do następnego połączenia z diagramu na rys. 1, które wiąże założenie symetrii lokalnej z istnieniem pól cechowania. Załóżmy, że rozważamy pewne szczególne prawo zachowania, np. ładunku elektrycznego  $Q$ , i wprowadzamy stowarzyszone przekształcenia symetrii generowane przez operator hermitowski  $\hat{Q}$ . Działanie takiego przekształcenia na pole zespolone  $\psi(x)$ , stowarzyszone z cząstkami o ładunku  $ne$ , polega na zmianie jego fazy o wielkość proporcjonalną do  $n$ , czyli

$$\psi(x) \rightarrow \psi'(x) = e^{-ine\theta} \psi(x). \quad (8)$$

Dalej wygodniej jest używać przekształceń infinytezymalnych, dla których równanie (8) po rozwinięciu w szereg Taylora funkcji wykładniczej redukuje się do

$$\psi'(x) = (1 - ine\theta)\psi(x), \quad (9)$$

gdzie  $x$  reprezentuje współrzędne czasoprzestrzenne, a  $\theta$  jest dowolnym infinytezymalnym parametrem przekształcenia. Pole  $\psi(x)$  można w zasadzie traktować jako równoważne funkcji falowej Schrödingera lub Diraca. Niezmienniczość wynika z faktu, że dowolna obserwowalna wielkość fizyczna zawiera czynniki  $\psi^*$  i  $\psi$ , a więc czynniki fazowe się skracają. Jeśli występuje kilka różnych pól, jak w procesie produkcji lub rozpadu, to zachowanie w tym procesie ładunku jest dokładnie związane ze skracaniem się tych czynników fazowych. Skracanie w przypadku pojawienia się pochodnych pola  $\psi$  występuje dopóty, dopóki  $\theta$  jest stałą ze względu na  $x$ .

Teraz jednak chcę wprowadzić ideę symetrii *lokalnej*, czyli, zgodnie z dyskusją w rozdz. 3, chcę mieć w każdym punkcie czasoprzestrzeni różne przekształcenia, co dokładnie odpowiada przyjęciu  $\theta$  w postaci dowolnej funkcji  $\theta(x)$ , czyli

$$\psi'(x) = e^{-ine\theta(x)} \psi(x) \quad (10)$$

$$\rightarrow [1 - ine\theta(x)]\psi(x) \quad (11)$$

lub

$$\delta\psi(x) = \psi'(x) - \psi(x) \quad (12)$$

$$= -ine\theta(x)\psi(x). \quad (13)$$

Łatwo jest dostrzec niezmienniczość wyrażeń takich jak  $\psi^*\psi$ , ale gubi się niezmienniczość w wyrażeniach zawierających pochodne pola  $\psi$ , ponieważ pojawiają się także pochodne funkcji  $\theta$ . Oznaczając przez  $\partial_\mu$  pochodną cząstkową względem  $x^\mu$ ,  $x^0 = ct$ ,  $x^1 = x$ ,  $x^2 = y$ ,  $x^3 = z$ , stwierdzamy wtedy, że  $\partial_\mu\psi(x)$  przekształca się według wzoru

$$\delta[\partial_\mu\psi(x)] = -ine\theta(x)\partial_\mu\psi(x) - ine[\partial_\mu\theta(x)]\psi(x), \quad (14)$$

gdzie pierwszy człon ma standardową postać [równanie (13)], a kłopotliwy drugi człon zawiera pochodną funkcji  $\theta(x)$ . Aby osiągnąć symetrię lokalną, musimy jakoś pozbyć się drugiego członu. W tym celu zwykłą pochodną  $\partial_\mu\psi$  trzeba zastąpić przez „kowariantną” pochodną  $D_\mu\psi$ , dla której trzeba *zazębać* standardowej postaci przekształcenia

$$\delta[D_\mu\psi(x)] = -ine\theta(x)D_\mu\psi(x). \quad (15)$$

Warunek ten doprowadzi do niezmienniczości względem przekształcenia wyrażeń takich, jak np.  $\psi^*D_\mu\psi$ . Jak można go spełnić? Trzeba wprowadzić po prostu potencjały elektromagnetyczne (co można łatwo przewidzieć, jeśli zna się standardową postać równania Schrödingera w obecności pola elektromagnetycznego) i połączyć zwykle pochodne  $\partial_\mu$  z polem wektorowym  $A_\mu$ , czyli przyjąć

$$D_\mu = \partial_\mu + ineA_\mu. \quad (16)$$

$A_\mu$  musi przekształcać się tak, aby spełnione było równanie (15). Jeśli podstawimy wyrażenie (16) do równania (15) i użyjemy równania (14) dla wariacji pochodnej  $\partial_\mu\psi(x)$ , to wyrażenie, jakie pozostaje po usunięciu skraccających się członów, daje

$$-ine(\partial_\mu\theta)\psi + ine\delta A_\mu\psi = 0. \quad (17)$$

Równość ta jest spełniona, jeśli  $A$  przekształca się według wzoru

$$\delta A_\mu = \partial_\mu \theta(x), \quad (18)$$

czyli zgodnie ze znanym przekształceniem cechowania dla potencjałów elektromagnetycznych.

Otrzymane wyrażenia można przepisać w bardziej znanej notacji, w której  $A_0$  jest potencjałem skalarnym  $\phi$ , a  $-A_i$  ( $i = 1, 2, 3$ ) są składowymi potencjału wektorowego  $\mathbf{A}$ . Równanie (18) jest wtedy równoważne wzorom

$$\delta\phi = \dot{\theta}/c, \quad (\dot{\theta} = \partial\theta/\partial t), \quad (19)$$

$$\delta\mathbf{A} = -\nabla\theta. \quad (20)$$

Co udowodniliśmy? Wyszliśmy od prawa zachowania, zachowania ładunku elektrycznego wraz ze stowarzyszoną z nim symetrią, i następnie (nie wiedząc nic o polu elektromagnetycznym) wykazaliśmy, że warunek *lokalności* symetrii zmusza nas do wprowadzenia pola cechowania, które okazuje się niczym innym jak znanym polem elektromagnetycznym. Zanim przejdziemy do bardziej ogólnych rodzajów pól cechowania, pozostajmy przy przykładzie pola elektromagnetycznego i zobaczymy, jak warunek niezmienniczości względem cechowania ustala postać teorii.

Standardową procedurą budowania teorii fizycznej jest wyjście od klasycznego sformułowania lagranżowskiego i potem przy użyciu dobrze zdefiniowanej procedury „kwantowania” generowanie odpowiedniej teorii kwantowej. Klasyczne równania ruchu są generowane z lagranżjanu przy użyciu zasady wariacyjnej (zasady Hamiltona), która została przedyskutowana w rozdz. 2 i jest wyjaśniona w standardowych podręcznikach mechaniki. Procedura kwantowania (przepis konstrukcji operatorów kanonicznego pędu, operatora hamiltonianu i kwantowych równań ruchu) gwarantuje następnie, że powstała teoria spełnia ważną zasadę odpowiedniości, czyli żądanie, aby teoria była całkowicie zgodna z teorią klasyczną w obszarze makroskopowym, gdzie, jak wiadomo, słuszna jest teoria klasyczna. Wystarczy więc przedyskutować tylko lagranżjan, ponieważ to on określa postać teorii.

W przypadku teorii pola ważną wielkością jest gęstość lagranżjanu  $L$  (sam lagranżjan jest całką przestrzenną z  $L$ ), która zależy od różnych pól i ich pochodnych cząstkowych i która musi być relatywistycznie niezmiennicza, aby powstała teoria była niezmiennicza lorentzowsko. W rzeczywistości gęstość lagranżjanu musi wykazywać *wszystkie* symetrie wymagane od teorii, którą mamy wygenerować.

Widzimy więc, że jeśli chcemy skonstruować dynamiczną teorię naszego nowego pola cechowania, to powinniśmy skonstruować odpowiednią gęstość lagranżjanu  $L$ , niezmienniczą zarówno lorentzowsko jak i względem cechowania. Jeśli dodamy pewne dość standardowe żądania fizycznej sensowności równań pola, to okaże się, że gęstość  $L$  jest jednoznacznie określona z dokładnością do trywialnych czynników. Jeśli nasze pole cechowania oddziałuje tylko z jednym polem naładowanej cząstki  $\psi$ , to oczekujemy dwóch równań pola, jednego dla  $\psi$  i jednego dla pola cechowania  $A_\mu$ . Załóżmy teraz, że już znamy gęstość lagranżjanu dla  $\psi$  w nieobecności pola cechowania. Zawiera on z pewnością pochodne pola  $\psi$  i wiemy już [równanie (16)], że zwykła pochodna cząstkowa musi być zastąpiona przez pochodną kowariantną  $D_\mu$ , aby osiągnąć niezmienniczość względem cechowania. Wtedy do  $L$  automatycznie zostaje włączony człon oddziaływania zawierający  $A_\mu$  i  $\psi$ , który pokazuje dokładnie, jak cząstki naładowane zachowują się w obecności danego pola cechowania  $A_\mu$ . Jeśli  $\psi$  jest polem Diraca, np. dla relatywistycznego fermionu o spinie  $1/2$ , to odpowiednie człony w  $L$  przyjmują postać

$$L_D = \bar{\psi}(i\gamma^\mu D_\mu - m)\psi, \quad (21)$$

gdzie  $\bar{\psi}$  jest związane z  $\psi^*$ , polem sprzężonym do  $\psi$ . (Prędkość światła  $c$  i stałą Plancka  $\hbar$  przyjęliśmy równe 1 i założyliśmy sumowanie po powtarzającym się wskaźniku  $\mu$  zgodnie ze standardową „umową sumacyjną”). W granicy klasycznej łatwo można pokazać, że człon oddziaływania w (21),

$$L_{\text{int}} = -ne\bar{\psi}\gamma^\mu A_\mu\psi, \quad (22)$$

odpowiada dokładnie sumie znanych sił elektrycznej i magnetycznej, czyli sile Lorentza działającej na cząstkę naładowaną.

Aby otrzymać równania dynamiczne dla pola cechowania, potrzebujemy dodać do  $L$  człon, który jest znów niezmienniczy zarówno lorentzowsko jak i względem cechowania i zawiera pochodne pola  $A_\mu$  w taki sposób, aby wynikające stąd równania dla  $A_\mu$  miały charakter równań pola. Najpierw szukamy wyrażeń zawierających  $A_\mu$ , niezmienniczych względem cechowania. Okazuje się, że możemy użyć tylko kombinacji

$$f_{\mu\nu} = \partial_\nu A_\mu - \partial_\mu A_\nu. \quad (23)$$

Ponieważ wariacja pola  $A_\mu$  względem przekształcenia cechowania jest po prostu czasoprzestrzennym gradientem funkcji  $\theta(x)$  [równanie (18)], to skracają się mieszane pochodne funkcji  $\theta(x)$ , które występują w równaniu (23), i  $f_{\mu\nu}$  pozostaje

niezmieniona. Niezmiennicza względem cechowania kombinacja  $f_{\mu\nu}$  jest znaną tensorową reprezentacją natężeń pola elektrycznego  $\mathbf{E}$  i magnetycznego  $\mathbf{H}$ : elementy  $f_{i0}$  ( $i = 1, 2, 3$ ) są składowymi pola  $\mathbf{E}$ , a elementy  $f_{ij}$  – składowymi pola  $\mathbf{H}$ . Powinniśmy następnie skonstruować relatywistyczny niezmiennik (skalar lorentzowski) z  $f_{\mu\nu}$ , który pełniłby rolę gęstości lagranżjanu pola. Jedynym sposobem zrobienia tego i otrzymania fizycznie sensownych równań pola jest wzięcie iloczynu skalarnego

$$L_{\text{em}} = -\frac{1}{4}f_{\mu\nu}f^{\mu\nu}, \quad (24)$$

gdzie sumujemy po  $\mu$  i  $\nu$  zgodnie ze wspomnianą wyżej umową sumacyjną i wskaźniki u góry (wskaźniki „kontrawariantne”) zawierają dodatkowy czynnik  $-1$ , gdy albo  $\mu$ , albo  $\nu$  mają wartości 1, 2 lub 3. Czynnik  $1/4$  służy tylko do ustalenia skali wektorów pola elektromagnetycznego. Postępując według standardowej procedury generowania klasycznych równań pola z gęstości lagranżjanu (24) z członem oddziaływania (22), otrzymujemy po prostu równania Maxwella. Człon oddziaływania generuje człon źródłowy dla równań Maxwella, którym okazuje się być gęstość ładunku-prądu

$$j^\mu = ne\bar{\psi}\gamma^\mu\psi. \quad (25)$$

W stosowanym przez nas zapisie kowariantnym równania pola, które, jak właśnie powiedziałem, są równaniami Maxwella, przyjmują postać

$$\partial_\nu f^{\mu\nu} = j^\mu. \quad (26)$$

Można postawić pytanie, czy w równaniu (26) nie powinna występować pochodna kowariantna, czyli  $D_\mu$ . Okazuje się, że w tym przypadku nie jest to istotne, ponieważ dodatkowy człon w  $D_\mu$  [równanie (16)] jest proporcjonalny do ładunku odpowiedniej cząstki, a ładunek fotonu jest równy zeru.

Zakończyliśmy w ten sposób analizę schematu przedstawionego na rys. 1. Żądanie symetrii lokalnej nie tylko wygenerowało pole cechowania o jednoznacznie określonej strukturze, ale podyktowało prawie jednoznacznie postać oddziaływania, czyli określiło dokładną postać sił działających na cząstkę naładowaną i rolę gęstości elektrycznego ładunku-prądu jako źródła pola cechowania.

#### 4.3. Lokalna symetria i pola cechowania: przypadek ogólny

Teraz jesteśmy gotowi rozważyć bardziej ogólny przypadek, w którym wystartujemy od dowolnego prawa zachowania i przy użyciu przedstawionej wyżej

metody rozwiemy teorię pola cechowania, którego związek z wielkością zachowywaną będzie taki sam jak związek pola elektromagnetycznego z ładunkiem elektrycznym.

Najbardziej oczywistym kandydatem na wielkość zachowywaną może wydawać się energia lub pęd, ale wielkości te okazują się w rzeczywistości zbyt skomplikowane. Symetrią stowarzyszoną z nimi jest niezmienniczość względem lokalnych przekształceń współrzędnych, a stowarzyszonym polem cechowania, jak wspominaliśmy w rozdz. 3, jest pole grawitacyjne. Istnieje jednak kilka źródeł różnych powikłań, które czynią ten przypadek niezbyt dobrym wyborem do przedstawienia tutaj. Przedyskutujmy to bardziej szczegółowo w rozdz. 6.

Bardziej typowy przypadek teorii z cechowaniem nieabelowym otrzymuje się wtedy, gdy rozważana symetria jest symetrią *wewnętrzną*, czyli nie jest ona stowarzyszona z jakimkolwiek przekształceniem współrzędnych. Niezmienniczość względem zmiany fazy stowarzyszona z zachowaniem ładunku jest jednym z przykładów symetrii wewnętrznej i mogłyby istnieć inne symetrie tego typu stowarzyszone z innymi zachowywanymi liczbami charakteryzującymi cząstki, jak liczba barionowa lub leptonowa. Przykłady te są dokładnie równoważne w swej postaci przypadkowi pola elektromagnetycznego i dlatego w wyniku otrzymalibyśmy pole cechowania o identycznej strukturze jak pole elektromagnetyczne, lecz sprzężone do odpowiedniej zachowywanej liczby charakteryzującej cząstki. To jednak nie zachodzi.

Innym rodzajem symetrii wewnętrznej jest symetria stowarzyszona z rodzajami cząstek identycznych, takimi jak multiplety izospinowe (jeśli można traktować je jako identyczne) lub multiplety kolorowych kwarków. W tym przypadku zachowywane wielkości są stowarzyszone z liczbami kwantowymi, które numerują cząstki multipletu, oraz z pewnymi operatorami, które indukują przejścia od jednej cząstki multipletu do innej. Istnieje więc rodzina operatorów, które z jednej strony odpowiadają zachowywanym wielkościom dynamicznym, np. izospinowi czy kolorowi, a z drugiej strony odpowiadają grupie przekształceń, „grupie symetrii” multipletów. Fakt, że te operatory na ogół nie komutują ze sobą, powoduje właśnie, jak to wkrótce zobaczymy, że ten przypadek jest tak bardzo różny od przypadku elektrodynamiki. Okazuje się, że w każdym przypadku to matematyczna struktura grupy symetrii określa strukturę pola cechowania i postać oddziaływania. Grupy symetrii mają swoje nazwy odpowiadające ich strukturze, można więc mówić o  $U(1)$ , prostej grupie symetrii względem zmiany fazy dla teorii pola elektromagnetycznego, lub  $SU(2)$ , grupie symetrii izospinowej. [ $SU(2)$  jest również grupą symetrii względem obrotów przestrzennych w teorii kwantowej i dlatego język izospinu jest tak podobny do języka momentu pędu, mimo że fizycznie wielkości te nie mają ze sobą nic wspólnego.]



Chcę opisać jakościowo, co się dzieje, gdy zastosujemy filozofię cechowania do jednej z tych nieprzeziennych („nieabelowych”) grup symetrii. Historycznym przykładem był przypadek izospinu i jest to rzeczywiście przypadek najprostszy do rozważenia, choć należy podkreślić, że takie same wyrażenia matematyczne, z małymi tylko zmianami, pojawiają się dla dowolnej nieabelowej grupy symetrii. Posuwając się krok po kroku, podobnie jak w przykładzie pola elektromagnetycznego, spróbuję wyjaśnić różnice.

Po pierwsze, operator zachowywanego ładunku elektrycznego  $\hat{Q}$  jest zastąpiony przez rodzinę operatorów  $\hat{T}_\alpha$ , które wybieramy w postaci trzech składowych izospinu. „Składowa zetowa”  $\hat{T}_3$  (która nie ma nic wspólnego z kierunkiem osi  $z$  w rzeczywistej przestrzeni) numeruje przy użyciu swoich wartości własnych cząstki multipletu izospinowego, a składowe  $\hat{T}_1$  i  $\hat{T}_2$  w kierunku osi  $x$  i  $y$ , które nie komutują z  $\hat{T}_3$ , generują przekształcenia, które mieszają różne wartości  $T_3$ . [W przypadku koloru grupa symetrii nazywa się SU(3) i jest osiem operatorów  $\hat{T}_\alpha$ , z których dwa komutują ze sobą i dlatego ich wartości własne mogą służyć do numerowania cząstek multipletu kolorowego, odpowiadających macierzy dwuwymiarowej.]

Charakterystyczną cechą tych wszystkich grup symetrii jest to, że układ operatorów  $\hat{T}_\alpha$  jest domknięty względem związków komutacyjnych, czyli komutator jest zawsze kombinacją liniową tych samych operatorów  $\hat{T}_\alpha$ . Możemy więc napisać

$$[\hat{T}_\alpha, \hat{T}_\beta] = ic_{\alpha\beta\gamma}\hat{T}^\gamma, \quad (27)$$

gdzie współczynniki  $c_{\alpha\beta\gamma}$ , zwane „stałymi strukturalnymi”, są zbiorem stałych liczbowych, które całkowicie charakteryzują lokalną strukturę grupy symetrii, przy czym znów zakładamy sumowanie po  $\gamma$ . W przypadku izospinu współczynniki te przyjmują wartości  $0, \pm 1$  w ten sposób, aby odtworzyć zwykle związki komutacyjne odpowiadające momentowi pędu

$$[\hat{T}_1, \hat{T}_2] = i\hat{T}_3, \quad \text{itd.} \quad (28)$$

Zespolone pole  $\psi$  ma teraz kilka składowych, zależnie od wymiaru opisywanego multipletu. W przypadku izospinu jako przykład możemy rozważyć dublet „nukleonowy”, składający się z protonu i neutronu, czyli

$$\psi = \begin{pmatrix} \psi_p \\ \psi_n \end{pmatrix}. \quad (29)$$

Równanie (29) definiuje funkcję falową pojedynczego nukleonu, który może być w „stanie protonowym” z amplitudą  $\psi_p$  lub w „stanie neutronowym” z amplitudą

$\psi_n$ . [Podstawowym multipletem dla grupy koloru SU(3) byłby *tryplet* kolorowy kwarków opisany przez trzyskładnikową funkcję falową  $\psi$ .]

Ogólne przekształcenie funkcji falowej nukleonu  $\psi$ , będące uogólnieniem równania (9), jest postaci

$$\psi' = (1 - ig\theta_\alpha T_\alpha)\psi, \quad (30)$$

$$= (1 - ig\boldsymbol{\theta} \cdot \mathbf{T})\psi, \quad (31)$$

gdzie  $\psi'$  reprezentuje inną mieszanię stanów protonowego i neutronowego niż  $\psi$ . Zmiana funkcji  $\psi$  jest dana wzorem

$$\delta\psi = -ig\boldsymbol{\theta} \cdot \mathbf{T}\psi. \quad (32)$$

Przekształcenie opisują teraz *trzy* dowolne parametry infinitezymalne  $\theta_\alpha$ , a symbole  $T_\alpha$  reprezentują tu macierze  $2 \times 2$ , które określają mieszanie składowych  $\psi_p$  i  $\psi_n$  przy przekształceniu. Macierze  $T_\alpha$  (proporcjonalne do macierzy spinowych Pauliego) mają te same związki komutacyjne (27) co operatory  $\hat{T}_\alpha$  i stanowią tak zwaną „reprezentację” grupy symetrii.  $\boldsymbol{\theta}$  i  $\mathbf{T}$  są wektorami o trzech składowych, którymi są parametry  $\theta_\alpha$  i macierze  $T_\alpha$ .

Teraz, podobnie jak w przypadku elektrodynamiki, spróbujemy nałożyć warunek symetrii lokalnej, co oznacza, że  $\boldsymbol{\theta}$  staje się dowolną funkcją (o wartościach wektorowych) współrzędnych  $x$ , czyli w pełnej analogii do równania (13) mamy

$$\delta\psi(x) = -ig\boldsymbol{\theta}(x) \cdot \mathbf{T}\psi(x). \quad (33)$$

Znów okazuje się, że nie mamy problemów z członami nie zawierającymi pochodnych, ale wariacja pochodnej pola  $\psi$  ma dodatkowy człon zawierający pochodną funkcji  $\boldsymbol{\theta}$ , w analogii do równania (14). Aby go się pozbyć, musimy znów zastąpić zwykłą pochodną  $\partial_\mu$  przez pochodną kowariantną  $D_\mu$ , zdefiniowaną przy użyciu nowego pola, które przy przekształceniu może zawierać człon proporcjonalny do  $\partial_\mu\boldsymbol{\theta}(x)$ . Poprawna postać  $D_\mu\psi$  jest dana wzorem

$$D_\mu\psi = (\partial_\mu + ig\mathbf{B}_\mu \cdot \mathbf{T})\psi \quad (34)$$

zawierającym nowe pole  $\mathbf{B}_\mu(x)$ , które jest wektorem zarówno ze względu na przekształcenia Lorentza jak i ze względu na obroty izospinowe, i ma dlatego 12 składowych. Po nałożeniu warunku kowariantności na  $D_\mu\psi$  w postaci

$$\delta(D_\mu\psi) = -g\theta \cdot T(D_\mu\psi) \quad (35)$$

[podobnego do warunku (33) na samo  $\psi$ ] okazuje się, że zachowanie się  $B_\mu$  przy przekształceniu jest całkowicie określone. Ponieważ macierze  $T_\alpha$  nie komutują, to zachowanie się pola  $B_\mu$  przy przekształceniu staje się bardziej złożone niż w przypadku potencjałów elektromagnetycznych  $A_\mu$  i

$$\delta B_\mu = \partial_\mu\theta - g\theta \times B_\mu. \quad (36)$$

Drugi człon z prawej strony równania (36), który nie pojawia się w przypadku pola elektromagnetycznego [równanie (18)], jest nadzwyczaj ważny i jest stowarzyszony w ten czy inny sposób ze wszystkimi interesującymi i nowymi właściwościami pól z cechowaniem nieabelowym (czyli pól stowarzyszonych z nieabelowymi grupami symetrii). Ten człon jest odbiciem izowektorowego charakteru naszego nowego pola (jest to normalne wyrażenie na zmianę wektora przy obrocie) i faktu, że kwanty tego pola muszą przenosić izospin. Stanowi to różnicę w stosunku do fotonów, które nie przenoszą ładunku elektrycznego. Nowe kwanty oddziałują ze sobą w sposób nieliniowy, podobnie jak oddziaływałyby fotony, gdyby były naładowane.

Warto jest przyjrzeć się tej analogii nieco dokładniej. Jeśli fotony byłyby elektrycznie naładowane, to mogłyby oddziaływać ze sobą za pośrednictwem pola elektromagnetycznego, czyli, w języku kwantowej teorii pola, przez wymianę wirtualnych fotonów! Jeśliby nawet nie było innych naładowanych cząstek, to fotony nie byłyby swobodne. Ten stan rzeczy można sobie przedstawić inaczej przy użyciu klasycznych równań pola elektromagnetycznego. Ilekroć natężenia pola elektromagnetycznego byłyby niezerowe, to pojawiałyby się niezerowe gęstości ładunku i prądu elektrycznego, które wpływałyby na dynamiczne zachowanie się pól w złożony nieliniowy sposób. Znikłoby wiele zwykłych właściwości pola elektromagnetycznego, w szczególności liniowa superpozycja rozwiązań falowych.

Fotony nie są oczywiście naładowane, ale kwanty pola  $B$  są, gdyż przenoszą izospin, a izospin jest źródłem – odpowiednikiem ładunku – pola  $B$ . Opis z ostatniego ustępu nie stosuje się do pola elektromagnetycznego, ale prawie dokładnie stosuje się do pola  $B$ . Poza tym samooddziaływaniem, równania pola dla każdej składowej izospinowej pola  $B$  są identyczne jak dla pola elektromagnetycznego.

Dokończmy teraz opisu pola  $B$ , postępując nadal zgodnie z logicznym ciągiem przedstawionym dla elektrodynamiki. Przypomnijmy najpierw, że składowe  $B_\mu(x)$  są odpowiednikami potencjałów elektromagnetycznych  $A_\mu(x)$  i dlatego

powinniśmy skonstruować odpowiedniki natężeń pola elektrycznego i magnetycznego. Te odpowiedniki przyjmują postać kowariantną  $f_{\mu\nu}$ , która obecnie ma charakter izowektorowy, podobnie jak  $B_\mu$ , i jest dana [por. równ. (23)] przez

$$f_{\mu\nu} = \partial_\nu B_\mu - \partial_\mu B_\nu - g B_\mu \times B_\nu. \quad (37)$$

Natężenie pola „elektrycznego”, którego składowe przestrzenne  $E_i$  są dane przez  $f_{i0}$ , jest również izowektorem, ma więc dziewięć składowych zamiast dobrze nam znanych trzech składowych. Przestrzenne składowe natężenia pola „magnetycznego”, dane przez elementy  $f_{jk}$ , mają ten sam charakter.

Ostatnim etapem, podobnie jak w przypadku pola elektromagnetycznego, jest konstrukcja gęstości lagranżjanu i równań pola dla pola  $B$ . Ze względu na niezmienniczość lorentzowską i niezmienniczość względem cechowania gęstością lagranżjanu może być tylko

$$L_B = -\frac{1}{4} f_{\mu\nu} \cdot f^{\mu\nu} \quad (38)$$

[por. równ. (24)], a równania pola wyprowadzone z (38) mają postać

$$D_\nu f^{\mu\nu} = j^\mu, \quad (39)$$

podobną do postaci (26), gdzie  $j^\mu$  jest gęstością prądu izospinowego stworzyszoną z obecnością innych cząstek, w naszym przykładzie z polem neutronowo-protonowym,

$$j^\mu = g \bar{\psi} \gamma^\mu T \psi. \quad (40)$$

Pochodna kowariantna  $D_\mu$  pola  $f$  nie jest już równoważna zwykłej pochodnej  $\partial_\mu$ , ponieważ  $f$  jest izowektorem. Obecnie mamy

$$D_\nu f^{\mu\nu} = \partial_\nu f^{\mu\nu} + g B_\nu \times f^{\mu\nu} \quad (41)$$

w pełnej analogii do równań (36) i (37).

Postać równania (36) nie prowadzi teraz do zachowania gęstości  $j^\mu$  i, biorąc pod uwagę naszą dyskusję, nie jest to żadnym zaskoczeniem, ponieważ izospin jest przenoszony także przez pole  $B$ . Jeśli jednak drugi człon z prawej strony równania (41) przenieść na prawą stronę równania (39), to równanie (39) przyjmuje postać

$$\partial_\nu f^{\mu\nu} = j^\mu - g B_\nu \times f_{\mu\nu} \quad (42)$$

i ponieważ czterowymiarowa dywergencja lewej strony równania (39) jest teraz automatycznie równa zero, to widzimy, że prawa strona równania (42) reprezentuje całkowity zachowywany prąd izospinowy z uwzględnieniem wkładu od pola  $B$ .

Należy dodać, że matematycy dostrzegają we wprowadzonych przez nas strukturach głęboki charakter geometryczny, który ujawnia się w matematycznej teorii wiązek włóknistych. Przestrzeń, w której manifestuje się ten geometryczny charakter, jest pewnego rodzaju przestrzenią iloczynową (mówiąc dokładniej „stowarzyszoną wiązką włóknistą”), w której każdemu punktowi  $x$  czasoprzestrzeni jest przypisana lokalna przestrzeń wektorowa z elementami  $\psi(x)$ . Określenie „wiązka włóknista” odnosi się do analogii ze zbiorem cienkich nici, lub włókien, zebranych w dużo grubszą wiązkę. Każda nić odpowiada jednej z lokalnych przestrzeni wektorowych w punkcie  $x$ , a zebranie tych przestrzeni w przestrzeń iloczynową daje wiązkę. (Istnieje także „główna wiązka włóknista”, która składa się ze zbioru przestrzeni parametrów, przypisanych punktowi  $x$  i stowarzyszonych z dyskutowanymi wyżej przekształceniami lokalnymi.)

Proces przesuwania się z punktu  $x$  do sąsiedniego punktu wymaga zdefiniowania „koneksji” między dwoma stowarzyszonymi lokalnymi przestrzeniami wektorowymi, która daje wkład do pochodnych kowariantnych wprowadzonych w równaniach (16) i (34) i ma bardzo bliski związek z pochodnymi kowariantnymi ogólnej teorii względności. Fakt, że pochodne kowariantne nie są przemienne, jest sygnałem pewnego rodzaju „krzywizny” w tej rozszerzonej przestrzeni i wielkości  $f_{\mu\nu}$  dokładnie charakteryzują tę krzywiznę w pełnej znów analogii do tensora krzywizny w ogólnej teorii względności. Staje się całkiem jasne, że ta geometryczna struktura stanowi wspaniałe i nieoczekiwane potwierdzenie wizji Einsteina jednolitego obrazu wszystkich sił przyrody.

Na tym kończy się nasze przedstawienie teorii pól z cechowaniem nieabelowym przy użyciu izospinu jako zachowywanej wielkości, służącej jako źródło pola cechowania  $B$ . W czasie, gdy teorię tę zaproponowano, izospin był jedynym poważnym kandydatem do tej roli i spodziewano się, że stowarzyszone z nim pole cechowania może służyć jako nośnik oddziaływania silnego. Wtedy w ogólnym odczuciu tej pięknej idei towarzyszyło jednak zbyt wiele trudności, by można ją było zaakceptować. Musiało minąć sporo lat i musiało pojawić się parę wyrafinowanych idei, zanim odkryto, jak te trudności można rozwiązać. Pola z cechowaniem nieabelowym stały się wówczas akceptowalnym opisem podstawowych oddziaływań przyrody.

## 5. Rozwiązanie trudności: teoria z cechowaniem dla oddziaływania elektroslabego

Jak wspomnieliśmy krótko w rozdz. 2, od początku za główne trudności uważano masę kwantu pola z cechowaniem i renormalizowalność teorii. Rozwiązanie tych trudności nastąpiło z biegiem czasu w wyniku długiego i powikłanego procesu, podczas którego zostały także rozwinięte nowoczesne teorie z cechowaniem dla oddziaływania elektroslabego i silnego. Należyty opis tych osiągnięć przekracza ramy tego artykułu i dlatego omówię tylko krótko, jak te szczególne trudności zostały ostatecznie rozwiązane.

Trudność z masą polega w zasadzie na tym, że opisywane siły są krótkozasięgowe i wymagają kwantów oddziaływania o masie niezerowej (jak to wyjaśniamy niżej), podczas gdy wprowadzenie takiej masy do teorii z cechowaniem niszczy niezmienniczość względem cechowania i równocześnie powoduje, że teoria staje się faktycznie nierenormalizowalna.

Zagadnienie renormalizowalności dotyczy postępowania z pewnymi nieskończonymi wyrażeniami, które, jak się wydaje, powstają przy pracy z dowolną relatywistyczną teorią pola. Dla pewnych rodzajów teorii, w tym elektrodynamiki kwantowej, istnieją logiczne procedury (omówione niżej) postępowania z tymi nieskończonościami, które umożliwiają nam wykonanie realistycznych skończonych obliczeń rzeczywistych efektów fizycznych. Procedury te nie są ściśle matematycznie, ale funkcjonują i w przypadku elektrodynamiki kwantowej prowadzą do zaskakująco dokładnych wyników. Teorie, dla których te procedury funkcjonują, nazywa się „renormalizowalnymi”. Teorie nierenormalizowalne są bezużyteczne w praktyce i jawnie нефизyczne.

### 5.1. Masa kwantów pola cechowania

Nasze doświadczenie z polami cechowania doprowadziło nas do wniosku, że kwanty tego pola powinny mieć masę zerową, aby teoria była niezmiennicza względem cechowania. Tymczasem zasięg oddziaływania jest odwrotnie proporcjonalny do masy pośredniczącego kwantu i kwanty o zerowej masie implikują oddziaływania długozasięgowe (są nimi siły elektromagnetyczne i grawitacyjne). Oddziaływania silne i słabe mają jednak nadzwyczaj krótki zasięg i maleją wykładniczo z odległością przy zasięgu rzędu rozmiarów jądrowych. (Dlatego, np. jądra sąsiednich atomów oddziałują ze sobą tylko za pośrednictwem sił elektromagnetycznych, mimo że siła jądrowa jest dużo silniejsza.) Wydaje się więc, że popadamy tu w sprzeczność, i stawiamy dlatego następujące pytanie: czy kwanty pola cechowania mogą w jakiś sposób uzyskać niezerową masę bez naruszenia niezmienniczości względem cechowania?

W tym, co teraz uznajemy za wiarygodny obraz cząstek fundamentalnych i oddziaływań przy obecnym poziomie ich rozumienia, są trzy oddzielne teorie z cechowaniem: teoria Glashowa-Weinberga-Salama dla oddziaływań elektromagnetycznych i słabych, teoria koloru z cechowaniem dla oddziaływań silnych i ogólna teoria względności dla oddziaływań grawitacyjnych. Pierwsze dwie z tych teorii, razem z widmem cząstek elementarnych stowarzyszonych z nimi, tworzą tak zwany „model standardowy”. W każdej z tych trzech teorii z cechowaniem zagadnienie masy kwantów przyjmuje inną postać. W teorii grawitacji masa jest po prostu równa zero i siły mają długi zasięg. W chromodynamice kwantowej, teorii kolorowego pola cechowania, które pośredniczy w oddziaływaniu silnym, masa jest zerowa, ale dyskutowane niżej uwężenie ładunku kolorowego zapobiega ujawnieniu się siły długozasięgowej. Na koniec, w teorii elektrosłabej, która unifikuje oddziaływania słabe i elektromagnetyczne, wszystkie kwanty pola cechowania, poza fotonem, uzyskują masę w wyniku mechanizmu znanego jako „spontaniczne naruszenie symetrii”, który w rzeczywistości nie narusza ani niezmienniczości teorii względem cechowania, ani jej renormalizowalności.

Zgodnie z zasadą spontanicznego naruszenia symetrii faktyczna symetria układu może być mniejsza niż symetria podstawowych praw fizycznych. Jest to oczywiste w otaczającym nas świecie, który jest pełen obiektów, które nie są niezmiennicze ani względem przesunięć, ani obrotów, chociaż prawa fizyczne, których są przejawem, są niezmiennicze względem przesunięć i obrotów. Nowe odkrycie polega na tym, że nawet stan próżni – rozumiany jako białe płótno, na którym namalowany jest wszechświat – może nie wykazywać pełnej symetrii praw fizyki. Jeśli próżnia jest jedna, czyli jeśli jest tylko jeden stan o najniższej energii, to musi on rzeczywiście mieć pełną symetrię praw, ale jeśli próżnia nie jest jedna, czyli jeśli jest stanem zwyrodniałym, to fakt ten nie zachodzi i dla każdego niesymetrycznego stanu próżni istnieją inne o tej samej minimalnej energii związane z pierwszym przez różne przekształcenia symetrii, względem których prawa fizyczne są niezmiennicze. Znanym przykładem jest ferromagnetyk, który po oziębieniu do temperatury zera absolutnego i sprowadzeniu w ten sposób do stanu o najmniejszej energii, musi przejść do stanu namagnesowanego o pewnej określonej orientacji, chociaż dozwolona jest dowolna orientacja. Ten stan podstawowy ferromagnetyka jest odpowiednikiem stanu próżni dla naszego wszechświata.

Symetria podstawowej teorii jest więc spontanicznie naruszona w tym sensie, że nasz wszechświat, istniejący w ramach tego niesymetrycznego stanu próżni, będzie wykazywał naruszoną symetrię także w sposobie działania praw fizycznych. Naruszoną symetrią, którą chcemy teraz przedstawić, jest symetria względem cechowania dla oddziaływań słabych i elektromagnetycznych, rozpatrywanych ra-

zem i stowarzyszonych z jednym czteroskładnikowym polem cechowania. Nie ma żadnych oznak, że stan próżni dla takiej teorii jest zwyrodniały, i dlatego autorzy modelu zmusili stan próżni do zwyrodnienia przy użyciu narzędzia zaproponowanego przez Higgsa. Idea Higgsa sprowadza się do odpowiedniego wprowadzenia dodatkowego pola, zwanego „polem Higgsa”, o tak dobranych właściwościach, aby próżnia *stała się* stanem zwyrodniałym. W przykładzie omówionym w rozdz. 4, w którym symetrią była symetria izospinowa  $SU(2)$ , jako pole Higgsa można wziąć izowektorowe pole o energii będącej formą czwartego stopnia w tym polu tak dobraną, aby konfiguracja pola odpowiadająca minimalnej energii była jednorodnym niezerowym polem o określonej, ale dowolnej, orientacji w przestrzeni wektora izospinu. Podobnie jak magnetyzacja ferromagnetyka, takie zorientowane pole Higgsa nadaje obserwowanemu wszechświatowi wyróżnioną orientację, tym razem w przestrzeni izospinowej, i prowadzi do pięknego modelu obserwowanego naruszenia symetrii.

W modelu standardowym symetria izospinowa jest traktowana jednak jako przypadkowa i nie jest związana z polem cechowania [choć próby rozszerzenia modelu standardowego na większą grupę symetrii, unifikującą oddziaływania silne i elektroślabe („teorie wielkiej unifikacji”), włączają zawsze symetrię „zapachu”, którego jednym z przejawów jest izospin]. W teorii z cechowaniem dla oddziaływań elektroślabych jako grupa symetrii wybrana została grupa  $SU(2) \times U(1)$ , gdzie  $U(1)$  jest symetrią względem zmian fazy przedyskutowaną w rozdz. 4 w związku z polem elektromagnetycznym [równ. (8)], a  $SU(2)$  jest tą samą grupą symetrii, jakiej używaliśmy do opisu symetrii izospinowej, ale wykorzystaną teraz do nieco innej symetrii, nazywanej „słabym izospinem”. Symetria słabego izospinu, w przeciwieństwie do zwykłego izospinu, wiąże cząstki oddziałujące słabo i istnieje więc dublet (z dodatkowymi komplikacjami związanymi z asymetriami stanów lewo- i prawoskrętnych) odpowiadający elektronowi i jego neutrinu oraz istnieją podobne dublety dla mionu i taonu z odpowiadającymi im neutrinami. Izospinowe multiplety hadronów (cząstek oddziałujących silnie) są zmodyfikowane i np. proton jest stowarzyszony nie z samym neutronem, ale z mieszaniną kwantową („liniową superpozycją”) neutronu,  $\Lambda^0$  i  $\Sigma^0$ .

Teoria przewiduje istnienie czterech kwantów pola cechowania: neutralnego obiektu typu fotonu, oznaczanego czasem przez  $X^0$  i stowarzyszonego z symetrią  $U(1)$ , i trypletu słabego izospinu stowarzyszonego z symetrią  $SU(2)$ , którego składniki oznacza się przez  $W^0, W^\pm$ . Mechanizm Higgsa naruszenia symetrii ma teraz kilka konsekwencji: cząstki  $W^\pm$  uzyskują masę niezerową, a cząstki  $X^0$  i  $W^0$  mieszają się i obserwowane w przyrodzie cząstki neutralne są dwoma liniowymi kombinacjami tych dwu cząstek. Jedna z nich, ochrzczone jako  $Z^0$ , ma masę niezerową, a druga, znany foton, ma masę zerową. Masy cząstek  $W^\pm$  i



$Z^0$  są ustalone przez strukturę tła związaną z jednorodnym polem Higgsa i nie mają wpływu na podstawową niezmienniczość teorii względem cechowania. Siła oddziaływania stowarzyszonego ze wszystkimi czterema cząstkami jest w zasadzie taka sama i obserwowana słabość oddziaływania słabego, pośredniczonego przez  $W^\pm$  i  $Z^0$ , jest rozumiana jako konsekwencja ich niezerowych mas, które bierze się dostatecznie duże (90 – 100 mas protonowych), aby uzyskać zgodność z obserwacjami.

## 5.2. Renormalizowalność

Renormalizowalność była innym zagadnieniem, stanowiącym odbicie jednego z głębokich problemów kwantowej teorii pola, a mianowicie przypominała o fakcie, że teoria nie ma ściślej podstawy matematycznej i ze ściśle matematycznego punktu widzenia ma rzeczywiście pewne poważne wady. Dokonajmy więc przeglądu historii tego problemu na tyle, aby zobaczyć jego związek z nowymi teoriami z cechowaniem nieabelowym.

Wielki problem stanowią tak zwane „rozbieżności” lub „nieskończoności”. Już wkrótce po powstaniu elektrodynamiki klasycznej, a potem także elektrodynamiki kwantowej, niektóre obliczenia fizycznie sensownych efektów dawały nieskończone odpowiedzi. Pierwszym z tych efektów była nieskończona energia własna pola elektrostatycznego klasycznego elektronu (lub dowolnej naładowanej cząstki punktowej). Gęstość energii pola elektrycznego jest proporcjonalna do  $|E|^2$ , przy czym natężenie pola w odległości  $r$  od cząstki o ładunku  $e$  jest proporcjonalne do  $e/r^2$ , a całkowitą energię pola elektrycznego cząstki powinniśmy być w stanie znaleźć przez całkowanie.

Jeśli, powiedzmy, cząstka ma promień  $a$ , to wynik jest dany przez całkę proporcjonalną do  $e^2 \int r^{-2} dr$ , gdzie całkowanie rozciąga się od  $a$  do  $\infty$ , dając w wyniku  $e^2/a$ . Jeśli elektron jest cząstką punktową, to  $a = 0$  i energia jest nieskończona. Czy jest to sensowne fizycznie? Można argumentować, że jest to energia nieobserwowalna i dlatego jej wartość nie ma fizycznego znaczenia. Trudności powstają jednak po przejściu do teorii relatywistycznej, zgodnie z którą energia jest równoważna masie i taka cząstka punktowa powinna więc mieć nieskończoną bezwładność, co z pewnością byłoby efektem obserwowalnym. Z drugiej strony, *niezerowy* promień  $a$  prowadzi również do sprzeczności z żądaniami relatywistycznej niezmienniczości i pozostajemy z dylematem, który nam nadal towarzyszy, choć nieco w abstrakcyjniejszej postaci, od przeszło 80 lat.

Po pojawieniu się elektrodynamiki kwantowej trudność ta ujawniła się w postaci rozbieżnych całek przy obliczaniu wszystkich efektów fizycznych. Historycznym przykładem było „przesunięcie Lamba”, odnoszące się do wykonanych przez Lamba i Retherforda w 1947 r. pomiarów nadzwyczaj małego przesunięcia

linii widmowych wodoru wywołanego efektami kwantowymi dla pola elektromagnetycznego. Eksperyment wykazał i teoria *w zasadzie* przewidywała istnienie wkładu  $\alpha$ -krotnie mniejszego ( $\alpha$  – „stała struktury subtelnej” równa w przybliżeniu  $1/137$ ) od najmniejszego wkładu dotąd zidentyfikowanego. Ten nowy wkład można było prosto obliczyć przy użyciu standardowych metod tak zwanego kwantowego „rachunku zaburzeń” i otrzymywało się właściwy czynnik  $\alpha$  pomnożony jednak przez wyrażenie zawierające całki rozbieżne, czyli mające nieskończoną wartość. Ten nadzwyczaj niefizyczny wynik wskazał na istnienie jakiegoś poważnego błędu w podstawowych ideach elektrodynamiki kwantowej i wywołał spory niepokój wśród fizyków w tym czasie.

Problem został rozwiązany wkrótce po tym, gdy uświadomiono sobie, że wykorzystywane fundamentalne parametry, masa i ładunek elektryczny elektronu, powinny zostać *zrenormalizowane*. Te dwa parametry,  $m$  i  $e$ , występują w teorii od początku i reprezentując masę i ładunek *nieoddziałującego* elektronu są nazywane zwykle „gołą masą” i „gołym ładunkiem”. Uświadomiono sobie wtedy, że oddziaływanie elektromagnetyczne, poza przesuwaniem atomowych poziomów energetycznych, zmienia także obserwowaną masę i ładunek. Aby otrzymać przewidywane wartości tych obserwowanych parametrów, trzeba wykonać inne obliczenie i otrzymać wyrażenia równe wartościom „gołym” plus poprawki rzędu  $\alpha$ ,  $\alpha^2$  itd. Te poprawione wartości nazywane są „zrenormalizowaną” masą i „zrenormalizowanym” ładunkiem. Określiłem je jako *przewidywane*, ale nie jest to poprawne, ponieważ w rzeczywistości nie znamy gołych wartości, a znamy wartości obserwowane, czyli zrenormalizowane. Trzeba więc użyć tych wyrażen do wydedukowania *gołych* parametrów z wartości *obserwowanych*. Ten proces nazywa się „renormalizacją” i byłby on konieczny oraz w rzeczywistości całkiem prosty, nawet gdyby w teorii nie było rozbieżności. Przewidywania wartości mierzonych doświadczalnie, takich jak przesunięcie Lamba, muszą być wyrażone przez *zrenormalizowaną* masę i zrenormalizowany ładunek, ponieważ są to wartości obserwowane.

Okazuje się jednak, że przy obliczaniu zrenormalizowanej masy i zrenormalizowanego ładunku pojawia się ten sam rodzaj rozbieżnych całek, jakie występowały w oryginalnym obliczeniu przesunięcia Lamba. Co to oznacza? Po pierwsze, *nie* oznacza to, że zrenormalizowane wartości są nieskończone (są to przecież obserwowane wielkości), ale że *gołe* wartości różnią się o pewien nieskończony czynnik od wartości obserwowanych. Proces renormalizacji wymaga więc od nas manipulowania tymi nieskończonymi wielkościami, co jest oczywiście matematycznie niedozwolone, lecz wydaje się konieczne, aby dojść do jakiejś odpowiedzi.

To, co robimy w praktyce, polega na znalezieniu jakiegoś sposobu uzbieżnienia całek, aby manipulować wyrażeniami skończonymi. Można to zrobić na wiele

sposobów, całkiem podobnych do utrzymywania niezerowego promienia  $a$  dla elektronu przy obliczaniu dyskutowanej wyżej energii własnej elektronu (energia własna jest faktycznie masą). Rozbieżne wyrażenia są teraz skończone dla niezerowego  $a$  i stają się nieskończone tylko wtedy, gdy  $a$  przyrówna się do zera. Można teraz przeprowadzić procedurę renormalizacji i wyrażenia określające goły ładunek i gołą masę przez obserwowane wartości mogą zostać podstawione do wyrażenia na przesunięcie Lamba (lub innej wielkości obserwowalnej doświadczalnie). Zdumiewającym wynikiem jest skracanie się kłopotliwych całek i ich całkowite znikanie, a gdy parametr obciążenia – w naszym przykładzie  $a$  – przyrówna się do zera, to wynik pozostaje nadal skończony. Teorię można teraz porównać z doświadczeniem (pamiętajmy, że przewidywany efekt jest *nadzwyczaj subtelny*) i zgodność jest zdumiewająca. Początkowo zgodność była na poziomie kilku milionowych i w miarę upływu lat stale się polepszała.

Oczywiście mamy w pewnym sensie poprawną teorię, chociaż procedury mają słabe podstawy matematyczne. W przypadku elektrodynamiki kwantowej wyniki są w dużym stopniu niezależne od używanego schematu obciążenia – istnieje wiele różnych sposobów zastąpienia rozbieżnych całek przez skończone wyrażenia, ale wynik końcowy, gdy skróciły się rozbieżne całki, wydaje się być zawsze ten sam. Teoria, dla której ta procedura działa, jest nazywana „renormalizowalną”. Łatwo jest znaleźć rozsądne pod innymi względami teorie, które *nie* są renormalizowalne, ponieważ jest kilka rzeczy, które mogą nie wyjść. Renormalizowalność elektrodynamiki kwantowej *jest* więc bardzo ważna i pozwala uzyskać dokładne przewidywania tak subtelnych efektów jak przesunięcie Lamba, które potwierdzają jej prawdziwość.

Teraz jest już oczywiste, że jeśli traktować poważnie teorie z cechowaniem nieabelowym, to problem ich renormalizowalności staje się bardzo ważny. Nieliniowy charakter tych teorii, który wiąże się bezpośrednio, jak dyskutowaliśmy w rozdz. 4, z samooddziaływaniem pól cechowania, czyni to pytanie rzeczywiście bardzo trudnym, nawet jeśli kwanty pól cechowania mają masę zerową. Okazało się niestety, że pierwszą taką teorią, która wydawała się rzeczywiście prawdziwa, była teoria Glashowa-Weinberga-Salama dla oddziaływania elektrosłabego. W teorii tej, jak widzieliśmy, kwanty pól cechowania (poza fotonem) mają niezerową masę. Jeśli masy wprowadzić bezpośrednio, z naruszeniem niezmienniczości względem cechowania, to teoria okazuje się nierenormalizowalna, ale co się dzieje, jeśli masy wynikają ze spontanicznego naruszenia symetrii? To pytanie pozostawało przez pewien czas bez odpowiedzi i wielu fizyków zaczynało już dostrzegać poprawną odpowiedź, gdy w 1971 r. Gerard 't Hooft, młody doktorant z Holandii, rozwiązał ten problem całkowicie. W naprawdę znakomitej pracy 't Hooft potwierdził renormalizowalność teorii z cechowaniem dla zerowych mas (co wykazali

już jawnie inni) oraz dokonał renormalizacji teorii z cechowaniem w przypadku niezerowych mas przy założeniu, że masy zostały wygenerowane przez spontaniczne naruszenie symetrii, czyli przez mechanizm Higgsa.

Ten znaczący wynik oczyścił drogę do szerokiego uznania teorii Glashowa-Weinberga-Salama dla oddziaływania elektroslabego. Autorzy idei zamierzali podać *przykład* teorii z naruszoną symetrią przy wykorzystaniu stworzonego *ad hoc* mechanizmu Higgsa i wcale nie oczekiwali, że wynik będzie odpowiadał rzeczywistości. Okazało się jednak, że mechanizm Higgsa nie tylko nadał masy kwantom pól cechowania, ale umożliwił pełną renormalizowalność teorii, i ku zaskoczeniu powstała teoria o praktycznym znaczeniu, która została w wysokim stopniu potwierdzona doświadczalnie.

## 6. Chromodynamika kwantowa i model standardowy

Przejdziemy teraz do krótkiego opisu drugiej z dwóch teorii z cechowaniem, które tworzą model standardowy, a mianowicie chromodynamiki kwantowej, czyli kolorowej teorii z cechowaniem, będącej teorią z cechowaniem dla oddziaływania silnego. Istnieje znów długa i skomplikowana historia prowadząca do chwili, gdy taką teorię można było zaproponować, chociaż głównych składników teorii nie można bezpośrednio obserwować. Kolorowe pole cechowania jest nieobserwowalne i kwarki, które są cząstkami przenoszącymi ładunek kolorowy, są również nieobserwowalne. Ostatnia uwaga nie jest w rzeczywistości całkiem słuszna, ponieważ chociaż swobodne kwarki nie były nigdy widziane i prawdopodobnie nie można ich wyprodukować, to mimo to można powiedzieć, że kwarki wewnątrz neutronu lub protonu zostały pośrednio zaobserwowane przez głęboko niesprężyste rozpraszanie wysokoenergetycznych sond. Metoda ta bardzo przypomina obserwację jądra atomowego przez Rutherforda i jego współpracowników w 1909 r. przy użyciu rozpraszania cząstek alfa.

Pierwszy etap prowadzący do powstania teorii kolorowej z cechowaniem sprowadzał się do dostrzeżenia, że hadrony (proton, neutron i inne cząstki oddziałujące silnie, zarówno mezony jak i bariony) nie mogą być cząstkami elementarnymi. Z jednej strony, brak było logicznego powodu uznania pewnych hadronów jako bardziej fundamentalnych niż reszta, podczas gdy schematy traktujące je wszystkie jako równie fundamentalne okazywały się bezowocne. Z drugiej strony, hadrony miały bogatszą strukturę niż było to właściwe dla cząstek elementarnych, nawet jeśli uwzględniono się duży efekt, jaki mają wirtualne procesy kwantowe w wyniku dużej siły oddziaływania. Na koniec, schematy symetrii zaobserwowane dla hadronów i opisywane przez liczby kwantowe określane wspólnie mianem „za-

pachu” (który stanowi wielowymiarowe rozszerzenie izospinu) mocno sugerowały strukturę złożoną, ponieważ wystarczała tylko mała liczba cząstek subjądrowych, o poprawnych charakterystykach względem podstawowej symetrii, aby zbudować ogromną różnorodność obserwowanych cząstek.

Początkowo wystarczały trzy subjądrowe cząstki, które Murray Gell-Mann, twórca rozważanej postaci tej hipotezy, ochrzcił mianem „kwarków”. Dwa kwarki, kwark górny  $u$  i kwark dolny  $d$  (od angielskiego „up” i „down”), tworzyły dublet izospinowy i generowały wszystkie obserwowane multiplety izospinowe, a trzeci kwark, kwark dziwny  $s$  (od angielskiego „strange”), był odpowiedzialny za dodatkowy wymiar zapachu, zwany „dziwnością”.

Każdy ze znanych barionów (silnie oddziałujących fermionów) mógł wtedy zostać zinterpretowany jako stan związany trzech kwarków, a każdy z mezonów (silnie oddziałujących bozonów) – jako stan związany kwarka i antykwarka. Okazało się również konieczne (po pewnym niezadowoleniu z tej idei i wielu nieudanych próbach jej uniknięcia) przypisanie kwarkom ułamkowych ładunków elektrycznych (w jednostkach ładunku protonu  $e$ ) i tak kwark  $u$  ma ładunek  $+\frac{2}{3}$ , a każdy z kwarków  $d$  i  $s$  ma ładunek  $-\frac{1}{3}$ .

W następnych latach odkryto kwarki o dwóch dodatkowych zapachach: kwark powabny  $c$  (od angielskiego „charm”) i kwark piękny  $b$  (od angielskiego „beauty” lub czasem „bottom”), a w powszechnym odczuciu do pełnego obrazu potrzebny jest szósty rodzaj kwarka, kwark prawdziwy  $t$  (od angielskiego „truth” lub „top”). Te sześć zapachów odpowiadałoby sześciu rodzajom leptonów w pewnej głębszej symetrii zapachowej, która może pewnego dnia zunifikuje oddziaływanie elektroślabe i silne. W modelu standardowym symetria zapachowa nie jest włączona jako prawdziwa symetria i nie jest stowarzyszona z polem cechowania. Wiele prób modelowania silnych oddziaływań przy wykorzystaniu zapachu zakończyło się niepowodzeniem i okazało się, jak to zaraz zobaczymy, że prawdziwy obraz wymaga przejścia do następnego poziomu złożoności.

Następny rozdział w tej historii pojawił się z odkryciem, że liczba różnych zapachów kwarków nie wystarcza do wyjaśnienia obserwowanych faktów. Po pierwsze, pojawiła się trudność z zasadą wykluczania Pauliego. Aby wyjaśnić niektóre z obserwowanych barionów, trzeba założyć, że trzy kwarki tego samego rodzaju są związane zasadniczo w tym samym stanie orbitalnym. Kwarki są jednak fermionami o spinie  $\frac{1}{2}$ , tak jak elektrony, i dlatego nie może być ich więcej niż dwa w tym samym stanie orbitalnym, co odpowiada dwóm możliwym stanom spinowym. (Idea, że kwarki mogą nie być ani bozonami, ani fermionami, a podlegają jakiemś bardziej złożonemu rodzajowi „parastatystyki”, została również zbadana, szczególnie przez O. W. Greenberga w 1964 r., ale nie okazała się owocna.) Inną trudnością było znalezienie siły, która z jednej strony wiąza-

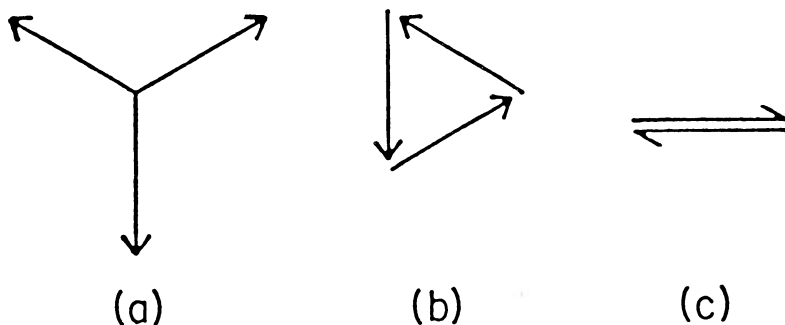
łaby kwarki ze sobą tak silnie, że nie mogłyby się one nigdy (lub tylko rzadko) oddzielić, a z drugiej strony nie ujawniałyby się dodatkowo jako porównywalnie mocna siła między obserwowanymi hadronami, będącymi związanymi konfiguracjami kwarków. W 1965 r. Han i Nambu wskazali metodę rozwiązania tych trudności, sugerując (w powiązaniu z modelem kwarków o ładunku całkowitym, a nie ułamkowym), że mogą istnieć dodatkowe liczby kwantowe potrzebne do opisu kwarków i że *każdy* zapach kwarka może występować w trzech rodzajach, nazwanych później „kolorami” i powiązanych przez nową symetrię o strukturze znanej jako SU(3). Załatwiało to ładnie sprawę zasady wykluczania i „ładunek kolorowy”, jak można go nazywać, mógł stanowić podstawę dla siły wiążącej kwarki.

Jednak dopiero w 1972 r., gdy teorie z cechowaniem stały się bardziej popularne, wysunięto ideę, że kwarki są wiązane przez pole cechowania. Gell-Mann, Fritsch i Bardeen wprowadzili wtedy określenie „kolor” do opisu tych dodatkowych stopni swobody i zaproponowali teorię z cechowaniem opartą na kolorowej grupie symetrii SU(3). Istotna tu była także wcześniejsza obserwacja Adlera, że wynik obliczeń szybkości rozpadu pionu na dwa fotony zależy silnie od liczby *ty-pów* cząstek składowych. Adler wykazał, że szybkość rozpadu jest ok. trzy razy za mała, jeśli weźmie się pod uwagę tylko zapachy kwarków, a otrzymuje się bardzo rozsądną zgodność, jeśli wykorzystana jest tryplety kolorowe.

Jednym z silnych bodźców na drodze do nowego modelu kolorowego SU(3) była potrzeba wyjaśnienia, dlaczego nigdy nie zaobserwowano kwarków. Nadzieja wiązała się z możliwością istnienia tak zwanego „uwięzienia koloru”, co wymagałoby, aby siła między ładunkami kolorowymi była dostatecznie duża na dużych odległościach, aby uniemożliwić ładunkom rozdzielenie się. Dla ładunków elektrycznych oznaczałoby to, że potencjał kulombowski między nimi musiałby wzrastać przy dużych odległościach logarytmicznie, czy nawet liniowo, a nie maleć jak  $1/r$ . Byłoby wtedy potrzebne wykonanie nieskończonej pracy, aby dwa przeciwne ładunki rozsunąć na nieskończoną odległość, i jakiegokolwiek niezrównoważone ładunki musiałyby nieuchronnie odnaleźć się nawzajem i utworzyć układy neutralne. Takie zachowanie pojawia się rzeczywiście przy długozasięgowej sile kulombowskiej, gdyż swobodne ładunki elektryczne mają silną tendencję do rekombinacji i większość materii w skali makroskopowej jest bardzo bliska stanowi obojętnemu elektrycznie.

W przypadku kwarków ładunek kolorowy okazuje się być wektorem w dwuwymiarowej płaszczyźnie i trzy różne kolory odpowiadają wektorom tworzącym ze sobą kąt  $120^\circ$ , jak to widać na rys. 2(a). Aby otrzymać kombinację obojętną kolorowo, trzeba dodawać wielokrotności trzech wektorów koloru. Aby otrzymać sumę wektorów równą zero, można dodać do siebie trzy wektory, po jednym

każdego typu jak na rys. 2(b), lub dodać wektor do wektora przeciwnego (odpowiadającego antykwarkowi) jak na rys. 2(c). Pierwsza możliwość odpowiada barionom, składającym się z trzech kwarków, a druga możliwość odpowiada mezonom, składającym się z pary kwark-antykwark. Użycie określenia „kolor” dla tej zachowywanej wielkości wektorowej było uzasadnione analogią do trzech podstawowych kolorów, wybieranych zwykle jako czerwony, niebieski i zielony, albo czerwony, niebieski i żółty. Aby osiągnąć kolor neutralny, biały, trzeba złożyć trzy podstawowe kolory lub złożyć kolor z kolorem dopełniającym, co stanowi piękną analogię z opisanymi wyżej dwoma sposobami dodawania trzech wektorów koloru. W przeciwieństwie do zwykłego koloru, trzy typy ładunku kolorowego są całkowicie od siebie nieodróżnialne, co jest odbiciem symetrii, na której opiera się teoria z cechowaniem.



Rys. 2. Dodawanie wektorów ładunku kolorowego

(Należy tu wspomnieć o pewnej komplikacji. Zachowywany ładunek kolorowy jest w rzeczywistości wektorem w przestrzeni ośmiowymiarowej, odpowiedniku trójwymiarowej przestrzeni izospinu. Ponieważ składowe izospinu nie komutują ze sobą, to wartości tylko jednej z nich, oznaczanej przez  $I_3$ , numerują cząstki każdego multipletu izospinowego. W przypadku koloru dwie z ośmiu składowych koloru można wybrać jako przemienne i dlatego multiplety kwarkowe są numerowane dwoma parametrami i odpowiadaają dyskutowanym wyżej wektorom dwuwymiarowym.)

Kwanty powstałego pola cechowania są nazywane „gluonami”, gdyż od dawna wszystkich nurtowała zagadka dotycząca natury „kleju” (ang. „glue”), który wiąże materię jądrową; kolorowe pole cechowania nazywa się często „ polem gluonowym”. Kwantowa teoria kolorowego pola cechowania nazywana jest „chromodynamiką kwantową” w analogii do elektrodynamiki kwantowej, kwantowej

teorii pola elektromagnetycznego. („Chromo-” jest przedrostkiem o pochodzeniu greckim i oznacza „kolor”.) Gluony mają masę zerową (nie ma w tej teorii naruszonych symetrii), ale ponieważ zmuszone są przenosić ładunek kolorowy (zob. rozdz. 4), to są także uwięzione, podobnie jak kwarki. Fakt ten, łącznie z neutralnością kolorową wszystkich fizycznych hadronów, uniemożliwia polu gluonowemu generowanie siły dальноzasiękowej. Wiele osób rozważało możliwość istnienia neutralnych kolorowo konfiguracji związanych gluonów, nazywanych „gluoniami”, ale musiałyby one mieć masę niezerową.

Pytanie, czy pole gluonowe rzeczywiście prowadzi do uwięzienia, pozostaje bez odpowiedzi, ale są silne wskazówki, że odpowiedź jest pozytywna, jako prosta konsekwencja nieliniowego charakteru tego pola cechowania. Poza pytaniem o uwięzienie, które dotyczy zachowania się pola w dużych odległościach od źródła, bardzo ważne jest także pytanie, co dzieje się na małych odległościach. Jak wspomnieliśmy na początku tego rozdziału, wysokoenergetyczne sondy wykazały obecność kwarków we wnętrzu barionów i dodatkowo dowiodły, że przy tych małych odległościach kwarki poruszają się bardzo swobodnie, jakby siły między nimi były znacznie słabsze niż wymaga tego teoria. Tę słabość oddziaływania przy małych odległościach zaczęto nazywać „asymptotyczną swobodą”, gdyż bardzo małe odległości odpowiadają bardzo dużym przekazom pędu (zgodnie z zasadą nieoznaczoności Heisenberga). Było więc nadzwyczaj ważne, aby proponowane teorie wykazywały ten rodzaj zachowania. Jednym z triumfów chromodynamiki kwantowej było to, że Gross i Wilczek oraz niezależnie Politzer potrafili pokazać w 1972 r., że tak jest rzeczywiście.

Z rozwiązaniem problemu asymptotycznej swobody pokonane zostały w zasadzie wszystkie duże trudności w sformułowaniu teorii z cechowaniem dla oddziaływań silnych, elektromagnetycznych i słabych, co doprowadziło do tzw. modelu standardowego, według którego świat składa się z kwarków i leptonów oraz z dwóch podstawowych pól cechowania stowarzyszonych z silnym i elektroslabym oddziaływaniem.

Nie omawiałem jeszcze pola grawitacyjnego, które wydaje mi się tajemnicą w samym środku całej łamigłówki. Wiadomo, że ogólną teorię względności Einsteina można rozumieć na wiele sposobów jako teorię z cechowaniem stowarzyszoną z symetriami przestrzeni i czasu, ale niełatwo ją dopasować do schematu, jaki próbowałem opisać. Pojawiająca się tu symetria lokalna odpowiada niezmienniczości teorii względem dowolnych przekształceń współrzędnych krzywoliniowych, co można traktować jako pewnego rodzaju lokalną niezmienniczość Poincarégo (pełną symetrię szczególnej teorii względności). Zachowywane wielkości stowarzyszone z niezmienniczością Poincarégo, a mianowicie energia, pęd i moment pędu, są w pewnym sensie, zgodnie z filozofią cechowania, źródłami



poła grawitacyjnego, ale istnieją ważne różnice. Po pierwsze, lokalne przekształcenia związane z przekształceniami współrzędnych ogólnej teorii względności są ogólnymi przekształceniami afinicznymi, czyli znacznie szerszą klasą niż grupa Poincarégo i w rzeczywistości zbyt szeroką do opisu symetrii w naszym lokalnym otoczeniu. Wiąże się z tym blisko fakt, że wielkości w ogólnej teorii względności, które odgrywają rolę potencjałów, a mianowicie symbole Christoffela (lub w matematycznym języku „koneksja afiniczna”), nie są wcale dynamicznie niezależnymi potencjałami pól cechowania, bo są wyprowadzane z tensora metrycznego, który w pewien sposób odgrywa więc rolę potencjału pola cechowania.

Po drugie, źródłami pola grawitacyjnego w zwykłej ogólnej teorii względności są tylko rozkłady energii i pędu, stowarzyszone przez twierdzenie Noether nie z całą grupą Poincarégo, ale tylko z jej podgrupą, a mianowicie symetrią czasu i przestrzeni względem przesunięć. Ogólna teoria względności jest jakby teorią z cechowaniem odpowiadającą tylko symetriom względem przesunięć. Wielu ludzi próbowało dlatego rozszerzyć symetrię względem cechowania na pełną grupę Poincarégo i powstały tak zwane teorie ze „skręceniem”, które przewidują siły stowarzyszone z rozkładami momentu pędu. Problem ten jest nadal bardzo spekulatywny.

Na koniec, teoria grawitacji okazała się nadzwyczaj trudna do skwantowania, gdyż problemy, które opisałem, pojawiają się w swej najgorszej postaci w towarzystwie innych trudności, które nie występują w innych rodzajach teorii z cechowaniem.

Tym niemniej, te trzy teorie oddziaływań podstawowych wydają się dawać nadzwyczaj spójny obraz wszechświata, w znanym nam zakresie. Klasyczna teoria grawitacji, czyli rozwinięta przez Einsteina ogólna teoria względności, przeszła pomyślnie wiele testów doświadczalnych i jest pięknie zgodna ze wszystkimi naszymi koncepcjami zachowania się gwiazd i kosmologią. Teoria Glashowa-Weinberga-Salama dla oddziaływania elektrosłabego odniosła także ogromny sukces w opisie wyników doświadczalnych, a chociaż jest nadzwyczaj trudno zrobić jakiegokolwiek, poza najgrubszymi, obliczenia w kwantowej chromodynamice, to jest wiele wskazówek, że daje ona poprawny opis oddziaływania silnego. W rozdz. 7 spróbuję podsumować przedstawione tu idee i opowiedzieć o kierunkach, które są badane przy próbach znalezienia jednej jednolitej teorii, uwzględniającej wszystkie podstawowe oddziaływania, czyli „teorii wszystkiego”, jak niektórzy ją nazywają.

## 7. Przyszłość: teoria wszystkiego?

Na poprzednich stronach próbowałem opisać nieco historię idei symetrii względem cechowania i pól cechowania, zaczynając od twierdzenia Noether, czy raczej *zasady* Noether (zob. rozdz. 3), wiążącej symetrię i prawa zachowania. Potem rozwinąłem schemat logiczny teorii z cechowaniem i jednoznaczną metodę, opartą na filozofii cechowania, generowania teorii stowarzyszonych z danymi symetriami przyrody. Doszedłem na koniec do spójnego, choć nadal niepełnego obrazu, w którym wszystkie podstawowe oddziaływania przyrody są rozumiane przy użyciu trzech fundamentalnych pól cechowania: pola gluonowego, pola elektroslabego i pola grawitacyjnego.

W artykule tym ogromnie uprościłem złożoność drogi prowadzącej do modelu standardowego i muszę teraz zrobić to samo z licznymi badaniami i próbami z ostatnich lat wyjścia poza ten model. Istnieją dwie główne linie myślenia, które prowadzą nas do *unifikacji*. Wielu uczonych, stymulowanych zwłaszcza przez Einsteina, od dawna pragnęło dostrzec spójność praw fizyki, gdyż czuło, że wszystkie prawa powinny być częścią jednego schematu i być jednolitymi konsekwencjami jednej fundamentalnej zasady rządzącej całą przyrodą. Historia fizyki była świadkiem wielu unifikacji i nasz obecny obraz, składający się z modelu standardowego i ogólnej teorii względności, stanowi ogromny postęp w tym kierunku, gdyż wszystkie tak różne obszary XIX- i XX-wiecznej fizyki zostały razem powiązane w bardzo zwarty układ elementarnych składników i praw oddziaływania, a ponadto wszystkie oddziaływania zostały stowarzyszone z teoriami z cechowaniem, które wynikają z tych samych podstawowych zasad.

Jasne jest jednak, że praca nie została jeszcze skończona. Marzeniem jest unifikowanie pól podstawowych oddziaływań w jedną teorię, prawdopodobnie teorię z cechowaniem stowarzyszoną z pewną wielką i naturalną grupą symetrii, która zawiera wszystkie symetrie naszego obecnego obrazu i rozpada się w wyniku pewnego rodzaju spontanicznego naruszenia symetrii, podobnego do naruszenia występującego w teorii z cechowaniem dla oddziaływania elektroslabego, na różne subsymetrie. Grawitację będzie bez wątpienia najtrudniej włączyć do takiej jednolitej teorii i dlatego można oczekiwać, że pierwszym krokiem będzie unifikacja teorii oddziaływania elektroslabego i silnego w teorię wielkiej unifikacji. W takim schemacie sześć (przewidywanych) zapachów kwarków będzie jawnie symetrycznie powiązanych z sześcioma różnymi leptonami i po uwzględnieniu naruszenia symetrii kwarki i leptony będą oczywiście mogły bardzo słabo przekształcać się w siebie. Jeśli kwarki mogą przekształcić się w leptony, to trwały przedtem hadron (hadrony są barionami i mezonami, cząstkami silnie oddziałującymi) uległ będzie w końcu rozpadowi. W rzeczywistości jedynym trwałym hadronem

jest proton (choć neutron też może być trwały, gdy jest związany w jądrze) i dlatego pierwszą charakterystyczną cechą teorii wielkiej unifikacji będzie rozpad protonu. Czas życia protonu powinien być dłuższy od około  $10^{31}$  lat, czyli większy od wieku naszego wszechświata ok.  $10^{21}$  razy, i można by sądzić, że jest to niemożliwe do zaobserwowania. W otaczającej nas materii jest jednak wiele protonów, np. w tonie wody około  $10^{30}$ , i w rzeczywistości mamy realną szansę zobaczyć takie rozpady. W wielu różnych laboratoriach podjęto w tym celu wiele prób doświadczalnych, używając ogromnych zbiorników cieczy, otoczonych przez elektroniczne oczy i umieszczonych w głębokich podziemnych kopalniach, aby zminimalizować tło od promieni kosmicznych. Dotychczas wyniki były ujemne i granice otrzymane na szybkość rozpadu są już na tyle niskie, aby zmusić nas do odrzucenia przynajmniej najprostszych postaci teorii wielkiej unifikacji. Wysiłki w tym kierunku nie ustają, ale zainteresowanie teoriami wielkiej unifikacji wyraźnie zmalało. Jednym z niejasnych elementów w poszukiwaniu teorii wielkiej unifikacji jest „higgson”, hipotetyczne kwantowe pole Higgsa, które wprowadza się, jak pamiętamy, *ad hoc*, aby dostarczyć mechanizmu naruszenia symetrii dla elektroślabej teorii z cechowaniem. Ta cząstka sama w sobie nie wydaje się mieć fundamentalnego powodu istnienia, gdyż założenie, że przyroda wprowadziła ją tylko w tym celu, wydaje się estetycznie niezadowolające. Wiele osób ma nadzieję, że dynamika pól fermionowych i bozonowych dostarczy mechanizmu spontanicznego naruszenia symetrii bez pomocy takiego narzędzia, czyli doprowadzi do tak zwanego „dynamicznego naruszenia symetrii”.

Oprócz unifikacji sił silnych i elektroślabych marzy się nam pełna unifikacja z grawitacją w jedną „teorię wszystkiego”. Ten kierunek pracy jest znacznie bardziej spekulatywny niż kierunek teorii wielkiej unifikacji, gdyż przy grawitacji pojawiają się dodatkowe stopnie komplikacji i nie pasuje ona do schematu innych teorii z cechowaniem. Głównym powodem tych różnic jest to, że grawitacja jest stowarzyszona z tak zwaną „grupą symetrii dynamicznych” odpowiadającą przekształceniom w czasoprzestrzeni, czyli w ośrodku, w którym zachodzą zdarzenia dynamiczne, podczas gdy inne teorie cechowania są stowarzyszone z „grupami symetrii wewnętrznych”, dla których przekształcenia odnoszą się tylko do nie-dynamicznych stopni swobody, czyli parametrów zapachu i koloru numerujących różne cząstki elementarne.

Chociaż może okazać się, że rola grawitacji jest rzeczywiście istotnie różna od roli innych sił, to istnieją jednak dwie linie ataku problemu tej unifikacji, które są dostatecznie eleganckie i dają chociaż pewną szansę poprawności, a mianowicie teoria Kaluzy-Kleina i teorie supersymetryczne. Ideą teorii supersymetrycznych jest rozszerzenie grup symetrii przyrody tak, aby włączyć przekształcenia mieszające pola bozonowe i fermionowe. Można to zrobić bez narusze-

nia zachowania liczby fermionowej przez przyjęcie, że człony opisujące mieszanie bozonowo-fermionowe w macierzach przekształceń są tak zwanymi „elementami Grassmanna”, które są całkowicie antykomutującymi analogami zwykłych liczb (liczb  $c$ ). Chociaż przekształcenia supersymetryczne nigdy całkowicie nie przekształcają bozonów w fermiony, lub na odwrót, to teorie te przewidują istnienie odpowiadających sobie par bozonów i fermionów, również dla kwantów pól cechowania (pojawiają się więc fotony i „fotina”, gluony i „gluina” itd.). To rozmnożenie się cząstek może być nieco kłopotliwe, ale zadziwiające jest całkiem naturalne pojawienie się w tym kontekście pola cechowania o spinie 2, mającego wiele odpowiednich właściwości, aby być dobrym kandydatem na pole grawitacyjne. Jest ono powiązane z polem „grawitina” o spinie  $3/2$ , które może, ale nie musi mieć obserwowalnych konsekwencji.

Innym bardzo ważnym podejściem jest idea Kaluzy-Kleina, wyrosła z idei Kaluzy (1921) i Kleina (1926), zgodnie z którą podstawowa struktura czasoprzestrzeni może mieć w rzeczywistości więcej niż zwykłe cztery wymiary. Jeśli dodatkowe wymiary są silnie zakrzywione i nie można pójść dalej niż, powiedzmy,  $10^{-40}$  cm w ich kierunku bez zawrócenia do punktu wyjściowego, to na poziomie, gdzie występuje zwykła fizyka, byłyby obserwowane tylko cztery wymiary. Jednak podstawowe symetrie przyrody mogłyby być realizowane w tej czasoprzestrzeni o większej liczbie wymiarów i podstawowa kwantowa teoria pola byłaby teorią pola w tej większej liczbie wymiarów. Z jednej strony, symetrie dynamiczne zawierające dodatkowe wymiary pojawiają się na naszym poziomie jako symetrie wewnętrzne, umożliwiając (dotąd nie w pełni zrealizowane) powiązanie dwóch typów symetrii, a z drugiej strony, problemy z rozbieżnościami i innymi niejednoznacznościami, które są plagą kwantowych teorii pola, mogłyby przynajmniej przyjąć inną postać i mogłyby nawet okazać się rozwiązane.

Nadzwyczaj interesującym kierunkiem, który łączy te idee, jest tak zwana „dziesięciowymiarowa teoria superstrun”. Jest to supersymetryczna teoria z cechowaniem w dziesięciowymiarowej czasoprzestrzeni, która zakłada silne uzwarzenie sześciu wymiarów, zgodnie z przedstawioną sugestią, i zawiera dodatkową właściwość, że podstawowe elementy, z których miałyby być zbudowana materia, nie są punktowymi cząstkami, ale „strunami”, czyli cienkimi, otwartymi lub zamkniętymi pętłami, które można traktować jako dyslokacje w podstawowej strukturze czasoprzestrzeni i których przekształcenia symetrii są podstawą dla stowarzyszonej teorii z cechowaniem. Przy dokładniej tej kombinacji wymiarów i struktur okazuje się, że wiele z wymienionych wyżej trudności może znaleźć swoje naturalne rozwiązanie, np. następuje skracanie się rozbieżności i anomalii w teoriach z cechowaniem, w naturalny sposób pojawia się pole grawitacyjne i następuje naturalne ukrycie dodatkowych bozonów i fermionów generowanych

przez supersymetrię. Teoria ta ma wiele aspektów, których nie będzie można nigdy bezpośrednio sprawdzić, ponieważ dotyczą one struktury czasoprzestrzeni i materii na całkowicie nieosiągalnym poziomie, i dlatego niektórzy ludzie uważają ten kierunek za daremny. Można jednak argumentować, że jeśli taka teoria okazałaby się dawać konsystentną podstawę do zrozumienia fizyki na poziomie dostępnym naszej obserwacji świata i jeśli nikt nie umiałby wymyśleć innego sposobu zrobienia tego, to sama elegancja byłaby wystarczającym powodem do traktowania jej jako prawdziwej.

Nie ma obecnie prawie żadnych wątpliwości, że ostateczna teoria, jeśli będzie kiedykolwiek odkryta, okaże się być teorią z cechowaniem. W moim własnym odczuciu będzie potrzebna jeszcze przynajmniej jedna wielka rewolucja pojęciowa, zanim zostanie osiągnięty ostateczny cel. Chociaż teorie z cechowaniem są łatwe do sformułowania na poziomie klasycznym, to proces kwantowania teorii z cechowaniem jest dość uciążliwy i zawiera albo niekowariantne procedury, albo wymaga wprowadzenia niefizycznych stopni swobody. Wszystko to wydaje mi się sugerować, że może zaczynamy od niewłaściwego rozumienia samej teorii kwantowej. Jeśli najbardziej podstawową teorią wszechświata jest kwantowa teoria z cechowaniem, to teoria z cechowaniem powinna być *najbardziej* naturalną rzeczą (jeśli może nie *jedyną* rzeczą), którą można skwantować, a nie czymś najbardziej uciążliwym. W rzeczywistości powinniśmy móc sformułować kwantową teorię z cechowaniem bezpośrednio, bez przechodzenia przez pośredni etap teorii klasycznej. Czy ostateczna teoria będzie teorią z cechowaniem pełnej grupy unitarnych przekształceń na przestrzeni Hilberta teorii kwantowej i same stany kwantowe będzie więc można rozumieć *lokalnie*, a nie globalnie?

Tłumaczył Zygmunt Ajduk

Instytut Fizyki Teoretycznej  
Uniwersytet Warszawski

## RÓŻNE

**Andrzej Hrynkiewicz**

*Instytut Fizyki Jądrowej  
im. H. Niewodniczańskiego  
Kraków*

### **Badania naukowe podstawowe i stosowane\***

#### **Scientific research: fundamental and applied**

*Abstract:* Specific features of fundamental and applied scientific research are discussed and illustrated by various examples. A task to formulate and describe a distinction between the two is undertaken.

Często wyrażany jest pogląd, że nie należy dzielić badań naukowych na *podstawowe* i *stosowane*, że taki podział godzi w jedność nauki. Jako argument przytaczane są przykłady placówek naukowych lub poszczególnych uczonych zajmujących się obu rodzajami badań. Podkreśla się związek badań stosowanych i podstawowych i wymienia wspólne metody i urządzenia badawcze. Te argumenty nie przemawiają mi do przekonania. Ta sama osoba może równocześnie prowadzić działalność w dziedzinach bardzo od siebie różnych, a te same metody lub urządzenia mogą służyć różnym celom. Przykładem są badania geologiczne, które, przy użyciu tych samych metod, z jednej strony dostarczają danych stratygraficznych niezbędnych dla poznania dziejów Ziemi, a z drugiej mogą prowadzić do pozyskania cennych surowców. Niezaprzeczalny ścisły związek między badaniami

---

\* Artykuł, opublikowany w nieco innej postaci w *Przeglądzie Akademickim* Nr 10 i 11 (1992) oraz w *Biuletynie KBN* Nr 4 (1992), zamieszczamy za zgodą Autora i Redakcji obu czasopism (przyp. Red.).

podstawowymi i stosowanymi na ogół ma charakter jednokierunkowy, polegający na tym, że w badaniach stosowanych wykorzystywane są wyniki badań podstawowych. W moim przekonaniu podział badań na podstawowe i stosowane jest w pełni uzasadniony, przede wszystkim ze względu na ich inne cele, z czego wynika inna *organizacja prac badawczych*, inny *sposób finansowania*, różnice we *współpracy międzynarodowej* i odmienne *kryteria oceny wyników*. Aby przedstawić te różnice należy postarać się te dwa rodzaje badań zdefiniować.

### Próba klasyfikacji badań

Badania podstawowe mają *cele poznawcze*. Polegają na odkrywaniu nowych *praw Natury*, nowych *zjawisk*, nowych nieznanych dotychczas *faktów* lub *objektów*, a także na wyjaśnianiu ich struktury i zachodzących między nimi związków i zależności. Zilustruję to na kilku przykładach. Prawa mechaniki, termodynamiki i elektrostatyki, mechanika kwantowa i teoria względności to prawa Natury odkrywane w badaniach podstawowych. Indukcja elektromagnetyczna, interferencja promieniowania lub nadprzewodnictwo to są przykłady zjawisk odkrytych dzięki badaniom podstawowym. Cząstki elementarne, atomy, pierwiastki chemiczne, nowe minerały i gatunki roślin lub zwierząt, gwiazdy neutronowe i kwazary to obiekty, których odkrycie jest wynikiem badań podstawowych. Wreszcie budowa atomu, struktura białek, wyjaśnienie kodu genetycznego lub teoretyczny opis wybuchu gwiazdy supernowej to inne przykłady zagadnień stanowiących domenę tych badań. Badania podstawowe mają ogromne *znaczenie światopoglądowe*. Uczą nas rygorystycznego myślenia i kształtują sposób postrzegania świata. To jest ta część nauki, która wnosi *wkład w kulturę* ludzkości, pozwala coraz lepiej zrozumieć człowieka, jego pozycję w społeczeństwie, w biosferze i we Wszechświecie oraz jego związki z najszerzej pojętą Naturą. Niektóre z dziedzin badań podstawowych mają znaczenie uniwersalne i ponadczasowe. Są to nauki ścisłe: matematyka, fizyka, kosmologia, chemia i astronomia. Uniwersalny charakter mają również pewne doktryny filozoficzne. Obszary zainteresowań innych dziedzin są ograniczone w czasie i przestrzeni. Należą do nich nauki przyrodnicze: biologia i nauki o Ziemi, które dotyczą stanu i ewolucji naszego globu. Jeszcze węższy przedział czasowy i przestrzenny ogranicza nauki humanistyczne. Są nimi psychologia, nauki społeczne i ekonomiczne, historia i studia nad twórczością artystyczną. Badania z dziedziny psychologii, socjologii i ekonomii pozwalają poznać zachowanie człowieka, zrozumieć procesy społeczne i gospodarcze, a analiza, krytyka i interpretacja źródeł historycznych, studia literackie i krytyka twórczości artystycznej pogłębiają wiedzę o człowieku jako jednostce i członku społeczeń-

stwa.

W odróżnieniu od badań podstawowych, badania stosowane mają *cele użytkowe*. Upraszczając to rozróżnienie można powiedzieć, że o ile wynikami badań podstawowych są *odkrycia*, to wynikami badań stosowanych są *wynalazki*. Badania stosowane stanowią *podstawę rozwoju cywilizacyjnego* ludzkości. Dzięki ich wynikom wzrasta standard życia społeczeństw, następuje zwiększenie oczekiwanej długości życia i wzbogacany jest jego komfort. Wyniki badań stosowanych umożliwiają dostosowanie się do warunków panujących w biosferze i do zmian tych warunków wywołanych wzrostem zaludnienia i niszczeniem środowiska naturalnego. Ogólnie pojętym komfortem życia jest na przykład możliwość interakcyjnej komunikacji komputerowej z kimś w Melbourne, łatwość znalezienia się w ciągu kilku godzin w Nowym Jorku, korzystanie z telewizyjnych programów satelitarnych, instalacja w domu klimatyzacji, magnetowidu czy wydajnej pralki automatycznej.

W zakresie medycyny przedmiotem badań stosowanych są nowe leki, nowe metody diagnostyki, i terapii, sztuczne organy, przeszczepy tkanek i narządów. W dziedzinie rolnictwa to nowe odmiany hodowlane roślin i zwierząt, nawozy sztuczne, środki ochrony roślin, nowe metody uprawy i zbioru plonów oraz przetwarzania żywności. Celem badań stosowanych są nowe źródła energii, wykorzystanie surowców i nowych materiałów o pożądanym własnościach, nowe technologie przemysłowe, nowe środki transportu, komunikacji i informatyki oraz nowe urządzenia stosowane w gospodarstwach domowych. Są to również badania stanu środowiska i opracowywanie metod jego ochrony, a także prace nad sposobami oszczędzania energii i materiałów. Można mnożyć przykłady, ale wspólną cechą tych badań jest ich *ukierunkowanie* i doprowadzenie do stadium *wdrożenia* ich wyników.

O ile wyniki nauk podstawowych stanowią bezpośredni wkład do kultury jako jej istotny element, rola badań stosowanych w rozwoju kulturalnym ludzkości jest inna. Dzięki nim powstają nowe środki wyrazu twórczości artystycznej, czego najlepszym przykładem jest sztuka filmowa, oraz nowe sposoby przekazu dorobku kulturalnego jakimi są radio i telewizja, a sięgając dalej w przeszłość – wynalazek druku. Artyści otrzymują do dyspozycji nowe tworzywa, poszerza się krąg odbiorców kultury i zwiększa szybkość jej upowszechniania.

### Organizacja i finansowanie

W zakresie badań stosowanych mogą i powinny być opracowywane *programy strategiczne*, z których wynikają *tematy zamawiane*, szczególnie ważne dla roz-



woju gospodarczego kraju. Tematy zamawiane podejmowane przez placówki naukowe w wyniku konkursu powinny być finansowane z budżetu nauki z udziałem resortów i podmiotów gospodarczych zainteresowanych ich realizacją. Z tym się również wiąże sposób finansowania *projektów badań własnych*, potocznie zwanych grantami. Większość grantów w badaniach stosowanych powinna mieć charakter „projektów celowych”, których koszty są w znacznym stopniu pokrywane przez zainteresowane podmioty gospodarcze oraz przez organy administracji państwowej, rządowej i samorządu terytorialnego. Granty finansowane całkowicie z budżetu nauki powinny być w dziedzinie badań stosowanych czymś wyjątkowym. Dotyczy to projektów badań, które wchodzą w zakres tematów zamawianych, a więc szczególnie ważnych dla gospodarki kraju, a które mają na tyle dalekowzroczny charakter, że nasza zacofana gospodarka nie jest nimi zainteresowana, gdyż ich wdrożenie można przewidywać jedynie w dalekiej przyszłości. Dotyczy to również projektów, które proponują rozwiązania problemów stanowiących nowość w skali światowej, a przez to nie będących przedmiotem zamówienia nawet najbardziej przewidujących odbiorców.

W dziedzinie badań podstawowych tworzenie jakichkolwiek programów strategicznych, czy formułowanie tematów zamawianych jest całkowicie pozbawione sensu. Byłoby to działanie sprzeczne z charakterem badań podstawowych, które muszą się rozwijać na zasadzie *swobodnej konkurencji w skali światowej*. Wiadomo jednak, że nawet bogate kraje nie są w stanie finansować wszystkich kierunków badań. Tym bardziej w Polsce musimy dokonać rozsądnego wyboru opartego na kompetentnej analizie sytuacji. Nie mogą tego zrobić urzędnicy, muszą o tym decydować sami uczeni. Oni powinni określić *priorytetowe obszary badań*, obejmujące te kierunki, w których nauka polska wnosi znaczący wkład do nauki światowej. Cztery kryteria pozwalają zdecydować czy wkład polski do nauki światowej jest rzeczywiście znaczący. Są nimi: (i) liczba prac naukowych publikowanych w recenzowanych czasopismach o międzynarodowym zasięgu i liczba cytowań tych prac w literaturze naukowej, (ii) liczba wygłaszanych referatów plenarnych na konferencjach międzynarodowych, (iii) organizacja w Polsce międzynarodowych konferencji z danej dyscypliny naukowej i (iv) udział w międzynarodowych programach badawczych. Te kryteria powinny mieć decydujące znaczenie przy określaniu priorytetowych obszarów badań podstawowych. Należy dodać, że w przypadku nauk humanistycznych preferowane muszą być te badania, które mają szczególne znaczenie dla społecznego i kulturalnego rozwoju kraju. W czasie kryzysu, w sytuacji drastycznego ograniczenia w budżecie Państwa środków na naukę, trzeba zapewnić przetrwanie przede wszystkim tym priorytetowym obszarom badań, umożliwiając przeżycie najlepszym zespołom badawczym.

## Współpraca międzynarodowa

W badaniach podstawowych warunkiem harmonijnego rozwoju jest szeroka współpraca międzynarodowa i oczywiście związana z tym pełna *jawność wyników*. Wszystkie nowe wyniki badań są publikowane w czasopismach o ogólnoświatowym zasięgu, przekazywane drogą korespondencyjną, a często komunikowane również w rozmowach telefonicznych. Nikt nie mógłby sobie pozwolić na dublowanie kosztownych eksperymentów. Wielkie urządzenia i przedsięwzięcia badawcze powstają w wyniku współpracy międzynarodowej. Biorą w nich udział ekipy uczonych z wielu krajów, powstają międzynarodowe instytuty naukowe, rośnie liczba konferencji międzynarodowych, które, stanowiąc forum spotkań uczonych z różnych krajów, pozwalają na szybką wymianę informacji i przedyskutowanie wyników badań w gronie specjalistów. Międzynarodowa współpraca w dziedzinie badań podstawowych odgrywa wielką rolę w wytwarzaniu wzajemnego zrozumienia i poszanowania. Uczeni przyczyniają się do odprężenia w stosunkach międzynarodowych i torują drogę innym kontaktom.

W przypadku badań stosowanych pełna jawność procesu badawczego, a nawet wyników badań jest niemożliwa. Dokonywane wynalazki są przedmiotem patentów, a to stwarza bariery w zakresie wymiany informacji. W grę wchodzi wielkie zyski co wymusza *zachowanie tajemnic*. W odróżnieniu od badań podstawowych, gdzie im większa jest waga odkrycia tym szybciej i powszechniej jest ono udostępniane światowej społeczności naukowej, w badaniach stosowanych im wyższa jest ranga wynalazku tym pilniej jest on strzeżony. Utrzymywanie wynalazku w tajemnicy może się ograniczać do czasu potrzebnego na uzyskanie patentu, może jednak, w odniesieniu do wyników ważnych na przykład dla obronności kraju, trwać bardzo długo. O odkryciu przez Hahna i Strassmanna zjawiska rozszczepienia jąder uranu świat dowiedział się bardzo szybko, ale prace nad wykorzystaniem go do produkcji broni jądrowej stały się natychmiast super-tajne.

## Powiązania badań

Związek między badaniami podstawowymi i stosowanymi jest bardzo ścisły. Badania stosowane są na ogół oparte na wynikach badań podstawowych. Powiązania między fizyką i techniką są tego świetnym przykładem.

Do XIX wieku wynalazki techniczne wyprzedzały na ogół badania naukowe. Pierwsze wielkie wynalazki ludzkości jak koło lub dźwignia, konstrukcje wiatraków, okrętów i różnych urządzeń mechanicznych nie były oparte na wynikach ba-

## Współpraca międzynarodowa

W badaniach podstawowych warunkiem harmonijnego rozwoju jest szeroka współpraca międzynarodowa i oczywiście związana z tym pełna *jawność wyników*. Wszystkie nowe wyniki badań są publikowane w czasopismach o ogólnoświatowym zasięgu, przekazywane drogą korespondencyjną, a często komunikowane również w rozmowach telefonicznych. Nikt nie mógłby sobie pozwolić na dublowanie kosztownych eksperymentów. Wielkie urządzenia i przedsięwzięcia badawcze powstają w wyniku współpracy międzynarodowej. Biorą w nich udział ekipy uczonych z wielu krajów, powstają międzynarodowe instytuty naukowe, rośnie liczba konferencji międzynarodowych, które, stanowiąc forum spotkań uczonych z różnych krajów, pozwalają na szybką wymianę informacji i przedyskutowanie wyników badań w gronie specjalistów. Międzynarodowa współpraca w dziedzinie badań podstawowych odgrywa wielką rolę w wytwarzaniu wzajemnego zrozumienia i poszanowania. Uczeni przyczyniają się do odprężenia w stosunkach międzynarodowych i torują drogę innym kontaktom.

W przypadku badań stosowanych pełna jawność procesu badawczego, a nawet wyników badań jest niemożliwa. Dokonywane wynalazki są przedmiotem patentów, a to stwarza bariery w zakresie wymiany informacji. W grę wchodzi wielkie zyski co wymusza *zachowanie tajemnic*. W odróżnieniu od badań podstawowych, gdzie im większa jest waga odkrycia tym szybciej i powszechniej jest ono udostępniane światowej społeczności naukowej, w badaniach stosowanych im wyższa jest ranga wynalazku tym pilniej jest on strzeżony. Utrzymywanie wynalazku w tajemnicy może się ograniczać do czasu potrzebnego na uzyskanie patentu, może jednak, w odniesieniu do wyników ważnych na przykład dla obronności kraju, trwać bardzo długo. O odkryciu przez Hahna i Strassmanna zjawiska rozszczepienia jąder uranu świat dowiedział się bardzo szybko, ale prace nad wykorzystaniem go do produkcji broni jądrowej stały się natychmiast super-tajne.

## Powiązania badań

Związek między badaniami podstawowymi i stosowanymi jest bardzo ścisły. Badania stosowane są na ogół oparte na wynikach badań podstawowych. Powiązania między fizyką i techniką są tego świetnym przykładem.

Do XIX wieku wynalazki techniczne wyprzedzały na ogół badania naukowe. Pierwsze wielkie wynalazki ludzkości jak koło lub dźwignia, konstrukcje wiatraków, okrętów i różnych urządzeń mechanicznych nie były oparte na wynikach ba-

dań. To była technika „przednaukowa”. Nawet maszyny ciepłe powstały przed termodynamiką i dopiero chęć wytłumaczenia ich działania stała się bodźcem rozważań, które doprowadziły do sformułowania zasad termodynamiki. Dzisiaj jednak nikt przy zdrowych zmysłach nie będzie już budować turbiny, statku lub samolotu bez oparcia się na szczegółowych teoretycznych badaniach z zakresu termodynamiki, hydrodynamiki czy aerodynamiki.

Od czasu gdy fizyka zajęła się badaniem mikroświata, gdy przestała być nauką opartą na intuicyjnym rozumowaniu, gdy modele makroskopowe zaczęły zawodzić, cały rozwój techniki jest uwarunkowany rozwojem badań podstawowych, a u źródeł wszystkich wynalazków są odkrycia naukowe. Zilustruję to kilkoma przykładami:

- energia jądrowa jest wynikiem prac badawczych Skłodowskiej-Curie, Rutherforda, Fermiego i wielu innych,
- przemysł elektroniczny wywodzi się z odkrycia elektronu przez Thomsona i Lorentza,
- fale elektromagnetyczne odkrył Hertz opierając się na równaniach Maxwella,
- tranzystory wzięły początek z kwantowej teorii ciała stałego,
- lasery są rezultatem badań Basowa, Prochorowa i Townesa nad wymuszoną emisją promieniowania, której teorię opracował Einstein.

Przykłady te pokazują, że wielkie przewroty w technice wywodzą się z badań podstawowych, nie zostały zaś dokonane na zamówienie ministrów, biznesmenów i menadżerów przemysłu. Badacz naukowy nie zdaje sobie przeważnie sprawy, jakie znaczenie praktyczne będzie miało dokonane przez niego odkrycie. Powszechnie znane jest opowiadanie o Michale Faradayu, którego laboratorium, wkrótce po odkryciu zjawiska indukcji elektromagnetycznej, zwiedzał jeden z członków rządu Zjednoczonego Królestwa. Na pytanie, jakie praktyczne znaczenie ma dokonane przez niego odkrycie, Faraday odpowiedział – „nie wiem, ale jestem przekonany, że Pana następcy będą za to ściągali podatki”.

### Likwidacja złych tradycji

W Polsce kilkadziesiąt lat funkcjonowania systemu, w którym o rozdziale środków na naukę i o sposobie finansowania badań ostatecznie decydowali urzędnicy, hołdujący zasadzie *prymitywnego praktycyzmu* doprowadziły do wielu wynaturzeń m.in. w sferze relacji między badaniami podstawowymi i stosowanymi. Wynikały one przede wszystkim z błędnego rozumienia znaczenia i roli badań podstawowych i z fetyszyzowania tzw. badań rozwojowych i wdrożeń. Marnowano znaczną część środków przeznaczanych na naukę przez finansowanie przed-

sięwzięć, nie mających z nauką wiele wspólnego i nie przynoszących oczekiwanych wyników. Zainteresowanie badaniami ze strony gospodarki miało w wielu przypadkach charakter pozorny. Często zawierano umowy z zespołami naukowymi bez zamiaru wykorzystania wyników badań. W warunkach niewymienialności złotówki i braku dopływu kapitału zagranicznego w postaci inwestycji, często prowadzenie badań stosowanych w kraju i utrzymywanie placówek badawczych opłacało się bardziej niż *transfer technologii* w postaci zakupu licencji. Zajmowano się przez lata problemami, które gdzie indziej zostały dawno rozwiązane. Była to chlubna *działalność antyimportowa*, stanowiąca uzasadnienie prowadzenia prac badawczo-rozwojowych, które polegały na naśladownictwie i kopiowaniu opracowań zagranicznych a wymagały kosztownej aparatury i angażowały duże zespoły naukowe.

Obecnie stał się możliwy poprawny rachunek ekonomiczny. Jeżeli transfer zagranicznych technologii okaże się tańszy, należy korzystać z gotowych rozwiązań i kupować licencje. Aby przy tym uniknąć trwałego uzależnienia technologicznego, muszą być prowadzone *studia postlicencyjne*, które umożliwią udoskonalanie i modyfikacje przejętych technologii i zapewnią posiadanie kadry specjalistów gotowych do podjęcia badań w przypadku pojawienia się nowych idei w danej dziedzinie zastosowań. Korzystanie z gotowych rozwiązań i dostosowywanie ich do potrzeb i warunków polskiej gospodarki powinno być domeną odpowiednio *wyszkolonych inżynierów*, bezpośrednio związanych z zakładami przemysłowymi. W Polsce mamy wielu inżynierów, ale znaczna ich część, zajmując kierownicze stanowiska, jest oderwana od praktyki. Ich kwalifikacje nie wykorzystywane we właściwy sposób szybko ulegają degradacji bez wydajnego systemu stałego uzupełniania fachowych wiadomości. Bez kadry stale doskonalonych inżynierów praktyków, którym zależy na szybkim opanowaniu i wprowadzeniu potrzebnych rozwiązań, nie nastąpi unowocześnienie polskiej gospodarki. Nie spełnią tej roli zespoły naukowe, których ambicje nie pozwalają ograniczać się do opracowań uważanych za trywialne, a właśnie takich potrzebuje wiele działów naszej przestarzałej gospodarki. W tej sytuacji często wyniki badań stosowanych ani nie stanowią nowości w skali światowej, ani nie mogą być wdrażane gdyż są zbyt oderwane od aktualnych potrzeb. Nie mogą więc być przedmiotem patentów i publikacji o międzynarodowym zasięgu, ani nie znajdują praktycznego zastosowania. Są opisywane w jakichś biuletynach informacyjnych lub zeszytach naukowych, do których prawie nikt nie zagląda.

Zdaję sobie sprawę z tego, że moja próba klasyfikacji nauki i klarownego rozróżnienia badań podstawowych i stosowanych może się wydać przesadnie radykalna. Oprócz czystych bieli i czerni są zawsze obszary szarości. Są badania na pograniczu, są obszary takiego przekrywania się obu rodzajów badań, że trudno

je rozdzielić. Są na świecie laboratoria, w których przejście między badaniami podstawowymi i stosowanymi ma charakter ciągły, gdzie odkrycia na miejscu i niemal natychmiast stają się przedmiotem prac stosowanych. Przykładem są laboratoria firmy Bell Telephone Company, odpowiedzialnej za cały niemal rozwój telekomunikacji w Stanach Zjednoczonych. Pracuje w nich ponad 2000 uczonych ze stopniem doktora. Pracownicy Bell Labs otrzymali kilka nagród Nobla w dziedzinie fizyki i olbrzymią liczbę medali i odznaczeń za działalność naukową. Tam została odkryta natura falowa elektronów, tranzystory i pęcherzyki magnetyczne, tam rozpoczęto budowę laserów i wielkich magnesów nadprzewodzących, tam też powstała radioastronomia i telekomunikacja optyczna.

Wiele problemów technicznych jest rozwiązywanych przez fizyków lub chemików niejako „po drodze” w toku prac o charakterze podstawowym. Takimi „ubocznymi produktami” badań podstawowych są wynalazki w zakresie otrzymywania superczystych materiałów, techniki wysokich napięć, techniki wysokiej próżni, techniki niskich temperatur, elektroniki, kontroli i automatyzacji. Warto przypomnieć, że komputeryzacja wywodzi się z elektroniki fizyki jądrowej.

Uważam jednak, że w czasie porządkowania polskiej nauki zdanie sobie sprawy z różnic między badaniami podstawowymi i stosowanymi jest bardzo pożyteczne. Dziedzictwem starego systemu jest tendencja nazywania wielu badań podstawowych stosowanymi. Wówczas gdy najbardziej ceniono badania rozwojowe i wdrożenia, włączanie części badań podstawowych do centralnych programów badawczo-rozwojowych stwarzało możliwość otrzymania większych funduszy. Zrodził się termin podstawowych badań w naukach stosowanych, który pakuje do dziś, i jest wygodnym kamuflażem dla badań, które nie mają charakteru poznawczego w sensie wkładu do nauki światowej ani też nie przynoszą oczekiwanych wyników praktycznych. To są kiepskie badania podstawowe, którym splendoru mają dodać suponowane w nazwie przyszłe efekty użyteczne. Świadomie przesadzone rozróżnienie badań podstawowych i stosowanych pozwoli, mam nadzieję, oczyścić wspomniany wyżej obszar szarości z *badan pozornych*, które nie są ani badaniami podstawowymi ani stosowanymi, a pozostawić w tym obszarze wartościowe badania, których aspekty poznawcze i użyteczne są ze sobą rzeczywiście nierozdzielnie połączone.

## WSPOMNIENIA – ROCZNICE

**Joanna M. Stepaniak**

*Zakład Fizyki Wysokich Energii  
Instytut Problemów Jądrowych  
Warszawa*

### Wspomnienie o Przemysławie Zielińskim

#### Recollection of Przemysław Zieliński (1926–1991)

Dnia 3 marca 1993 r. mija druga rocznica śmierci profesora Przemysława Iwona Zielińskiego, jednego z tych nielicznych fizyków, o których można powiedzieć, że dzięki swojej osobowości zdecydowali o obliczu fizyki wysokich energii w Polsce, a odejście jego pozostawiło w środowisku dotkliwą lukę.

Obok wielu funkcji społecznych (był członkiem Zarządu Głównego PTF w latach 1975–77, członkiem Komitetu Fizyki PAN, przewodniczącym Rady Naukowej IPJ, przewodniczącym Komitetu Elektronicznego ZIBJ) prof. Zieliński redagował *Postępy Fizyki* w latach 1973–1977.

Urodził się w Kozowej koło Tarnopola 15 maja 1926 r. Był kresowiakiem autentycznym, związanym z kresami wschodnimi mentalnością i osobowością. Miał to specyficzne poczucie humoru, pełne dobrodusznej ironii, ale także szacunek dla tradycyjnych wartości.

Kiedy wybuchła wojna był uczniem gimnazjum w Tarnopolu. Potem przyszły czasy tułacz, losy podobne do losów większości polskich, kresowych rodzin. Profesor Zieliński nigdy nie pozwolił na wpisanie w dowódzie: urodzony w ZSRR, co było w czasach powojennych powszechną praktyką.

Studiował na uniwersytetach w Poznaniu i Krakowie, a ukończył studia na Wydziale Matematyki, Fizyki i Chemii Uniwersytetu Warszawskiego w 1951 r. Już w 1950 r. rozpoczął pracę jako asystent w Instytucie Fizyki Teoretycznej UW



Uczeń (drugi od lewej) pierwszej klasy Państwowego Gimnazjum i Liceum im. Wincentego Pola w Tarnopolu, rok szk. 1938/39

pod kierunkiem prof. Infelda. Był to okres, w którym fizyka cząstek elementarnych dopiero się rodziła, a profesorowie Danysz i Pniewski zaobserwowali w emulsji jądrowej i właściwie zinterpretowali pierwszy przypadek hiperjądra, tj. jądra, w którym związany jest hiperon  $\Lambda$ . Toteż pierwsze prace Zielińskiego dotyczyły interpretacji teoretycznej widm energetycznych produktów rozpadu hiperjądra. Kolejne prace wykonane z prof. Jerzym Gierulą i prof. Marianem Mięśowiczem dotyczyły mechanizmu oddziaływań wysokoenergetycznych cząstek z promieniowania kosmicznego z jądrami (model „kul ognistych”). Kontynuował analizę fenomenologiczną procesów fragmentacji jąder, współpracując z grupą doświad-





Stolica Podola: Tarnopol. Barokowy kościół Dominikanów i pomnik Józefa Piłsudskiego

czalną badającą oddziaływania protonów z akceleratora w emulsjach jądrowych.

Kiedy w 1955 r. powstał Instytut Badań Jądrowych, Przemysław Zieliński został pracownikiem tej instytucji jako kierownik pracowni. Zmiana miejsca pracy była traktowana czysto formalnie przez środowisko. IBJ był wtedy instytucją cenioną przez władze, dla których wspieranie fizyki jądrowej było hasłem propagandowym. Należało wykorzystać tę drogę finansowania nauki. Znakomicie funkcjonowały zespoły złożone z pracowników IBJ i Uniwersytetu Warszawskiego. Pracownicy IBJ prowadzili wówczas przez pewien okres zajęcia dydaktyczne na Wydziale Fizyki UW, aby wyrównać obciążenia czasowe pracowników różnych instytucji. Zieliński prowadził wówczas znakomity wykład monograficzny poświęcony metodom statystycznym opracowania wyników w fizyce doświadczalnej. W owym czasie nie istniały jeszcze polskie podręczniki poświęcone tej tematyce i notatki z jego wykładu przez kilka lat służyły studentom jako podręcznik.

Przejsie do pracy w IBJ było w pewnym stopniu związane z zainteresowaniem się Zielińskiego fizyką eksperymentalną. Powstał wówczas z jego inicjatywy

cykl prac poświęconych badaniu procesów fragmentacji jąder w oddziaływaniach hadronów z jądrami, wykonywanych techniką emulsji jądrowych. W jednym z tych eksperymentów emulsje były umieszczone w zewnętrznym polu magnetycznym.

Próbował również już w 1967 r. zorganizować w Instytucie Fizyki Politechniki Warszawskiej grupę zajmującą się fizyką wysokich energii. Dążył do stworzenia zaplecza technicznego dla projektowanych eksperymentów. Gdy plany te nie do końca wówczas się powiodły, w sposób odpowiedzialny zadbał o przyszłość naukową ludzi przez siebie tam zaangażowanych.

Był wieloletnim kierownikiem Zakładu Fizyki Wysokich Energii w Instytucie Badań Jądrowych, a potem w Instytucie Problemów Jądrowych. Współpracował z wieloma ośrodkami naukowymi poza Polską. Przebywał w CERN-ie (1978–79), w Narodowym Ośrodku Fizyki Jądrowej w Pizie, w GSI w Darmstadtzie, w Laboratorium im. Fermiego w Batawii. Współpracował z ośrodkiem w Dubnej, z grupą pracującą techniką komór wodorowych, ale także bardzo wcześnie był zaangażowany w eksperyment elektroniczny prowadzony przez prof. Nikitina, z tarczą wewnętrzną, w którym mierzono rozpraszanie elastyczne proton–proton, proton–deuteron, a potem w USA proton–hel. Przez wiele lat wspierał tę grupę swoim autorytetem i wysyłał do niej młodych współpracowników.

W latach 1968–72 był przewodniczącym Komitetu Elektronicznego Zjednoczonego Instytutu Badań Jądrowych i rozumiał jak ważne dla tego ośrodka będzie rozwijanie nowoczesnej techniki elektronicznej.

Doceniał znaczenie nowych technik elektronicznych, ale zdawał sobie sprawę, że w Warszawie, wobec braku akceleratora, sensowne było opracowywanie wyników uzyskanych techniką wizualną. W eksperymentach takich długo trwa opracowywanie wyników zarejestrowanych na filmach, pomiary i analiza komputerowa. Wszystkie te czynności można było wykonywać w Polsce. Praca nad zdjęciami z jednometrowej komory wodorowej zaowocowała kilkoma doktoratami. Badano oddziaływania relatywistycznych lekkich jąder z protonami w komorze wodorowej. Opublikowano kilkanaście prac na temat mechanizmu takich oddziaływań.

Ostatnie kilka lat poświęcił idei eksperymentalnego poszukiwania stanów di-barionowych. Sygnały mogące świadczyć o istnieniu takich stanów były obserwowane w wielu eksperymentach, a grupa warszawsko-dubnieńska opracowująca materiały z jednometrowej komory wodorowej jako jedna z pierwszych zaobserwowała maksima w masie efektywnej dwu protonów. Naturalne było pragnienie sprawdzenia wyniku przy użyciu detektorów pozwalających na zebranie statystyk większych o kilka rzędów wielkości. Przemysław Zieliński rozpoczął w tym celu współpracę z grupą fizyków szwedzkich z prof. Svenem Kullanderem na czele, którzy rozpoczęli na początku lat osiemdziesiątych budowę nowego akceleratora



Przemysław Zieliński, 1983 r.

CELSIUS w Uppsali. Akcelerator ten, to obecnie już pracujący pierścień przyspieszający protony i jony z elektronowym chłodzeniem wiązki. Maksymalna uzyskiwana energia nie będzie przekraczać 1.8 GeV. Zaletą akceleratora jest wielka precyzja z jaką ustalany jest pęd wiązki pierwotnej, małe tło i możliwość pracy z cienkimi tarczami wewnętrznymi przy znacznej świetlności. Wspólny projekt został nazwany WASA (akronim od Wide Angle Shower Apparatus). Oczywiście nazwa budzi także skojarzenia historyczne. Poszukiwanie stanów dibarionowych było jednym z jego celów, możliwych do zrealizowania w stosunkowo wczesnym stadium budowy układu eksperymentalnego. Profesorowi Zielińskiemu nie udało się doprowadzić pracy do końca. Jest ona obecnie kontynuowana.

Potrafił także docenić swoich młodych współpracowników i zawsze wspierał ich rozwój naukowy. Nie należał do tych, którzy byliby zazdrośni o kariery naukowe swoich uczniów i współpracowników, a przeciwnie – szczerze cieszył się z ich osiągnięć. Miał wielu doktorantów. Z jego pracowni wyszło trzech doktorów habilitowanych.

Był człowiekiem, który doceniał wiedzę i kulturę ogólną. Wiele czytał, interesował się kulturą krajów, w których przyszło mu pracować, ale także zawsze podkreślał swoją dumę z tego, co nasz kraj ma wielkiego i dobrego. Pamiętam bardzo piękną opowieść profesora o życiu Marii Skłodowskiej-Curie, kiedy to poproszony został o krótkie, nieformalne seminarium w Instytucie im. Gustawa-Wernera w Uniwersytecie w Uppsali.

Był w równej mierze fizykiem co humanistą. Każdy fizyk wie, jak zachłanną panią jest ta dyscyplina i jak bardzo pochłania czas każdego, kto chce się nią poważnie zajmować. Za zainteresowania pozaprofesjonalne płaci się zawsze pewnym poczuciem winy, że nie cały czas poświęca się pracy. Kiedy w ostatnich latach choroba zmusiła go do pewnych ograniczeń w działaniu powiedział mi: fizyka jest taka wspaniała, zajmuj się nią póki możesz, żałuję tego czasu, którego jej nie poświęciłem. I do ostatniej chwili nie poddał się, nie przestał myśleć o eksperymencie prowadzonym w Uppsali. Nie martwił się, że wynik poszukiwań może okazać się negatywny. Chciał tylko, żebyśmy byli pewni, że eksperyment został dobrze wykonany.

\*

### *Od Redakcji*

Jak wspomniała Autorka na początku artykułu, prof. Zieliński przez ok. pięć lat (1973–77) był redaktorem naczelnym *Postępów Fizyki*. Pragnąłbym dodać kilka słów od siebie o tej jego działalności.

Redakcję *Postępów Fizyki* objął prof. Zieliński w roku 1973, po śmierci prof. Jana Weyssenhoffa, który prowadził *Postępy* przez ok. trzynaście lat (1960–72), tj. najdłużej ze wszystkich, do tamtego czasu, redaktorów. Profesor Weyssenhoff redagował jednocześnie także *Acta Physica Polonica*. Objęcie *Postępów* przez prof. Zielińskiego spowodowało powrót Redakcji tego pisma do Warszawy, a *Acta Physica Polonica*, pod redakcją prof. Wiesława Czyży, pozostało w Krakowie.

Przez cały okres redagowania *Postępów*, prof. Zieliński był także członkiem Rady Redakcyjnej tego pisma i pozostał nim aż do śmierci.

Wiele zrobił dla rozwoju pisma. Wprowadził kilka nowych działów (m.in. dział „Nowa aparatura i automatyzacja pomiarów”, który w jakimś stopniu związany był z jego zainteresowaniami), zmienił nieco jego szatę graficzną, nawiązał wiele kontaktów z

różnymi redakcjami i instytucjami. Między innymi, on zainicjował systematyczne tłumaczenie wykładów noblowskich. Następnie zespołowi redakcyjnemu pozostawił wiele dobrych wzorów, z których chętnie korzystaliśmy. Interesował się zresztą *Postępami* do ostatnich chwil. Wspierał nas zawsze różnymi radami i sugestiami, a także swoją pogodą i optymizmem.

Będzie nam tego bardzo brakowało.

*Adam Sobiczewski*

## ZAGADNIENIA DYDAKTYKI FIZYKI W SZKOŁACH WYŻSZYCH

**Andrzej Hennel**

*Institut Fizyki Doświadczalnej*  
*Uniwersytet Warszawski*  
*Warszawa*

### Międzywydziałowe Indywidualne Studia Matematyczno-Przyrodnicze w Uniwersytecie Warszawskim

#### Individual Interfaculty Science Studies at the Warsaw University

*Abstract:* In 1992, Warsaw University has started a new form of study – Individual Study of Science. A small group of about 40 students has got a full choice between lectures, classes and laboratories at 7 Departments – Biology, Chemistry, Geography, Geology, Mathematics, Physics and Psychology. Each student has got a tutor helping him in his study.

Dnia 18 grudnia 1991 r. Senat Uniwersytetu Warszawskiego zdecydował o wprowadzeniu w r. akad. 1992/93 (po raz pierwszy w Polsce) nowej formy studiów uniwersyteckich pod nazwą Międzywydziałowe Indywidualne Studia Matematyczno-Przyrodnicze (MISMaP).

Zgodę na udział w MISMaP wyraziło 7 wydziałów UW: Biologii; Chemii; Fizyki; Geografii i Studiów Regionalnych; Geologii; Matematyki, Informatyki i Mechaniki; Psychologii. W pierwszym roku istnienia MISMaP zaplanowano przyjęcie na studia 20–30 osób.

Wiadomości o nowej formie studiów zostały ogłoszone w *Wiedzy i Życiu*,

*Świecie Nauki* i w *Delcie* oraz w Informatorze Uniwersytetu Warszawskiego. Ponadto kilka gazet ogólnopolskich i lokalnych zawiadomiło czytelników o powstaniu MISMaP.

Reakcja zainteresowanych przekroczyła oczekiwania organizatorów – w okresie od stycznia do czerwca kilkuset kandydatów z całego kraju zgłosiło się na UW listownie, telefonicznie lub osobiście. Prawo przystąpienia do egzaminu wstępnego miał każdy maturzysta niezależnie od tego czy ubiegał się o przyjęcie na inną uczelnię lub wydział.

Ostatecznie dokumenty złożyło 313 osób, w tym sześciu laureatów i dwunastu finalistów olimpiad przedmiotowych. Konkursowy egzamin pisemny, który odbył się 22 czerwca 1992 r., był egzaminem testowym. Kandydaci wybierali dwa spośród pięciu możliwych przedmiotów egzaminacyjnych – matematykę, fizykę, chemię, biologię lub geografję. Testy zawierały po 50 pytań, każde miało podane 4 odpowiedzi. Punktowany był wyłącznie wybór jedynej, prawidłowej odpowiedzi. Zakres egzaminu obejmował programy nauczania w liceach ogólnokształcących w klasach o odpowiednich profilach specjalistycznych. Laureaci olimpiad szczebla centralnego zostali przyjęci bez egzaminu, finaliści olimpiad byli zwolnieni z testu odpowiadającego przedmiotowi olimpiady i otrzymali z niego maksymalną ocenę.

Przygotowując testy komisja rekrutacyjna dążyła do wyrównania ich stopnia trudności, co stanowi pewien problem. W przypadku testów z biologii, geografii i matematyki udało się to bardzo dobrze, gdyż odchylenie średniego wyniku testu od średniej globalnej (wynoszącej 31 punktów) nie przekroczyło 5%. Zbyt łatwy okazał się test z chemii (+14.5%), natomiast zbyt trudny test z fizyki (-16.1%). Oczywiście, można spojrzeć na te wyniki inaczej i ocenić w ten sposób przygotowanie absolwentów liceów. Niepokoi np. fakt, że wiele osób, które wybrały fizykę i matematykę, osiągnęło znacznie lepszy wynik z matematyki.

Końcowy rezultat egzaminu był iloczynem liczby punktów uzyskanych z dwóch testów. Komisja rekrutacyjna jako granicę przyjęć wybrała 1634 punkty, co odpowiada średniej 40.4 z dwóch testów. Finaliści olimpiad mieli sytuację łatwiejszą, gdyż musieli zdobyć tylko 33 punkty. Bariera ta okazała się i tak zbyt wysoka dla siedmiu finalistów. Ostatecznie przyjęto 41 osób – sześciu laureatów olimpiad, pięciu finalistów oraz 30 osób zdających oba testy. Prawie wszyscy przyjęci są absolwentami liceów ogólnokształcących, połowa z nich to warszawiacy, jedną trzecią miejsc zajęły reprezentantki płci pięknej.

Osoby przyjęte na MISMaP są, formalnie rzecz biorąc, studentami wszystkich wymienionych siedmiu wydziałów jednocześnie. Każdy z nich wybrał sobie opiekuna reprezentującego najbliższy jego zainteresowaniom kierunek. Obecnie (początek października) studenci MISMaP układają (wraz za swoimi opiekunami) własne, indywidualne programy studiów, złożone przede wszystkim z przedmio-

tów prowadzonych na wymienionych wyżej wydziałach. Ze wstępnej ankiety przeprowadzonej po egzaminie wynika, że interesują ich przedmioty prowadzone na wszystkich siedmiu wydziałach. Największym zainteresowaniem cieszą się zajęcia na Wydziale Biologii (biochemia i genetyka) oraz informatyka.

Jakie będą losy studentów przyjętych na MISMaP? Zależy to przede wszystkim od nich samych. W chwili obecnej można sobie wyobrazić trzy zasadniczo różne modele studiów:

- a) Student wiąże się przede wszystkim z jednym z wydziałów, ale pewną liczbę przedmiotów wybiera na innych wydziałach. Po pewnym czasie (1–2 lata) może on zrezygnować ze studiów na innych (poza wybranym) wydziałach i zakończyć studia jako „normalny” absolwent.
- b) Student, który chce zostać specjalistą interdyscyplinarnym, np. biofizykiem czy paleontologiem, wybiera układ „podwójny” np. biologia–fizyka czy biologia–geologia i przez dłuższy czas (3–4 lata) pozostaje na MISMaP (zapewne tylko na dwóch wydziałach).
- c) Student, który nie chce uzyskiwać konkretnej specjalności, gdyż chce być specjalistą ochrony środowiska, dziennikarzem, managerem czy nauczycielem i zależy mu na zdobyciu odpowiedniej wiedzy ogólnej, pozostaje na MISMaP przez całe studia. Może to wymagać pewnych zmian ustawowych.

Jakie wnioski na przyszłość wynikają z pierwszej rekrutacji? Duże zainteresowanie nową formą studiów, mimo konkursowego charakteru egzaminu, jest bardzo ważnym argumentem za reformą całego systemu studiów. Jest również istotnym argumentem za powiększeniem MISMaP. Planuje się więc przyjąć w roku 1993 na I rok studiów ok. 100 osób.



## ZE ZJAZDÓW I KONFERENCJI

## Konferencja na temat dziwności w jądrach

W dniach od 5 do 8 maja 1992 r. odbyła się w Krakowie, w Centrum Konferencyjnym Uniwersytetu Jagiellońskiego, międzynarodowa konferencja robocza poświęcona dziwności w jądrach (Workshop on Strangeness in Nuclei). Konferencja, zorganizowana przez Instytut Fizyki Uniwersytetu Jagiellońskiego (prof. A. Strzałkowski) oraz Instytut Fizyki Jądrowej w Jülich (Institut für Kernphysik, Forschungszentrum Jülich, prof. O. Schult), zgromadziła ok. 60 fizyków z 5 krajów, przede wszystkim z Polski i z Niemiec. W ciągu trzech dni wysłuchali oni 21 wykładów z następującą po nich ożywioną dyskusją oraz 9 wystąpień podczas dwóch spotkań „okrągłego stołu”.

Celem konferencji, zorganizowanej niemal dokładnie w czterdziestą rocznicę odkrycia hiperjąderek przez Mariana Danysza i Jerzego Pniewskiego, było dokonanie przeglądu zagadnień związanych z produkcją dziwności w jądrach atomowych, zachodzącą w zderzeniach protonów lub cięższych jąder z jądrami. W zderzeniach takich powstają hiperony  $\Lambda$ , które mogą ulec związaniu we fragmentach jądrowych tworząc hiperjądra, oraz stowarzyszone z nimi mezony  $K$ . Szczególne zainteresowanie zgromadzonych budziły procesy zachodzące poniżej lub w pobliżu progu na stowarzyszoną produkcję dziwności, co wiązało się z uruchamianym w Jülich akceleratorem protonowym COSY (COoler SYNchrotron). Większość zgromadzonych na konferencji fizyków stanowili specjaliści z dziedziny fizyki jądrowej niskich energii, co dowodnie świadczy o przesuwaniu się ich zainteresowań w kierunku fizyki będącej niegdyś domeną fizyków wielkich energii.

Konferencję zapoczątkował wykład przypominający odkrycie w Warszawie pierwszego hiperjądra przez Mariana Danysza i Jerzego Pniewskiego oraz szkicujący zwięźle historię rozwoju fizyki hiperjądrowej (D. H. Davis). Fizyka hiperjądrowa przez wiele lat stanowiła specjalność fizyków wielkich energii z Warszawy, którzy uczestniczyli niemal w każdym przełomowym odkryciu w tej dziedzinie, w tym w odkryciu pierwszego podwójnego hiperjądra – również w Warszawie – przed niemal trzydziestu laty. Obecnie pałeczkę przejmują fizycy krakowscy, włączając się w projektowanie eksperymentów nad produkcją hiperjąderek przy akceleratorze COSY. Fizyka hiperjądrowa nadal więc pozostanie specjalnością polską, o czym przypomniano w podsumowaniu konferencji, w którym również wrócono myślą do M. Danysza i J. Pniewskiego, zmarłych twórców tej ważnej dziedziny fizyki (J. A. Zakrzewski).

Przedstawione na konferencji referaty i wystąpienia w dyskusjach „okrągłego stołu” można zgrupować w trzy ciągi tematyczne, dobrze ilustrujące główne kierunki badań nad dziwnością w jądrach.

Pierwszy z nich dotyczy badania produkcji, rozpadu i własności hiperjąderek techniką cieniową jąder odrzutu przy użyciu liczników elektronicznych. Za jej pomocą można było wyznaczyć średnie czasy życia ciężkich hiperjąderek rozpadających się w procesie rozszczepienia wywołanego przez niemezonowy rozpad hiperonu  $\Lambda$  związanego w ciężkim jądrze tarczy naświetlanej wiązką zatrzymujących się antyprotonów z akceleratora LEAR w CERN-ie (S. Polikanow). Podobną technikę zastosowano w eksperymencie z użyciem relatywistycznych ciężkich jonów z akceleratora SIS w GSI, w Darmstadcie (T. Krogulski). Metodę cieniową jąder odrzutu planuje się też zastosować w doświadczeniach projektowanych przy akceleratorze COSY w Jülich (O. Schult oraz S. Kistryn i inni).

Drugi kierunek wiąże się z zagadnieniem kanałów sprzężonych oraz oddziaływania hiperonów z barionami. Temat ten dobrze zilustrowało poszukiwanie stanu dibarionowego  $\Lambda p$  (R. Dalitz, R. Chrien). Jądrowe stany związane hiperonów  $\Sigma$  (J. Dąbrowski) oraz możliwość występowania stanów związanych mezonów  $K^-$  (S. Wycech) – to inne ważne zagadnienia, wymagające dalszych prac doświadczalnych i teoretycznych.

Najwięcej wystąpień poświęcono omawianiu produkcji mezonów  $K$  w zderzeniach protonów i jąder z tarczami jądrowymi, ze szczególnym uwzględnieniem podprogowej produkcji mezonów  $K^+$ . Dokonano przeglądu wyników doświadczalnych z tej dziedziny (P. Senger) oraz omówiono szczegółowo mechanizm produkcji mezonów  $K^+$  w zderzeniach protonów z jądrami, podkreślając znaczenie mechanizmu dwustopniowego (W. Cassing). Powstawanie stanów związanych hiperonów  $\Lambda$  w takich zderzeniach (B. Metsch) oraz wyniki pomiarów przekrojów czynnych w jądrowych zderzeniach mezonów  $K^+$  uzyskane w Brookhaven National Laboratory, USA (R. Chrien) uzupełniono dodatkowymi informacjami przedstawionymi podczas dyskusji „okrągłego stołu” poświęconej tym problemom.

Na zakończenie dodam, że konferencja została zorganizowana niezmiernie sprawnie. Do sukcesu spotkania przyczyniło się też doskonałe wyżywienie w lokalnej restauracji i piękna okolica (Centrum Konferencyjne położone jest malowniczo na wzgórzu nad Wisłą, we wsi Przegorzały, kilka kilometrów od centrum Krakowa). Członkom Komitetu Organizacyjnego, a zwłaszcza jego sekretarzowi, drowi S. Kistrynowi, oraz wszystkim osobom wspomagającym należą się gratulacje.

*Janusz A. Zakrzewski*

Instytut Fizyki Doświadczalnej UW  
Warszawa

## Międzynarodowa Szkoła i Sympozjum nt. Wykorzystania Promieniowania Synchrotronowego w Naukach Przyrodniczych

W dniach 13–21 maja 1992 odbyła się, pierwsza w Polsce, międzynarodowa konferencja nt. promieniowania synchrotronowego: „International School and Symposium on Synchrotron Radiation in Natural Science” (ISSRNS). Została ona zorganizowana przez Polskie Towarzystwo Promieniowania Synchrotronowego (PTPS) w Ustroniu-Jaszowcu (woj. bielsko-bialskie) w domu wypoczynkowym „Gwarek”.

Główną intencją organizatorów było stworzenie cyklicznego forum, które byłoby miejscem spotkania i dyskusji najwybitniejszych ekspertów specjalizujących się w metodach badawczych stosujących promieniowanie synchrotronowe (PS), jak też naukowców będących aktualnymi użytkownikami PS lub perspektywnie zainteresowanych ich wykorzystaniem.

Dlatego też, zgodnie z tytułem imprezy, miała ona zarówno charakter szkoły jak i spotkania czysto konferencyjnego. W konferencji wzięło udział 85 uczestników, w tym dwudziestu zaproszonych wykładowców z różnych krajów (Anglia, Austria, Francja, Niemcy, Polska, Rosja, Szwajcaria, Szwecja i Włochy). W ramach konferencji wygłoszono 21 wykładów, natomiast komunikaty z prac własnych przedstawiono na osobnej sesji plakatowej.

Wykłady, głównie o charakterze przeglądowym, obejmowały szeroki zakres zagadnień – niemniej spośród nich wyróżniały się określone grupy tematyczne, wybrane przez Komitet Programowy ISSRNS, jak np.:

– Budowa oraz możliwości techniczne i fizyczne nowych źródeł PS (tzw. III generacji) w Europie. Omawiano tu konkretnie dwa nowe ośrodki PS : ESRF w Grenoble (ESRF = European Synchrotron Radiation Facility) oraz Centrum Promieniowania Synchrotronowego „Zelenograd” pod Moskwą. Wiele informacji o charakterze ogólnym oraz o możliwościach i perspektywach wykorzystania ESRF dla naukowców z Europy dostarczył bardzo ciekawy wykład R. Haensela, dyrektora generalnego tego ośrodka. Należy tu dodać, że o ile prace przy budowie ESRF są faktycznie w stadium końcowym (pierścień synchrotronu 6 GeV jest na etapie prób rozruchowych) i centrum to będzie dostępne dla użytkowników przed wyznaczonym terminem (marzec 1994), to realizacja Centrum PS „Zelenograd” (wykład S. Mazurenki) jest znacznie opóźniona, przez co może być ono realnie wykorzystywane dopiero w II połowie lat 90-ych. Wykład A. Kvicika zawierał sporo szczegółowych informacji o konkretnych liniach wiązki PS, budowanych obecnie w ESRF dla potrzeb różnych metod badawczych. Zastosowanie źródeł PS III generacji, które charakteryzują się dużą świetnością wiązki, wymagało opracowania nowych materiałów oraz metod prowadzenia, ogniskowania i monochromatyzacji wiązki. Z kolei wykład C. Malgrange stanowił istotne uzupełnienie tych zagadnień od strony teorii optyki promieniowania X ze źródeł PS.

– Metody i aparatura do badań dyfrakcji promieni X na materiałach monokrystalicznych (wykład K. Eichhorna) i proszkowych (T. Wroblewski) przy zastosowaniu źródła PS. W wykładach tych położono nacisk na takie własności PS jak ciągłość widma, wysoka świetność i małe rozmiary geometryczne wiązki, które przyczyniły się do zmodyfikowania tradycyjnej techniki dyfrakcji promieni X umożliwiając np. badanie monokryształów

o rozmiarach mikronowych.

– Spektroskopia rentgenowskich widm emisyjnych wzbudzanych przez PS, w zastosowaniu do określania zawartości pierwiastków śladowych w materiałach (wykład W. Kwiatka) lub w zastosowaniu do badania struktury elektronowej ciał stałych (miękkie promieniowanie X) (J. Nordgren). Pierwszy z tych wykładów wykazał zarazem wyjątkowe możliwości zastosowania PS do badań medycznych i farmakologicznych.

– Zaawansowane metody badania rentgenowskich widm absorpcyjnych w zakresie przykrawędziowym (XANES) (wykład A. Kołodziejczyka) i rozciągniętym (EXAFS) (J. Hormes, A. Renouprez). J. Hormes przedstawił w swoim wykładzie kilka niezwykle interesujących przykładów zastosowania PS w badaniach przemysłowych, np. określenie za pomocą techniki EXAFS i XANES zmiany wiązania chemicznego gumy wskutek wulkanizacji. W ramach innego przykładu omówiono też wykorzystanie litografii promieniami X (ze źródła PS) w produkcji mikrostruktur dla przyrządów optoelektronicznych i mikromechanicznych.

– Spektroskopia fotoelektronowa przy użyciu PS (wykład P.O. Nilssona). W zakresie tych zagadnień omówiono również szczegółowo badania struktury elektronowej powierzchni monokryształów (półprzewodniki, metale, nadprzewodniki) metodą fotoemisji o wysokiej rozdzielczości kątowej (R. Manzke) oraz zastosowanie fotoemisji PS do badania własności elektronowych ultra-cienkich warstw naniesionych lub zaadsorbowanych na czystej powierzchni metali i półprzewodników (R. Nyholm).

Na podkreślenie zasługuje jeszcze bardzo ciekawy wykład G. Margaritonda na temat mikroskopii i spektromikroskopii promieniowania X, będący w swym charakterze interdyscyplinarnym w stosunku do podstawowych grup tematycznych. Dotyczył on najnowszych osiągnięć związanych z zastosowaniem źródeł PS o ultrawysokiej jasności wiązki, które umożliwiają przejście od tradycyjnych badań spektroskopowych (w modzie z uśrednieniem przestrzennym) do pomiarów z wysoką rozdzielczością przestrzenną (spektromikroskopia). G. Margaritondo przedstawił również krótką informację o nowym synchrotronie „Elettra” (energia wiązki 2 GeV), budowanym obecnie w Trieście (zaawansowanie prac – ponad 60%), podkreślając zarazem dużą otwartość strony włoskiej na przyszłą współpracę naukową.

Materiały Szkoły, na które składają się zarówno referaty wygłoszone na zaproszenie organizatorów jak i prace oryginalne, zostały opublikowane w czasopiśmie *Acta Physica Polonica*, **A82**, no 1 i 2.

W podsumowaniu należy wskazać na bardzo dobrą organizację Szkoły, co jest niewątpliwą zasługą jej Komitetu Organizacyjnego oraz Komitetu Programowego. Nie sposób nie podkreślić w tym miejscu roli obydwu Przewodniczących ISSRNS: profesorów Juliana Auleytnera (IF PAN) i Andrzeja Kisiela (IF UJ), jak również dr Krystyny Ławniczak-Jabłońskiej, która pełniła odpowiedzialną i strategiczną funkcję Sekretarza Konferencji.

Biorąc pod uwagę, że omawiana międzynarodowa impreza została przygotowana w dość krótkim czasie (10 miesięcy), zgromadzenie na niej dwudziestu najwyższej klasy specjalistów, których wykłady odzwierciedlały klasę ich umiejętności, pozostaje również niezaprzeczalnym sukcesem organizatorów.

Nie bez znaczenia dla ogólnego pozytywnego wrażenia z uczestnictwa w ISSRNS ma samo miejsce, w którym odbywała się konferencja. Dom Wypoczynkowy „Gwarek” jest

doskonałym obiektem do organizowania konferencji o liczbie uczestników do ok. 130 osób – dysponuje on zarówno odpowiednią salą do wykładów, jak i przestrzenią do ustawienia tablic na plakaty, a także sporą kawiarnią. Należy też podkreślić fachowość i wysoki poziom obsługi ze strony jego personelu, który pod kierunkiem Pani Lidii Widerskiej (kierowniczkii „Gwarka”) jest w stanie sprostać wymogom międzynarodowej konferencji.



Grupa uczestników ISSRNS przed „Gwarkiem” w czasie przerwy między wykładami. Na pierwszym planie (od lewej): I. Sosnowska, K. Ławniczak-Jabłońska, B. Orłowski, E. Sobczak, J. Auleytner, G. Margaritondo, M. Antonetti oraz T. Wroblewski (w prawym dolnym rogu). Fot. Z. Baran

Na zakończenie nadmienię, że następną międzynarodową szkoła poświęconą tematyce wykorzystania promieniowania synchrotronowego w naukach przyrodniczych zostanie zorganizowana za dwa lata – dokładnie, w terminie 18–26 maja 1994 – również w Ustroniu-Jaszowcu. Osoby zainteresowane ewentualnym w niej uczestnictwem mogą kontaktować się z Sekretarzem ISSRNS’94, dr Krystyną Ławniczak-Jabłońską (Instytut Fizyki PAN, Warszawa).

*Ryszard Iwanowski*  
Instytut Fizyki PAN  
Warszawa

## RECENZJE

M. Toda, R. Kubo, N. Saito: **Fizyka statystyczna I**  
Państwowe Wydawnictwo Naukowe, Warszawa 1991

oraz

R. Kubo, M. Toda, N. Hashitsume: **Fizyka statystyczna II**  
Wydawnictwo Naukowe PWN, Warszawa 1991

W ubiegłym roku ukazało się polskie tłumaczenie książki *Fizyka statystyczna*, napisanej przez znanych fizyków japońskich. Autorzy R. Kubo, M. Toda, N. Saito i N. Hashitsume podjęli się niełatwego zadania przedstawienia podstaw fizyki statystycznej. W przedmowie stwierdzają: „Naszym zamiarem jest z jednej strony dostarczyć elementarnego wprowadzenia do tych zagadnień, a z drugiej – wskazać czytelnikowi kierunki przyszłego rozwoju”. Tłumaczenia dokonano z dwutomowego wydania tekstu w języku angielskim (Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, New York, Tokyo 1983, 1985). Tomy I i II noszą odpowiednio podtytuły „Mechanika statystyczna stanów równowagowych” i „Mechanika statystyczna stanów nierównowagowych”. Publikując swoje dzieło Autorzy zdawali sobie sprawę z istnienia obszernej literatury przedmiotu. W przedmowie zamieścili uwagę: „...wydaje się nam, że ta książka ma pewne cechy niepowtarzalne, które uzasadniają jej dołączenie do i tak już długiej listy podręczników fizyki statystycznej”. Po lekturze książki nabrałem jednak co do tej opinii pewnych wątpliwości.

Dobór zagadnień odpowiada próbie przedstawienia struktury pojęciowej fizyki statystycznej oraz podstawowych metod stosowanych do opisu własności makroskopowych ilości materii na podstawie praw rządzących dynamiką jej mikroskopowych składników. Tak więc tom I, dotyczący stanów równowagi, zawiera wykład teorii zespołów statystycznych Gibbsa i wynikającej z niej interpretacji zasad termodynamiki fenomenologicznej oraz zastosowań do opisu własności klasycznych i kwantowych gazów doskonałych, a także gazów rzeczywistych. Przedstawione są koncepcje i modele teoretyczne stosowane w teorii przejść fazowych. Odrębną całość tworzy rozdział poświęcony przeglądowi pojęć i twierdzeń teorii ergodycznej. Tom II dotyczy praw rządzących ewolucją stanów nierównowagowych, zawiera omówienie stochastycznego opisu procesów fizycznych z położeniem szczególnego nacisku na teorię ruchów Browna, wyjaśnia idee teorii kinetycznej, podstawy i zastosowanie teorii reakcji liniowej. Znajduje się tu przegląd metod analizy procesów relaksacji i absorpcji, wyjaśnienie treści twierdzeń wiążących własności fluktuacji w stanach równowagowych z procesami dysypacji, wyjaśnienie istoty związków Onsagera. Ostatnia część tomu II zawiera przegląd zagadnień związanych z zastosowa-

niem funkcji Greena w fizyce statystycznej, z wykorzystaniem metod perturbacyjnych rozwiniętych w kwantowej teorii pola.

Ten ogromny materiał został opracowany w sposób, który nie odpowiada moim zdaniem wymaganiom stawianym podręcznikom. Książka nie jest też monografią przedmiotu.

Uważam przede wszystkim, że przedarcie się ze zrozumieniem przez tekst jest możliwe jedynie dla czytelnika, który już skądinąd poznał i przemyślał podstawy fizyki statystycznej. W żadnym razie nie dla studenta. Za dużo jest tu skrótów myślowych, niejasnych sformułowań, wykorzystywania wyników prac oryginalnych bez podania ich wyprowadzenia, prób wtłoczenia zbyt wielu informacji do poszczególnych rozdziałów. Oto kilka przykładów. Na s. 62 tomu I napotykamy zdanie: „Jeżeli ponownie rozważymy stany makroskopowe układu przy założeniu pewnych hipotetycznych ograniczeń, to stan o maksymalnej entropii ... ujawnia się jako stan równowagi”. O jakie hipotetyczne ograniczenia chodzi, nie wiadomo. Na s. 103 tegoż tomu, omawiając stosowalność przybliżenia klasycznego, Autorzy stwierdzają: „Jest to możliwe i poprawne, gdy gęstość cząstek jest bardzo mała”. Ale mała w porównaniu z czym? Brak odpowiedzi na to pytanie sprawia, że powyższe stwierdzenie nie jest jasne.

Inny przykład mętnego sformułowania znajdujemy w tomie II na s. 86. Autorzy piszą, iż „... proces taki staje się procesem Markowa, jeżeli przyjmuje się gruboziarnistą strukturę czasu wraz z częściowym zamaskowaniem stopni swobody”. Niełatwo będzie odpowiedzieć czytelnikowi na pytanie, jakie „zamaskowanie” stopni swobody może prowadzić do procesu Markowa. Albo, na s. 93 tegoż tomu dowiadujemy się, iż: „Można pokazać, że gdy spełnione są pewne warunki ogólne, ta ewolucja stochastyczna jest ewolucją Markowa”. Jakie „pewne warunki ogólne”?

Książka obfituje w sformułowania, które muszą stanowić ogromną trudność dla czytelnika starającego się traktować ją jako podręcznik. W paragrafie dotyczącym napięcia powierzchniowego (tom I, s. 163) znajdujemy zdanie: „Pomimo że stan skupienia może się zmieniać od warstwy do warstwy, to jednak poniższe wzory nie zależą w sposób istotny od wyboru początku układu współrzędnych”. Sądzę, że czytelnik gubi się tu próbując zrozumieć znaczenie sformułowania „...nie zależą w istotny sposób ...”

Z metodologicznego punktu widzenia uważam za niewłaściwe antycypowanie wyników, wyjaśnianych w dalszych partiach tekstu. Na przykład, paragraf 3.3.5 w tomie I zawiera niezrozumiały z fizycznego punktu widzenia komentarz o diagramach pierścieniowych. Dopiero w dalszej części wyjaśniany jest związek odpowiedniego przybliżenia z teorią Debye'a-Huckela.

Autorzy przytaczają też czasem bez wyprowadzenia wyniki prac oryginalnych (np. wzory 3.3.18, 3.3.19 czy 3.3.38 w tomie I) podając jedynie odnośniki do czasopism naukowych. Ten sposób przedstawienia teorii również nie odpowiada stylowi podręcznika. Wreszcie, w obu tomach nie ma żadnych zadań, które stanowią niezbędną pomoc dla studiującego.

Dzieło R. Kubo, M. Tody, N. Saito i N. Hashitsume nie jest też monografią naukową na temat podstaw fizyki statystycznej. Poziom wykładu jest na to albo zbyt elementarny, albo z kolei zbyt skrótowy, techniczny, niedostatecznie precyzyjny. Bibliografia jest fragmentaryczna. Oczywiście są zagadnienia, które przedstawione są w sposób pogłębiony, odpowiadający stylowi monografii. Dotyczy to dziedzin, do których Autorzy

wnieśli twórczy wkład (np. związek zależnych od czasu funkcji korelacji ze współczynnikami transportu – wzory Greena-Kubo). Jednakże inne zagadnienia opracowane są pobieżnie (np. teoria równania Boltzmanna, metody grupy renormalizacji w teorii zjawisk krytycznych).

Moim zdaniem zaletą książki jest uwzględnienie wielu wyników uzyskanych w ostatnich dziesięcioleciach. Ich głębsze poznanie wymaga jednak na ogół lektury innych książek.

Omawiany tekst zasługiwałby też na staranniejszą redakcję. Tomy I i II były tłumaczone przez różne osoby. W tomie I używany jest termin „wartość oczekiwana” („wartość średnia”), zaś w tomie II zastępuje go „wartość przeciętna”. Pomijając fakt, że określenie „wartość przeciętna” nie jest na ogół stosowane, redakcja powinna zapewnić jednolitą terminologię. Napotyka się też na przedziwne zdania, trudne do pojęcia w związku z ich stylem, strukturą gramatyczną, a także użytymi słowami. Oto kilka przykładów, które przytaczam bez komentarza:

- „Oczywiście czas ten musi być ponadto krótki w porównaniu z czasem definiującym dokładność pomiarów wielkości czasowych” (tom II, s. 80).
- „Podejście to można również stosować ... do innych podobnych zjawisk fizycznych, na przykład paramagnetyków niesionych przez spiny elektronów, ...” (tom II, s. 173).
- „Jeśli dokładność przestrzenna naszej teorii fenomenologicznej jest wystarczająco gruba w porównaniu z odległością  $l$ , ...” (tom II, s. 175).

Uważam, że tomy I i II książki *Fizyka statystyczna* R. Kubo, M. Tody, N. Hashitsume i N. Saito nie spełniają wymogów stawianych dobrym podręcznikom uniwersyteckim. Nie tworzą też opracowania monograficznego na wysokim poziomie. Niewątpliwą oryginalnością książki w stosunku do innych pozycji, już przetłumaczonych na język polski, jest wielka różnorodność poruszanych zagadnień, dostarczenie informacji o rozwijanych aktualnie kierunkach badań w dziedzinie klasycznej i kwantowej fizyki statystycznej. Może to zachęcić polskiego czytelnika do ich głębszego przestudiowania. Czytelnikiem tym powinien być jednak raczej doświadczony pracownik naukowy, nie zaś początkujący student. Nawet dla wybitnych fizyków, do jakich zaliczają się japońscy Autorzy, jasne przedstawienie podstaw fizyki statystycznej okazało się niełatwym problemem. W końcowej części II tomu (rozdz. 4.7) stwierdzają nie bez racji: „Mechanika statystyczna jest teorią naprawdę bardzo trudną”.

*Jarosław Piasecki*

Instytut Fizyki Teoretycznej UW  
Warszawa



# XXXII ZJAZD FIZYKÓW POLSKICH

## KRAKÓW

20-23 WRZEŚNIA 1993

ZJAZD BĘDZIE SPOTKANIEM PRACOWNIKÓW NAUKI, NAUCZYCIELI I SYMPATYKÓW FIZYKI Z CAŁEGO KRAJU. CELEM NAUKOWYM ZJAZDU JEST POPULARYZACJA NAJNOWSZYCH OSIĄGNIĘĆ FIZYKI. PROGRAM ZJAZDU PRZEWIJDUJE JEDNODZINNE WYKŁADY SPECJALISTÓW ORAZ SESJĘ PLAKATOWĄ, NA KTÓREJ POSZCZEGÓLNE OŚRODKI FIZYKI BĘDĄ MOGLY ZAPREZENTOWAĆ WYBRANE PRZEZ SIEBIE ZAGADNIENIA. SPECJALNA SESJA POŚWIĘCONA BĘDZIE DYDAKTYCE FIZYKI NA WSZYSTKICH SZCZEBŁACH NAUCZANIA. W TRAKCIE TRWANIA ZJAZDU ZORGANIZOWANE ZOSTANĄ WYSTAWA I TARGI APARATURY NAUKOWEJ, DO UDZIAŁU W KTÓRYCH ZAPROSZONO SZEREG FIRM ZAGRANICZNYCH I POLSKICH. PODCZAS ZJAZDU ODBEDZIE SIĘ WALNE ZEBRANIE DELEGATÓW I WYBORY NOWYCH WŁADZ PTF.

OBRAZY ZJAZDU ODBĘDĄ SIĘ W AULI WYDZIAŁU FIZYKI I TECHNIKI JADROWEJ AKADEMII GÓRNICZO-HUTNICZEJ W KRAKOWIE, UL. REYMONTA 19. KOSZT UCZESTNICTWA WYNOŚC BĘDZIE OKOŁO 400 TYS. ZŁ. (PRZEWIDZIANE SĄ ZNIŻKI DLA UCZNIÓW I NAUCZYCIELI SZKÓŁ ŚREDNICH I PODSTAWOWYCH). SZCZEGÓLOWE INFORMACJE WRAZ Z KARTĄ ZGŁOSZENIOWĄ ROZESŁANE ZOSTANĄ DO POTENCJALNYCH UCZESTNIKÓW W MAJU BR.

ORGANIZATORAMI ZJAZDU SA:

POLSKIE TOWARZYSTWO FIZYCZNE, ODDZIAŁ KRAKOWSKI  
WYDZIAŁ FIZYKI I TECHNIKI JADROWEJ AGH, KRAKÓW

KOMITET ORGANIZACYJNY ZJAZDU:

PRZEWODNICZĄCY: JERZY NIEWODNICZAŃSKI  
WICEPRZEWODNICZĄCY: ANDRZEJ KISIEL  
SEKRETARZ: JANUSZ WOLNY

KOMITET PROGRAMOWY ZJAZDU:

PRZEWODNICZĄCY: KAZIMIERZ GROTOWSKI

ADRES KOMITETU ORGANIZACYJNEGO

Wydział Fizyki i Techniki Jądrowej

A G H

al. Mickiewicza 30

30-059 Kraków

telefon: (12) 333740

telex: 0322203 agh pl

fax: (12) 340010

email: zjazd@mifitj.ifj.edu.pl

## K R O N I K A

## P T F

## Medal Smoluchowskiego

Polskie Towarzystwo Fizyczne nadało Medal Mariana Smoluchowskiego za rok 1992 Arnoldowi Whittakerowi Wolfendale'owi, profesorowi Uniwersytetu w Durham (Wielka Brytania).

Arnold W. Wolfendale jest wychowankiem Uniwersytetu w Manchesterze, gdzie studiował w laboratorium kierowanym przez wybitnego fizyka, laureata Nagrody Nobla (1948), prof. P. M. S. Blacketta. Tam też rozpoczął swoje prace badawcze w dziedzinie fizyki promieniowania kosmicznego. Tematyce tej pozostał wierny do chwili obecnej. Od 1956 r. pracuje w Instytucie Fizyki Uniwersytetu w Durham i od 1973 r. jest jego kierownikiem. Podjął tam szeroko zakrojoną inicjatywę reaktywowania badań w astrofizyce i astronomii. W Durham są to bogate, dawne tradycje. To właśnie z Durham w XVIII w. wyszła idea interpretacji Drogi Mlecznej jako obrazu Galaktyki, szeroko później spopularyzowana przez Emanuela Kanta.

Działalność Wolfendale'a w tym kierunku, zapoczątkowana przez prace z astrofizyki promieniowania kosmicznego, poprzez prace astronomiczne podjęte pod kątem interpretacji propagacji tego promieniowania (prace związane z problematyką pól magnetycznych w Galaktyce) i prace dotyczące poszukiwania sygnatur obecności promieniowania kosmicznego w różnych obszarach przestrzeni kosmicznej (astrofizyka promieniowania gamma) doprowadziła do powstania w Durham sil-

nego ośrodka astronomii obserwacyjnej i kosmologii.

Ogólnie rzecz biorąc, tematyka działalności naukowej Wolfendale'a dotyczy najróżniejszych aspektów fizyki promieniowania kosmicznego. Wymienić należy tutaj zagadnienie charakterystyk pierwotnego i wtórnego promieniowania kosmicznego, zagadnienie oddziaływań cząstek promieniowania kosmicznego z materią, w szczególności w obszarze wysokich (ponadakceleratorowych) energii, zagadnienie pochodzenia promieniowania kosmicznego, i wreszcie problematykę uzyskania z badań tego promieniowania informacji o charakterze astronomicznym.

W pierwszym okresie prace Wolfendale'a koncentrowały się na badaniach doświadczalnych prowadzonych na poziomie morza i w laboratoriach podziemnych. Dotyczyły one badań własności mionów, cząstek jądrowo czynnych i neutrin. Były one poparte zawsze bardzo wszechstronnymi pracami interpretacyjnymi. Po raz pierwszy zarejestrowano neutrina pochodzące z oddziaływań promieniowania kosmicznego.

Badania doświadczalne wielkich pęków promieniowania kosmicznego (w tym także pęków horyzontalnych) zostały znacznie rozszerzone przez szerokie badania i analizy teoretyczne. Jednym z wiodących tematów w tych analizach było na przestrzeni całego okresu działalności Wolfendale'a, i nadal jest, zagadnienie własności oddziaływań hadronów o energiach ponadakceleratorowych.

We wcześniejszym okresie jego działalności na uwagę zasługują również prace

nad rozwojem technik doświadczalnych, w szczególności nad rozwojem detektorów Conversiego (neon flash tubes).

W swojej działalności naukowej współpracował z bardzo wieloma pracownikami i doktorantami. Istotną rolę odgrywały i nadal odgrywają współpracy międzynarodowe. Wśród nich, według własnej opinii prof. Wolfendale'a, najbardziej produktywna była współpraca z ośrodkiem łódzkim (Instytut Badań – potem Problemów – Jądrowych oraz Uniwersytet Łódzki). Współpraca z ośrodkiem łódzkim trwa od 28 lat.

Prace dotyczące oddziaływań promieniowania kosmicznego wysokich energii wykonane w dużej mierze we współpracy z ośrodkiem łódzkim zainicjowały bardzo szerokie badania w tej dziedzinie na całym świecie oraz doprowadziły do wielu interesujących wyników, które zostały potwierdzone w późniejszych badaniach akceleratorowych. Współpraca prof. Wolfendale'a z nauką polską nie ograniczała się jedynie do ośrodka łódzkiego. Przez szereg lat kierował on z ramienia The Royal Society współpracą tej organizacji z Polską Akademią Nauk.

Arnold Wolfendale odegrał ważną rolę w organizacji i popularyzacji badań naukowych w Anglii i na całym świecie. Jest autorem dwóch monografii oraz redaktorem lub współredaktorem sześciu innych. Jest członkiem Towarzystwa Królewskiego (The Royal Society) oraz Królewskiego Towarzystwa Astronomicznego (Royal Astronomical Society), którego był prezesem w latach 1981–83. Był także aktywnym działaczem Komisji Promieniowania Kosmicznego IUPAP (sekretarzem w latach 1978–81 i przewodniczącym w latach 1981–84). Pełnił szereg funkcji w organizacjach i komitetach naukowych, z których jedną z najważniejszych jest przewodniczenie od 1988 r. Komisji Astronomii i Badań

Układu Planetarnego brytyjskiej Rady Badań Naukowych i Inżynieryjnych. Komisja ta zajmuje się finansowaniem brytyjskiego programu badań w astronomii, a także w pewnych dziedzinach geofizyki.

Wolfendale otrzymał wiele brytyjskich i zagranicznych wyróżnień. Jest m.in. doktorem *honoris causa* Uniwersytetu Łódzkiego. W dniu 1 stycznia 1991 r. został mianowany Astronomem Królewskim (Astronomer Royal). Ten istniejący od XVII w. tytuł wiąże się z bardzo wysokim prestiżem, który prof. Wolfendale wykorzystuje dla podkreślenia roli nauki w rozwoju społeczeństwa oraz dla agitacji za poparciem badań podstawowych prowadzonych również w stosunkowo małych uniwersytetach.

Jerzy Wdowczyk

### Nagrody naukowe PTF

Nagrody naukowe PTF im. Wojciecha Rubinowicza za rok 1992 otrzymali:

- Krystyna Siwek-Wilczyńska (UW) i Janusz Wilczyński (IPJ) za prace nad mechanizmem reakcji ciężkojonowych,
- Krzysztof Wódkiewicz (UW) za prace z zakresu teoretycznej optyki kwantowej.

### Nagrody PTF za prace magisterskie

Nagrodę im. Arkadiusza Piekary za pracę magisterską „Ewolucja obłoków gazu międzygalaktycznego” otrzymał Krzysztof Stanek (Warszawa).

Inne nagrody za prace magisterskie otrzymali:

- Jacek Jasiński (Warszawa) za pracę „Defekty tworzone przez napromieniowanie neutronami w fosforu galu”,
- Piotr Magierski (Warszawa) za pracę „Analiza korelacji ‘pairing’ w obracających się jądrach atomowych przy użyciu metody Lipkina-Nogamiego”.

### Nagrody PTF dla nauczycieli

W r. 1992 Nagrodę PTF im. Grzegorza Białkowskiego otrzymała Zenona Stojcka (Wieluń) za wybitne osiągnięcia w pracy ze zdolnymi uczniami.

Inne nagrody dla nauczycieli za r. 1992 otrzymali:

- Bożena Bogdańska (Łódź) za osiągnięcia w pracy ze zdolnymi uczniami,
- Aleksandra Miłosz (Warszawa) za osiągnięcia w pracy nauczycielskiej i wieloletnią opiekę nad Międzyszkolnym Kołem Fizycznym,
- Włodzimierz Natorf (Warszawa) za modernizację nauczania fizyki przy wykorzystaniu komputerów,
- Stefan Turowski (Koszalin) za osiągnięcia w pracy ze zdolnymi uczniami i modernizację nauczania fizyki przy wykorzystaniu komputerów.

### Nagrody Specjalne PTF

W 1992 r. Nagrody Specjalne PTF otrzymały Magdalena Staszal z Warszawy (nasza koleżanka redakcyjna) i Józefina Turło z Torunia za wybitny wkład w organizację konferencji GIREP '91 w Toruniu.

### Umowa PTF z Amerykańskim Towarzystwem Fizycznym

W maju 1992 została podpisana umowa między Polskim Towarzystwem Fizycznym a Amerykańskim Towarzystwem Fizycznym (APS). Zgodnie z umową członkowie PTF przy zgłaszaniu swych prac i opłatach rejestracyjnych na zjazdach Amerykańskiego Towarzystwa Fizycznego (APS meetings) będą traktowani jak członkowie APS. Członkowie PTF mogą również prenumerować czasopisma wydawane przez APS (*Physical Review*, *Physical Review Letters*, *Reviews of Modern Physics*) po takich cenach jak członkowie towarzystw należących do Amerykańskiego Instytutu Fi-

zyki (AIP). Odpowiednie przywileje członków PTF zostały analogicznie rozszerzone na członków APS. Umowa została zawarta na 2 lata i może być potem przedłużona z możliwością dokonania w niej zmian.

*Zygmunt Ajduk*

### Projekt nowego statutu PTF

Komisja Legislacyjna PTF, której przewodniczy prof. Stanisław G. Rohozieński, przygotowuje projekt nowego statutu PTF. Istotne zmiany dotyczą następujących spraw:

- uwzględnienia prawa PTF do reprezentowania środowiska fizyków w społeczeństwie,
- zasad przyjmowania członków wspierających, ich praw i obowiązków,
- ograniczenia pełnienia bez przerwy tej samej funkcji we władzach PTF do dwóch kadencji,
- możliwości tworzenia sekcji PTF, określania zasad powoływania władz i działania sekcji.

Zarząd Główny PTF po wstępnym omówieniu projektu przesłał go do Zarządów Oddziałów PTF z prośbą o ocenę, zgłoszenie uwag i uzupełnień. Zarząd Główny zwraca się z gorącą prośbą do wszystkich członków PTF o wnikliwą analizę projektu i propozycje zmian.

Nowy statut mógłby zostać uchwalony przez Zebranie Delegatów w czasie XXXII Zjazdu Fizyków Polskich w Krakowie we wrześniu 1993 r.

### Informator „Physics Research in Poland 1992–1993”

W grudniu 1992 r. ukazał się informator „Physics Research in Poland 1992–1993”, wydany przez Polskie Towarzystwo Fizyczne pod redakcją Zygmunta Ajduka. Wydanie informatora było dofinansowane przez Komitet Badań Nauko-

wych i Komitet Fizyki Polskiej Akademii Nauk. Informator zawiera informacje o placówkach naukowych, w których prowadzone są badania z zakresu fizyki, z uwzględnieniem biofizyki, chemii fizycznej, geofizyki, astronomii, fizyki technicznej. Podane są nazwy placówek, adresy, nazwiska dyrektorów oraz profesorów i doktorów habilitowanych, programy badań itp. W informatorze są również dane o czasopiśmie z dziedziny fizyki wydawanych w Polsce oraz o konferencjach i szkołach organizowanych w Polsce, a także informacje o oddziałach Polskiego Towarzystwa Fizycznego, lista laureatów Medalu PTF im. Mariana Smoluchowskiego, lista fizyków będących członkami Polskiej Akademii Nauk. Polskie Towarzystwo Fizyczne wydało ten informator opierając się na informacjach przekazanych przez poszczególne placówki naukowe. Informator ma służyć informacji i promocji polskiej fizyki w kraju i na świecie.

Informator został wydrukowany w Ośrodku Wydawnictw Naukowych PAN w Poznaniu w nakładzie 650 egz. Objętość informatora wynosi ok. 200 stron, cena 30 tys. zł. Informator można kupić w Zarządzie Głównym PTF (ul. Hoża 69, 00-681 Warszawa, tel. 212668), w Ośrodku Wydawnictw Naukowych PAN (ul. Mielżyńskiego 27/29, 61-725 Poznań, tel. 529410) oraz w niektórych księgarniach naukowych.

*Zygmunt Ajduk*

### Nominacje profesorskie

Prezydent Rzeczypospolitej Polskiej nadał tytuł naukowy profesora nauk fizycznych 10 czerwca 1992 r. Stanisławowi Niziołowi (AGH, Kraków) oraz 14 lipca 1992 r. – Maciejowi Kolwasowi (IF PAN, Warszawa) i Januszowi Zielińskiemu (UŚL, Katowice).

*Sprawy Nauki*, Nr 4 i 5 (1992)

### Polski Komitet Narodowy IUPAP

Przewodniczącym Polskiego Komitetu Narodowego Międzynarodowej Unii Fizyki Czystej i Stosowanej (IUPAP) jest teraz prof. Adam Kujawski (Inst. Fizyki Politechniki Warszawskiej), sekretarzem zaś prof. Piotr Kielanowski (Inst. Fizyki Teoretycznej Uniwersytetu Warszawskiego).

*B. W.*

### Przyszły dyrektor generalny CERN-u

Na kadencję rozpoczynającą się od 1 stycznia 1994 r. dyrektorem generalnym CERN-u został wybrany C. H. Llewellyn Smith, profesor Uniwersytetu Oxfordzkiego, od 1968 r. ściśle współpracujący z Wydziałem Teorii CERN-u.

*Europhys. News* 23, Nr 9 (1992)

*B. W.*

### Nowy dyrektor ZIBJ

Zebranie Komitetu Pełnomocników Zjednoczonego Instytutu Badań Jądrowych w Dubnej wybrało na rozpoczynającą się pięcioletnią kadencję nowego dyrektora. Został nim Władimir G. Kadyszewski.

Zatwierdzono również nowy statut. Nowymi członkami ZIBJ są teraz: Armenia, Azerbejdżan, Gruzja, Kazachstan i Mołdawia. W zebraniu brali udział jako obserwatorzy przedstawiciele Litwy, Łotwy, Niemiec i Włoch.

Plany na przyszłość przewidują m.in. budowę dwóch pierścieni magazynujących ciężkie jony o energii do ok. 1 GeV/nukleon, źródła promieniowania synchrotronowego, przebudowę reaktora impulsowego. Nie jest jeszcze jasne w jaki sposób zostaną zapewnione podstawy finansowe działalności.

*CERN Courier* 32, Nr 8 (1992)

*B. W.*



## Doktorat *h. c.* dla Adamczewskiego

Akademia Medyczna w Gdańsku nadała tytuł doktora *honoris causa* Ignacemu Adamczewskiemu, emerytowanemu profesorowi tej Uczelni.

Uroczystość nadania tytułu odbyła się 1 października 1992 r. w trakcie inauguracji roku akademickiego 1992/93 Akademii Medycznej. Promotorem przewodu doktorskiego był uczeń i współpracownik prof. Adamczewskiego – prof. Józef Terlecki.

Ignacy Adamczewski urodził się 25 stycznia 1907 r. w Warszawie. Studiował fizykę na Uniwersytecie im. Józefa Piłsudskiego i tam uzyskał stopień magistra filozofii w zakresie fizyki w 1932 r. i stopień doktora fizyki w 1936 r. Był uczniem, asystentem i współpracownikiem prof. Czesława Białobrzęskiego. Z jego inicjatywy została zorganizowana pracownia ciekłych dielektryków przy Zakładzie Fizyki Teoretycznej UW, na ul. Oczuki 3.

Brał udział w kampanii wrześniowej 1939 r., w czasie okupacji uczestniczył w tajnym nauczaniu. Był więźniem Oświęcimia.

W okresie powojennym stworzył znaczący w świecie ośrodek fizyki ciekłych dielektryków w Politechnice Gdańskiej i w Akademii Medycznej, jako profesor tych uczelni. Wyniki prac naukowych ośrodka gdańskiego, kierowanego przez prof. Adamczewskiego aż do 1974 r., przedstawiane na wielu konferencjach międzynarodowych i w licznych publikacjach, stały się podstawą kilkunastu rozpraw doktorskich i habilitacyjnych w tej dziedzinie fizyki. Podsumowaniem działalności całego zespołu jest m.in. opracowana przez Adamczewskiego monografia *Jonizacja i przewodnictwo ciekłych dielektryków* (PWN, 1963). Unowocześnione wersje tej monografii ukazały się we Francji (1968), Anglii i USA (1969) i w ZSRR (1972).



Prezydent miasta Gdyni pani mgr inż. Franciszka Cegielska składa gratulacje prof. Adamczewskiemu

Szereg prac Adamczewskiego dotyczyło również detekcji promieniowania jonizującego oraz zastosowania radioizotopów w medycynie.

Profesor Adamczewski jest autorem wielu podręczników akademickich z fizyki, w tym kilku przeznaczonych dla studentów akademii medycznych.

W latach 1971–74 Adamczewski był profesorem Uniwersytetu w Salford (Anglia). Zorganizował tam od podstaw pracownię detektorów promieniowania jonizującego, wykorzystujących ciekłe dielektryki. Nadal uczestniczył w pracach tej grupy. Prowadził też wykłady i semina-

ria na zaproszenie wielu ośrodków z Anglii, Francji, USA, Niemiec i ZSRR.

Od 1963 r. jest członkiem grupy Pugwash, w działaniach której aktywnie uczestniczył.

Za swoją działalność prof. Adamczewski otrzymał wiele wyróżnień, w tym Krzyż Oficerski i Komandorski Orderu Odrodzenia Polski oraz medale: Zasłużony Nauczyciel PRL, Komisji Edukacji Narodowej, Zwycięstwa i Wolności. Za zasługi dla uczelni Politechnika Gdańska nadała mu w 1985 r. tytuł doktora *honoris causa*.

W czasie tegorocznej inauguracji roku akademickiego w Akademii Medycznej w Gdańsku prof. Adamczewski wygłosił krótki wykład „Wkład nauki polskiej do nauki światowej w dziedzinie jonizacji i przewodnictwa ciekłych dielektryków”.

Więcej informacji o życiu i pracy prof. Adamczewskiego zawiera rozmowa Profesora z jego uczniem i bliskim współpracownikiem prof. Olgierdem Gzowskim (*Postępy Fizyki* 39, 543 (1988)), a także recenzja prof. Gzowskiego monografii Adamczewskiego (*Postępy Fizyki* 22, 441 (1971)).

*Czesław Szmytkowski*

## Superkomputer w Pradze

Pierwszy we wschodniej i centralnej Europie superkomputer wektorowy Cray YMP-EL (tzw. „baby Cray”) jest instalowany w Pradze w Instytucie Fizyki Czecho-Słowackiej Akademii Nauk.

Dr J. Nadrchal, który kieruje sprawami komputeryzacji w tym Instytucie, oznajmił, że dostarczenie komputera było wstrzymywane przez prawie rok, gdyż konieczne było uzyskanie licencji COCOM na podłączenie urządzenia do sieci komputerowych. Amerykanie są nadal bardzo czuli na dostęp do superkomputerów. Ograniczanie połączeń Internetu do uzna-

nych użytkowników wydaje się nieco przesadzoną ostrożnością, gdyż dostęp można uzyskać poprzez inne komputery.

Poza Instytutem Fizyki z superkomputera będą korzystać (20% czasu maszyny) również inne instytuty Akademii Nauk, a wkrótce prawdopodobnie także uniwersytety.

*Europhys. News* 23, Nr 8 (1992)

*B. W.*

## Muzyko-fizycy

W poprzedniej Kronice wspominaliśmy, a w tym zeszycie informujemy obszernie (artykuł prof. Hennela na s. 79), o Międzywydziałowych Indywidualnych Studiach Matematyczno-Przyrodniczych w Uniwersytecie Warszawskim. Idea kształcenia interdyscyplinarnego nie jest bynajmniej specjalnością tylko warszawską. Ostatnio Laboratorium im. Blacketta Wydziału Fizyki Imperial College w Londynie i Royal College of Music zaczęły organizować wspólne studium. Założeniem jest aby absolwenci, po czterech latach nauki, byli kompetentnymi fizykami i kompetentnymi wykonawcami muzyki.

Kandydaci muszą odpowiadać warunkom normalnie stawianym przez Imperial College oraz przejść w RCM egzamin z umiejętności gry na jakimś instrumencie. Planuje się przyjmowanie nie więcej niż 10 studentów rocznie. Program studiów będzie zawierał 2/3 przedmiotów wchodzących w zakres kursu fizyki i 1/3 przedmiotów muzycznych (m.in. wykonawstwo instrumentalne, teoria słyszenia, historia muzyki) rozłożonych na 4 lata zamiast zwykłych w Imperial College 3 lat.

Łączenie fizyki z muzyką nie jest nowością w Imperial College. Od kilku już lat przyznawano 5 stypendiów rocznie studentom, którzy chcieli uczyć się indywidualnie w RCM gry na instrumencie.

*Phys. World* 5, Nr 10 (1992)

*B. W.*

## E. H. Land (1909-1992)

Dnia 1 marca 1992 zmarł w Cambridge, Ma. (USA) Edwin H. Land, twórca systemu natychmiastowego uzyskiwania fotografii „polaroid”.

Land, urodzony 7 maja 1909 w stanie Connecticut, rozpoczął studia na Uniwersytecie Harvarda, przerwał je jednak i nigdy nie uzyskał stopnia naukowego. Zajął się działalnością przemysłową, przede wszystkim wytwarzaniem syntetycznych polaryzatorów. W 1937 r. założył własną firmę Polaroid Corporation, gdzie tak potrafił zorganizować pracę, że większość czasu mógł poświęcać badaniom naukowym. Ideę fotografii natychmiastowej podjął w 1943 r. i już w 1948 r. zrealizował ją w skali przemysłowej. Początkowo była to fotografia biało-czarna z jednostopniowym wywoływaniem o prędkości odpowiedniej do stosowania w amatorskich aparatach fotograficznych. Z czasem rozwinął tę metodę na fotografię barwną. Kamery Polaroid, pozwalające rejestrować np. obrazy z ekranu oscyloskopu czy z wyświetlaczy przyrządów elektronicznych, mikroskopów

polaryzacyjnych itp. stanowiły dla fizyków ogromne ułatwienie w pracy laboratoryjnej.

W 1979 Land ufundował the Rowland Institute for Science, gdzie z niewielką grupą współpracowników mógł bez zakłóceń pracować nad problemami „niewątpliwie ważnymi a wydającymi się nieomal nie do rozwiązania”. Rozwiązywane zagadnienia były bardzo różne – sztuczna inteligencja, algorytmy genetyczne, nowe materiały optyczne, skaningowa mikroskopia tunelowa, holografia, nowe barwniki fluorescencyjne, kinetyka procesów z udziałem protein, psychofizyka widzenia barwnego. Land był zdania, że układ widzenia nie pracuje jak zwykły fotometr, tj. że postrzeganie jakiejś barwy w jednym punkcie skomplikowanego obrazu barwnego nie jest prostą sumą natężenia światła czerwonego, zielonego i niebieskiego dochodzącego do oka. Oko i mózg generują, wg niego, skale jasności pochodzące z informacji uzyskanej z całego pola widzenia. Swoje idee Land ilustrował na wykładach publicznych pięknymi i zaskakującymi pokazami.

*Phys. Today* 45, Nr 4 (1992)

B. W.



## KALENDARZ IMPREZ

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

### 1993

22 – 23 maja 1993, Ustroń-Jaszowiec

II International Introductory Course on Physics of Semiconductors

Fundacja „Pro Physica”, dr Perła Kacman, Inst. Fizyki PAN, Al. Lotników 32/46, 02-668 Warszawa, tel: (022) 436861, fax: (022) 430926, e-mail: perla@plearn.bitnet.  
Z: 15.3.93, U: 50 (studenci z Czech, Litwy, Polski, Słowacji, Ukrainy, Węgier), ang.

24 – 28 maja 1993, Ustroń-Jaszowiec

XXII International School on Physics of Semiconducting Compounds

ZWC „Unipress” PAN, Inst. Fizyki PAN, Wydział Fizyki UW, dr Andrzej Suchocki, IF PAN, Al. Lotników 32/46, 02-668 Warszawa, tel: (022) 436861, fax: (022) 430926, e-mail: suchy@planif61.bitnet.  
Z,A: 15.3.93, P, U: 200, ang.

24 – 28 maja 1993, Kazimierz Dolny

XVI Międzynarodowa Warszawska Konferencja Cząstek Elementarnych

Inst. Fizyki Teoretycznej i Inst. Fizyki Doświadczalnej UW oraz Inst. Problemów Jądrowych, dr Z. Ajduk, IFT UW, Hoża 69, 00-681 Warszawa, tel: 6283031 w. 226, e-mail: ajduk@fuw.edu.pl.  
Z: 31.3.93, A: 15.4.93, P, U: 100, ang.

24 – 28 maja 1993, Warszawa

Diffractionometry

SPIE – Polish Chapter, prof. M. Pluta, Inst. Optyki Stosowanej, Markowska 18, 03-742 Warszawa, tel: 184405, fax: 133265.  
ang.

5 – 9 lipca 1993, Kraków

Energy Systems and Ecology, Int. Conf. ENSEC '93

Inst. Techniki Ciepłej Politechniki Śląskiej, Konarskiego 22, 44-100 Gliwice, tel: 314116.

18 – 28 sierpnia 1993, Piaski

23<sup>rd</sup> Mazurian Lakes Summer School on Nuclear Physics

Inst. Problemów Jądrowych, Uniw. Warszawski, Państw. Agencja Energii Atomowej, prof. Z. Sujkowski, IPJ, 05-400 Świerk, tel: 798627, e-mail: sujkowski@plearn.bitnet.  
P, U: 150, ang.

3 – 8 września 1993, Szczyrk

III International School on Quantum Optics

Inst. Fizyki PAN, Centrum Fizyki Teor. PAN, dr Piotr Zalicki, IF PAN, Al. Lotników 32/46, 02-668 Warszawa, tel: (022) 436704, fax: (022) 430926, e-mail: optics@planif61.bitnet.

Z: 30.3.93, P, U: 100, ang.

12 – 25 września 1993, Zakopane

1993 European School of High-Energy Physics

CERN, Miss S. M. Tracy, School of Physics, CERN/DG-A, CH-1211 Genève 23, Szwajcaria.

Z: 31.3.1993, ang.

14 – 17 września 1993, Rydzyna

Non-Conventional Optical Imaging Elements

Inst. Fizyki Politechniki Wrocławskiej, doc. Jerzy Nowak, IF PWR, Wybrzeże Wyspiańskiego 27, 50-370 Wrocław, tlx: 712559 pwr pl lub 712254 pwr pl, fax: (071) 223664, e-mail: adam@plwrtu11.bitnet.

P, ang.

20 – 23 września 1993, Kraków

XXXII Zjazd Fizyków Polskich

Oddział Krakowski PTF, prof. J. Niewodniczański, Wydział Fizyki i Techniki Jądrowej AGH, Al. Mickiewicza 30, 30-059 Kraków, tel: (012) 336377, tlx: 0322203 agh pl, fax: (012) 340010, e-mail: zjazd@mifitj.ifj.edu.pl.

## 1994

1994, Wrocław

11<sup>th</sup> Int. Conf. Solid Compounds of Transition Elements

Inst. Niskich Temp. i Badań Strukturalnych PAN, prof. W. Suski, INTiBS PAN, pl. Katedralny 1, 50-950 Wrocław.

maj 1994, Warszawa

4<sup>th</sup> Int. Symposium on Systems with Fast Ionic Transport

Inst. Fizyki Politechniki Warszawskiej, prof. W. Jakubowski, IF PW, Koszykowa 75, 00-662 Warszawa, tel: 499831, tlx: 813307 pw.

16 – 20 maja 1994, Warszawa

Interferometry '94

SPIE – Polish Chapter, prof. M. Pluta, Inst. Optyki Stosowanej, Markowska 18, 03-742 Warszawa, tel: 184405, fax: 133265.

ang.

18 – 26 maja 1994, Ustroń-Jaszowiec

Int. School and Symposium on Synchrotron Radiation in Natural Science – ISSRNS '94

Polskie Towarzystwo Promieniowania Synchrotronowego, dr K. Ławniczak-Jabłońska,  
Inst. Fizyki PAN, Al. Lotników 32/46, 02-668 Warszawa, tel: 437001, fax: 430926, e-mail:  
jablo@ifpan.edu.pl

P, U: 120, ang.

22 - 26 sierpnia 1994, Poznań

Int. Conf. on Magnetism, ICM '94

Inst. Fizyki Molekularnej PAN, prof. J. Morkowski, IFM PAN, Smoluchowskiego 17/19,  
60-179 Poznań.

## NOWE KSIĄŻKI

- Zygmunt Ajduk (red.), *Physics Research in Poland 1992–1993. Directory*, Ośrodek Wydawnictw Naukowych, Poznań 1992, s. 203.
- Joseph W. Goodman, *Optyka statystyczna*, tłum. Marek Kowalczyk oraz Małgorzata i Jacek Sochaccy, PWN, Warszawa 1993, s. 459.
- R. K. Luneburg, *Matematyczna teoria optyki*, tłum. Wanda Stępień-Rudzka, PWN, Warszawa 1993, s. 401.
- Czesław Rymarz, *Mechanika ośrodków ciągłych*, PWN, Warszawa 1993, s. 514.
- Koichi Shimoda, *Wstęp do fizyki laserów*, tłum. Włodzimierz Komar, PWN, Warszawa 1993, s. 252.

## Informacje dla autorów

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

- 1) Artykuły powinny mieć charakter przeglądowy i być przystępne dla ogółu fizyków. Bardziej szczegółowe wskazówki co do ich charakteru przedstawione są w *Postęпах Fizyki* **24**, 701 (1973); **33**, 299 (1982). O przyjęciu pracy do druku decyduje Komitet Redakcyjny.
- 2) *Postępy Fizyki* są obecnie składane komputerowo. Aby skrócić cykl wydawniczy proponujemy Autorom przygotowującym swe artykuły na komputerach nadsyłać, wraz z maszynopisami, tekstów artykułów pocztą elektroniczną (nasz adres: [postepy@fuw.edu.pl](mailto:postepy@fuw.edu.pl)) lub na dyskietkach. Możemy przyjmować dyskietki 5,25" i 3,5", o dowolnej gęstości zapisu, w standardzie IBM lub Mac. Redakcja gwarantuje zwrot dyskietek natychmiast po skopiowaniu zapisów.
  - Osoby korzystające z  $\text{T}_{\text{E}}\text{X}$ -a mogą nadsyłać gotowe składy (zapisane krojem podstawowym, bez wyróżnień strony tytułowej itp.), najlepiej w formacie Plain z polskimi literami kodowanymi zgodnie z systemem MeX.
  - Teksty z ChiWritera (z podaniem klucza stosowanego dla polskich liter) możemy przyjmować w wersji oryginalnej.
  - Przy innych edytorach prosimy o przygotowanie niesformatowanego pliku ASCII i listy kodów, pod którymi ukryte są znaki polskiego alfabetu.
- 3) Maszynopisy pracy należy nadsyłać pod adresem: Redakcja *Postępów Fizyki*, ul. Hoża 69, 00-681 Warszawa. Autorzy, którzy nie mogą dostarczyć tekstu artykułu pocztą elektroniczną lub na dyskietce, są proszeni o przesłanie **dwóch** egzemplarzy maszynopisu (także rysunków, tablic itd.). W liście towarzyszącym prosimy podać dokładny adres (również komputerowy) do dalszej korespondencji.
- 4) 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.
- 5) Rysunki należy wykonać starannie na oddzielnych arkuszach w rozmiarze 2 do 4 razy większym niż mają być w druku. Napisy, ograniczone do minimum, winny być czytelne i tylko w języku polskim. Na odwrocie rysunku należy podać jego numer, nazwisko autora i pierwsze wyrazy tytułu pracy. Podpisy do rysunków, tablice (z ich tytułami) i spis literatury winny być napisane na oddzielnych stronach.
- 6) Układ strony tytułowej, tekstu, odnośników literaturowych itd. powinien odpowiadać formie przyjętej w *Postęпах Fizyki* (patrz artykuły np. w tym numerze).
- 7) Autora obowiązuje wykonanie korekty autorskiej, którą należy zwrócić w ciągu 3 dni pod adresem Redakcji. Przetrzymanie korekty może spowodować przesunięcie artykułu do następnego zeszytu.
- 8) Autor otrzymuje bezpłatnie 25 egz. odbitek pracy. Dodatkowe odbitki można zamawiać odpłatnie przy przesyłaniu korekty autorskiej.
- 9) Maszynopisów prac nie zamówionych i nie zakwalifikowanych do druku Redakcja nie zwraca.

# FOTON

Biuletyn Sekcji Nauczycielskiej Polskiego Towarzystwa Fizycznego  
Instytut Fizyki Uniwersytetu Jagiellońskiego  
Wydział Mat.-Fiz.-Chem. Polskiej Akademii Umiejętności w Krakowie  
Fundacja Edukacji Informatycznej Uniwersytetu Jagiellońskiego

## KONKURS „FOTONU”

na demonstrację z fizyki  
na projektorze (rzutniku pisma)

Nie muszą być oryginalne – muszą być dobre  
Można ulepszać cudze pomysły

W maju wielki pokaz tych demonstracji  
i wybór najlepszych

Będą nagrody !

W „Fotonie” opublikujemy najlepsze  
(i wszystkie dobre) demonstracje

Prosimy o nadsyłanie projektów (jak najszybciej) na adres:  
„Foton”, Instytut Fizyki UJ, ul. Reymonta 4, 30-059 Kraków

# POSTĘPY FIZYKI

(dwumiesięcznik)

## WARUNKI PRENUMERATY

1. Wpłaty na prenumeratę są przyjmowane na okresy półroczne.
2. Cena prenumeraty krajowej w 1993 r. wynosi 45 000 zł za pół roku. Cena prenumeraty ze zleceniem dostawy za granicę jest o 100% wyższa od krajowej.
3. Wpłaty na prenumeratę przyjmują:
  - prenumerata krajowa – jednostki kolportażowe „Ruch” i urzędy pocztowe właściwe dla miejsca zamieszkania lub siedziby prenumeratora,
  - prenumerata zagraniczna – Zakład Kolportażu Prasy i Wydawnictw, 00-958 Warszawa, konto: PBK, XIII Oddział Warszawa, nr 370044-1195-139-11.
4. Dostawa zamówionej prasy następuje:
  - przez jednostki kolportażowe „Ruch” – w sposób uzgodniony z zamawiającym,
  - przez urzędy pocztowe – pocztą zwykłą na wskazany adres. W przypadku zlecenia dostawy za granicę pocztą lotniczą, koszt przesyłki lotniczej w pełni pokrywa prenumerator.
5. Terminy przyjmowania prenumeraty krajowej i zagranicznej: do 20 stycznia – na I półrocze, do 20 maja – na II półrocze.

## PRENUMERATA DLA CZŁONKÓW PTF

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

## INFORMATION FOR SUBSCRIBERS

A subscription order can be sent through the local press distributor or directly to the Zakład Kolportażu Prasy i Wydawnictw, 00-958 Warszawa, Poland. Our banker: Państwowy Bank Kredytowy, XIII Oddział Warszawa, Poland, account no. 370044-1195-139-11.

## SPIS TREŚCI

J. Dąbrowski – Dziwność w jądrach .....	3
R. Mills – Pola cechowania .....	23
RÓŻNE	
A. Hryniewicz – Badania naukowe podstawowe i stosowane .....	63
WSPOMNIENIA – ROCZNICE	
J. M. Stepaniak – Wspomnienie o Przemysławie Zielińskim .....	71
ZAGADNIENIA DYDAKTYKI FIZYKI W SZKOŁACH WYŻSZYCH	
A. Hennel – Międzywydziałowe Indywidualne Studia Matematyczno-Przyrodnicze w Uniwersytecie Warszawskim .....	79
ZE ZJAZDÓW I KONFERENCJI .....	83
RECENZJE .....	89
KRONIKA .....	93

## CONTENTS

J. Dąbrowski – Strangeness in nuclei .....	3
R. Mills – Gauge fields .....	23
MISCELLANEA	
A. Hryniewicz – Scientific research: fundamental and applied .....	63
RECOLLECTIONS – ANNIVERSARIES	
J. M. Stepaniak – Recollection of Przemysław Zieliński .....	71
PROBLEMS OF TEACHING PHYSICS IN ACADEMIC SCHOOLS	
A. Hennel – Individual Interfaculty Science Studies at the Warsaw University .....	79
MEETINGS AND CONFERENCES .....	83
REVIEWS .....	89
CHRONICLE .....	93