

---

**PTF**

**DWUMIESIĘCZNIK  
POŚWIĘCONY  
UPOWSZECHNIANIU  
WIEDZY  
FIZYCZNEJ**

# **POSTĘPY FIZYKI**

**TOM 32  
ZESZYT 3  
1981**

---

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

## ZARZĄD

Prezes

Prof. dr ZDZISŁAW WILHELMI

Wiceprezesa

Prof. dr GRZEGORZ BIAŁKOWSKI

Prof. dr ANDRZEJ HRYNKIEWICZ

Sekretarz Generalny

Doc. dr PIOTR DECOWSKI

Skarbnik

Prof. dr AUGUST CHEŁKOWSKI

Członkowie Zarządu

Prof. dr JERZY CZERWONKO

Prof. dr FRANCISZEK KACZMAREK

Prof. dr JAN STANKOWSKI

Dr hab. JAN TÖKE

Prof. dr JANUSZ ZAKRZEWSKI

oraz redaktorzy naczelni czasopism PTF

Prof. dr ADAM SOBICZEWSKI — *Postępy Fizyki*

Prof. dr WIESŁAW CZYŻ — *Acta Physica Polonica*

Doc. dr MICHAŁ ŚWIĘCKI — *Delta*

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

## PRZEWODNICZĄCY ODDZIAŁÓW TOWARZYSTWA

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

Doc. dr MIKOŁAJ ROZWADOWSKI (*Bydgoszcz*)

Doc. dr JACEK DWORAKOWSKI (*Częstochowa*)

Doc. dr BRONISŁAW JACHYM (*Gdańsk*)

Dr ANDRZEJ SYCZ (*Gliwice*)

Dr JÓZEF KUŹMIŃSKI (*Katowice*)

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

Prof. dr JACEK HENNEL (*Kraków*)

Doc. dr MAKSYMILIAN PIŁAT (*Lublin*)

Doc. dr STANISŁAW MICHALAK (*Łódź*)

Doc. dr hab. JÓZEF KUSZ (*Opole*)

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

Prof. dr ROMAN WYRZYKOWSKI (*Rzeszów*)

Doc. dr TADEUSZ REWAJ (*Szczecin*)

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

Doc. dr JAN PETYKIEWICZ (*Warszawa*)

Prof. dr hab. JAN MOZRZYMAS (*Wrocław*)

ADRES ZARZĄDU

00-681 WARSZAWA, ul. Hoża 69



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

# POSTĘPY FIZYKI

DWUMIESIĘCZNIK POŚWIĘCONY UPOWSZECHNIANIU  
WIEDZY FIZYCZNEJ

TOM 32, ZESZYT 3

PAŃSTWOWE WYDAWNICTWO NAUKOWE

1981

## RADA REDAKCYJNA

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

## KOMITET REDAKCYJNY

*Redaktor Naczelny* — Adam Sobiczewski

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

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

## Korespondenci Oddziałów PTF

mgr *Irena Lasocka* (Białystok)  
dr *Wojciech Lenkow* (Częstochowa)  
dr *Stanisław Zachara* (Gdańsk)  
doc. dr hab. *Józef Szpilecki* (Gliwice)  
dr *Janusz Frąckowiak* (Katowice)  
dr *Anna Kapuścik* (Kraków)  
mgr *Józef Pomorski* (Lublin)  
prof. dr hab. *Leszek Wojtczak* (Łódź)  
mgr *Wojciech Dindorf* (Opole)  
doc. dr hab. *Andrzej Graja* (Poznań)  
mgr *Alina Lakner-Małowicz* (Szczecin)  
dr *Hanna Męczyńska* (Toruń)  
doc. dr hab. *Aniela Wolska* (Warszawa)  
dr *Bernard Jancewicz* (Wrocław)

---

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

Nakład 2436+94 egz. Ark. wyd. 8,75. Ark. druk.  $7\frac{7}{16}$ +1 wkł. Papier druk. sat. kl. III. 70×100 70 g. Oddano do składu w lutym 1981. Podpisano do druku w czerwcu 1981. Druk ukończono w czerwcu 1981. Zam. 117/81 Cena zł 15.—

---

*Drukarnia Uniwersytetu Jagiellońskiego, Kraków, Manifestu Lipcowego 13*

*Stefan Pokorski*  
*Tomasz R. Taylor*

Instytut Fizyki Teoretycznej  
 Uniwersytet Warszawski  
 Warszawa

## Czy chromodynamika kwantowa jest teorią oddziaływań silnych?

### Is Quantum Chromodynamics the Theory of Strong Interactions?

*Abstract:* The problem of testing quantum chromodynamics is discussed on elementary level. Special emphasis is put on difficulties due to the non-existence of free quarks and gluons and on the role of the three-gluon coupling present in the theory.

#### 1. Wstęp

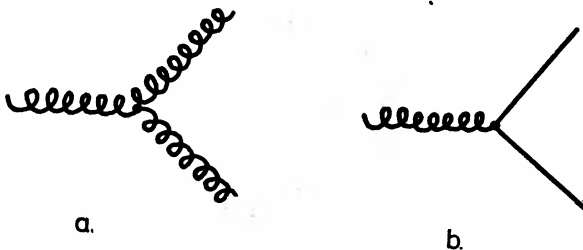
Sytuacja w fizyce oddziaływań silnych jest obecnie dosyć paradoksalna. Od wielu lat gromadzony był systematycznie bogaty materiał doświadczalny i rosła nasza empiryczna wiedza o oddziaływaniach między hadronami. Trudno było jednak ująć tę mnogość faktów doświadczalnych w solidny i wystarczająco ogólny schemat teoretyczny, który mógłby pretendować do miana teorii oddziaływań silnych. Formulowane „teorie” okazywały się fragmentaryczne i, choć często korelowały czy nawet wyjaśniały sporo prawidłowości obserwowanych doświadczalnie, z biegiem czasu rodziło się zawsze przekonanie, że nie są one wystarczająco fundamentalne. I oto od niedawna obserwujemy, rzecz można, zupełnie jakościowo nową sytuację: coraz powszechniej uważa się za bardzo prawdopodobne, że od dawna poszukiwana teoria oddziaływań silnych została wreszcie odkryta. Kandydatem jest chromodynamika kwantowa. Paradoksalność sytuacji polega na tym, że olbrzymia większość zgromadzonych danych doświadczalnych jest na razie poza zasięgiem przewidywań tej teorii i nie może być użyta do sprawdzenia jej przez konfrontację z doświadczeniem. Przekonanie o prawdziwości chromodynamiki kwantowej oparte jest prawie wyłącznie na jej dwu bezspornych zaletach: niezmienniczości względem transformacji cechowania i swobodzie asymptotycznej. Pierwsza własność stwarza nadzieję na jednolity opis wszystkich oddziaływań (teorią z cechowaniem jest elektrodynamika kwantowa i najprawdopodobniej również teoria oddziaływań słabych). Druga własność wyjaśnia jakościowo sukcesy fenomenologiczne modelu partonowego stosowanego do opisu tzw. oddziaływań twardych, to znaczy zderzeń z dużym przekazem pędu. Trudności z jednoznacznym sprawdzeniem teorii w konfrontacji z doświadczeniem biorą się stąd,

że chromodynamika kwantowa jest teorią oddziaływań kwarków i gluonów. Hadrony powinny się pojawić w teorii jako stany związane fundamentalnych pól kwarkowych i gluonowych. Niestety problemu tego nie udaje się na razie rozwiązać (często mówi się równoważnie o problemie uwięzienia kwarków) i wszystkie ilościowe przewidywania chromodynamiki kwantowej oparte są na rachunku perturbacyjnym, w którym w stanach początkowych i końcowych występują kwarki i gluony. Pojawia się oczywiste pytanie, czy przewidywania te mają jakąkolwiek wartość dla rzeczywistych procesów z udziałem hadronów. Jak już wspomnieliśmy, odpowiedź jest negatywna w większości przypadków. Sądzi się jednak, że istnieje pewna klasa, niestety bardzo rzadkich procesów, w których dla pewnych wielkości fizycznych można zaniedbać wpływ procesu hadronizacji (tzn. zamiany kwarków i gluonów na hadrony). Są to te same procesy twarde, do których stosowano poprzednio fenomenologiczny model partonów. Doświadczenie sugeruje zdecydowanie, że hadronizacja jest procesem miękkim, którego typową skalą jest średni pęd poprzeczny (300—400 MeV) w zderzeniach hadron-hadron (świadczy o tym np. struktura dwujetowa obserwowana w anihilacji elektron-pozyton w hadrony). W skali czasu mamy więc do czynienia z efektem o długim czasie charakterystycznym,

w przeciwieństwie do oddziaływań twardych kwarków i gluonów, dla których  $\Delta t \sim \frac{1}{\sqrt{Q^2}}$

( $Q^2$  jest przekazem pędu). Jest wielce prawdopodobne, i takie jest ogólne przekonanie, że istnieje pewna faktoryzacja pomiędzy zjawiskami o bardzo różnych skalach czasu. W naszym przypadku oznaczałoby to, że nieperturbacyjny proces hadronizacji nie wpływa na przebieg reakcji na poziomie oddziaływania kwarków i gluonów w bardzo krótkich chwilach czasu, opisywanego w ramach rachunku perturbacyjnego w chromodynamice kwantowej. Innymi słowy w pewnych wypadkach proces hadronizacji powoduje jedynie pewne rozmycie (zaniedbywalne asymptotycznie) struktury przewidzianej przez rachunek perturbacyjny. W konsekwencji wyniki pewnej klasy doświadczeń powinny zgadzać się z przewidywaniami rachunków perturbacyjnych. Jest więc nadzieja na możliwość jednoznacznego porównania teorii z doświadczeniem, nawet jeśli problem uwięzienia kwarków nie zostanie rozwiązany w ciągu najbliższych lat. Widzimy jednak, że problem nie jest łatwy ze względu na bardzo ograniczoną i trudno dostępną doświadczalną klasę oddziaływań, które mogą dostarczyć wartościowych testów chromodynamiki kwantowej na obecnym (wyłącznie perturbacyjnym) etapie rozwoju teorii.

Artykuł niniejszy należy traktować jako ciąg dalszy artykułu W. Królikowskiego *Sily w chromodynamice kwantowej* [1], który jest doskonałym wprowadzeniem w historię



Rys. 1

odkrycia i w formalizm chromodynamiki kwantowej. Zajmiemy się tutaj bliżej sprawą przewidywań tej teorii i możliwościami jej weryfikacji doświadczalnej.

Podstawową cechą chromodynamiki kwantowej, wyróżniającą ją spośród innych możliwych teorii pola dla oddziaływania kwarków i gluonów, jest istnienie samooddziaływania gluonów, które w podejściu perturbacyjnym prowadzi do pojawienia się wierzchołka trójgluonowego (rys. 1 a) (a także czterogluonowego, ale rola tego ostatniego jest mniej istotna i będziemy go pomijali w dalszej dyskusji).

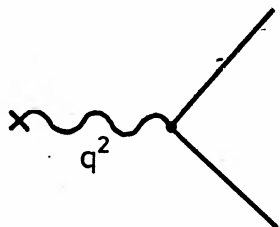
Oczywiście istnieje także w teorii oddziaływania kwark-gluon, tzn. wierzchołek kwark-antykwar-gluon (rys. 1 b), ale takie sprzężenie byłoby prawdopodobnie obecne w jakimkolwiek teoriopowym podejściu do oddziaływań silnych rozumianych jako oddziaływanie kwarków i gluonów i trudno je uważać za charakterystyczne dla chromodynamiki. Charakterystyczne natomiast dla tej teorii jest zachowanie się efektywnej stałej sprzężenia  $\alpha(Q^2)$  występującej w **obu** wierzchołkach, znane jako efekt swobody asymptotycznej i będące pośrednią konsekwencją istnienia sprzężenia trójgluonowego. Używając prostych słów można powiedzieć, że przewidywania teorii możliwe do porównania z doświadczeniem dzielą się na dwie klasy: pierwsza dotyczy efektów fizycznych będących konsekwencjami sprzężenia  $q\bar{q}G$  z efektywną stałą sprzężenia  $\alpha(Q^2)$  charakterystyczną dla chromodynamiki; do drugiej klasy należą zjawiska **bezpośrednio** związane z istnieniem sprzężenia trójgluonowego. Większość dotychczasowych prób doświadczalnego sprawdzenia teorii należy do pierwszej grupy. Jak wspomnieliśmy, oparte są one na ilościowo słabym efekcie zależności efektywnej stałej sprzężenia od  $Q^2$  i nie są jeszcze zbyt przekonujące. Dlatego też najbardziej pożądana i jednoznaczna dla chromodynamiki byłaby doświadczalna obserwacja efektów świadczących bezpośrednio o istnieniu sprzężenia trójgluonowego. O możliwościach takich będziemy również mówili w dalszej części tego artykułu.

Jak widać, kluczowe dla chromodynamiki jest pojęcie efektywnej stałej sprzężenia i dlatego, zdając sobie sprawę, że będzie to do pewnego stopnia powtórzenie w stosunku do artykułu [1], chcielibyśmy zacząć od omówienia tej sprawy w następnym rozdziale.

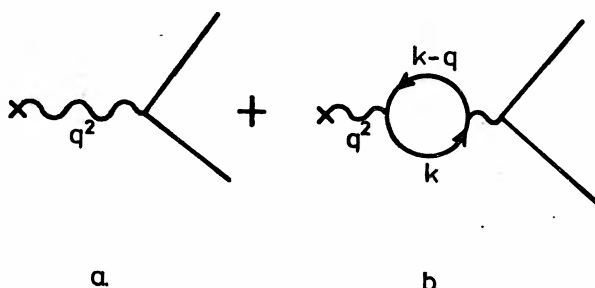
## 2. „Biegnąca” stała sprzężenia

Przedyskutujmy najpierw pojęcie efektywnej stałej sprzężenia na przykładzie elektrodynamiki kwantowej. Jest to teoria zależna od dwóch dowolnych parametrów: masy elektronu  $m$  i stałej sprzężenia  $e$  pola elektronu z polem elektromagnetycznym. Załóżmy, że znamy parametr  $m$ . Jedną z możliwych metod pomiaru stałej sprzężenia  $e$  polega na obliczeniu z teorii przekroju czynnego na rozpraszanie elektronu np. w polu jądra atomowego, który jest funkcją stałej sprzężenia  $e$ , i porównaniu wyniku z doświadczeniem. Załóżmy wstępnie, że oddziaływanie jest słabe to znaczy stała  $e$  mała (stała sprzężenia w elektrodynamice jest wielkością bezwymiarową) i zastosujmy rachunek zaburzeń. W pierwszym rzędzie (przybliżenie Borna) rozpraszanie elektronu w polu ciężkiego jądra atomowego opisywane jest następującym diagramem Feynmana (rys. 2) odpowiadającym amplitudzie  $A \sim Ze^2/q^2$ . Wynik ten porównujemy z doświadczeniem i okazuje się, że w **obszarze bardzo małych wartości**  $q^2$  potwierdza ono przewidywaną zależność przekroju czynnego od  $q^2$  ze współczynnikiem  $e^2$  takim, że  $\alpha = e/4\pi \approx 1/137$ . (Wyznaczony w ten

sposób parametr  $e$  jest równy ładunkowi elektronu podanemu w jednostkach  $\hbar = c = 1$ ). Warto podkreślić, że zmierzoną stałą sprzężenia  $\alpha$  powinniśmy oznaczać jako  $\alpha(q^2 = 0)$ , gdyż wyznaczona ona została z pomiaru przekroju czynnego na rozpraszanie w obszarze bardzo małych wartości  $q^2$ . Ze względu na małą wartość wyznaczonej stałej sprzężenia wydaje się, że nasza procedura jest samozgodna i zastosowanie rachunku zaburzeń uspra-



Rys. 2



Rys. 3

wiedliwione. Przejdźmy więc do uwzględnienia następnego rzędu w rachunku perturbacyjnym i rozpatrzmy sumę diagramów pokazaną na rys. 3. Ograniczając się do wypisania części propagatorowej tych diagramów mamy wyrażenie następujące:

$$\frac{-ig_{\mu\nu}}{q^2} + \left(\frac{-i}{q^2}\right) I_{\mu\nu}(q) \left(\frac{-i}{q^2}\right),$$

gdzie

(2.1)

$$I_{\mu\nu}(q) = - \int \frac{d_4 k}{(2\pi)^4} \text{Tr} \left[ (-ie\gamma_\mu) \frac{i}{\hat{k}-m} (-ie\gamma_\nu) \frac{i}{\hat{k}-\hat{q}-m} \right].^*$$

Widać od razu, że wkład od diagramu (b) jest rozbieżny i wbrew zakończonemu sukcesem zastosowaniu teorii w najniższym rzędzie, dochodzimy na pozór do sprzeczności z ideą stosowania rachunku zaburzeń. Wiadomo doskonale, że trudności te potrafimy ominąć poprzez nadanie swoistej interpretacji rachunkom teoretycznym sprowadzającej się do procedury regularyzacji i renormalizacji. Nie jest to odpowiednie miejsce do szczegółowego omawiania tych dobrze znanych zagadnień. Ograniczymy się tylko do pewnych uwag nieco przybliżających końcowy wynik w naszym konkretnym problemie. Procedura regularyzacji pozwala wydzielić części rozbieżne i części skończone w całce (2.1). Najbardziej elegancką, technicznie najprostszą i najczęściej obecnie stosowaną procedurą

\* zamiast symboli  $p, q, k$  przekreślonych będziemy używali symboli  $\hat{p}, \hat{q}, \hat{k}$ .



jest tzw. regularyzacja wymiarowa. Polega ona na obliczeniu całki (2.1) w  $(4-\varepsilon)$  wymiarach (całka jest wtedy zbieżna). Przejście do granicy  $\varepsilon \rightarrow 0$  prowadzi do pojawienia się biegunów typu  $\frac{1}{\varepsilon}$  oraz części skończonych. Otrzymujemy w rezultacie następujące wyrażenie:

$$e^2 \left[ -\frac{ig_{\mu\nu}}{q^2} + \frac{(-i)}{q^2} I_{\mu\nu} \frac{(-i)}{q^2} \right] = -\frac{ig_{\mu\nu}}{q^2} e^2 \left[ 1 - \frac{2\alpha}{3\pi} \frac{1}{\varepsilon} + \frac{2\alpha}{\pi} \int_0^1 dx x(1-x) \ln \left[ -\frac{q^2}{\mu^2} x(1-x) + \frac{m^2}{\mu^2} \right] + \text{const} \right], \quad (2.2)$$

gdzie  $\mu$  jest zupełnie dowolnym parametrem o wymiarze masy. Jego wprowadzenie wiąże się z procedurą regularyzacji wymiarowej i wynika z konieczności operowania wielkościami bezwymiarowymi w pewnych pośrednich krokach rachunku.

Rozpatrzmy teraz pełną amplitudę odpowiadającą sumie grafów (a) i (b), gdy  $q^2 \rightarrow 0$ .<sup>1</sup> W oparciu o wyrażenie (2.2) otrzymujemy wtedy:

$$A \sim \frac{e^2}{q^2} \left[ 1 - \frac{2\alpha}{3\pi} \frac{1}{\varepsilon} + \frac{2\alpha}{3\pi} \ln \frac{m^2}{\mu^2} + \text{const} \right].$$

Widać więc, że uwzględniając kolejny rząd szeregu perturbacyjnego dochodzimy do następującego wniosku: w rozpraszaniu przy  $q^2 \rightarrow 0$  nie mierzymy wyjściowego parametru teorii  $e^2$ , lecz pewną wielkość

$$e_R^2(q^2=0) = e^2 \left[ 1 - \frac{2\alpha}{3\pi} \frac{1}{\varepsilon} + \frac{2\alpha}{3\pi} \ln \frac{m^2}{\mu^2} + \text{const} \right], \quad (2.3)$$

którą nazywamy zrenormalizowaną stałą sprzężenia. Rozbieżności pojawiające się w teorii zaabsorbowałyśmy w fizyczny parametr, który wyznaczamy z doświadczenia. Teoria jest renormalizowalna, jeśli taka procedura jest możliwa w każdym rzędzie rachunku zaburzeń i w rezultacie wyniki fizyczne zależą wyłącznie od wartości zrenormalizowanej stałej sprzężenia, którą jak na razie postanowiliśmy wyznaczać z rozpraszania przy  $q^2 \rightarrow 0$ .

Widzimy, że uwzględnienie diagramu (b) nie odgrywa roli przy opisie rozpraszania gdy  $q^2$  jest bliskie zeru, jeśli punkt  $q^2=0$  jest punktem renormalizacji stałej sprzężenia.

Pełny wkład opisany jest wtedy amplitudą  $A \sim \frac{e_R^2(q^2=0)}{q^2}$  z parametrem  $e_R(q^2=0)$  do wyznaczenia z doświadczenia. Rozpatrzmy teraz przypadek  $q^2 \neq 0$ . Korzystając z zrenormalizowanej stałej  $e_R^2(q^2=0)$  można przepisać wyrażenie (2.2) w następującej postaci:

$$-\frac{ig_{\mu\nu}}{q^2} \left[ e_R^2 + e_R^2 \frac{2\alpha_R}{\pi} \int_0^1 dx x(1-x) \ln \left( 1 - \frac{q^2}{m^2} x(1-x) \right) \right]. \quad (2.4)$$

<sup>1</sup> Nie dyskutujemy tutaj pozostałych diagramów w tym samym rzędzie rachunku perturbacyjnego, których wkład, jak wiadomo, redukuje się wzajemnie.

Zwróćmy uwagę, że przechodząc od wyrażenia (2.2) do (2.4) skorzystaliśmy z definicji stałej  $e_R^2(q^2 = 0)$ , oraz zastąpiliśmy współczynnik  $e^2\alpha$  stojący przy całce przez współczynnik  $e_R^2\alpha_R$ . Jest to uzasadnione, gdyż jak widać z wyrażenia (2.3), różnica jest rzędu  $e^4$ , my zaś prowadzimy rachunki w rzędzie  $e^2$ . Warto dodać, że ta różnica jest wprawdzie formalnie rozbieżna, ale rozbieżności kasują się z rozbieżnościami pojawiającymi się we wkładzie do amplitudy w rzędzie  $e^4$  i na tym właśnie polega renormalizowalność teorii. W szczególności, dla dużych ujemnych  $q^2$ , wyrażenie (2.4) daje nam następującą amplitudę  $A$  dla sumy grafów (a) i (b):

$$A(q^2) \sim \frac{e_R^2(q^2 = 0)}{q^2} \left( 1 + \frac{\alpha_R(q^2 = 0)}{3\pi} \ln \frac{|q^2|}{m^2} \right). \quad (2.5)$$

Otrzymujemy więc skończony wkład grafu (b) do rozpraszania przy  $q^2 \neq 0$  i jest on rzędu  $\alpha_R(q^2 = 0) \ln \frac{|q^2|}{m^2}$  względem wkładu Borna (a nie rzędu  $\alpha_R$ , jak mogłoby się na pierwszy rzut oka wydawać).

Pamiętajmy, że korzystamy na razie ze stałej sprzężenia zrenormalizowanej w  $q^2 = 0$  lub, innymi słowy, mierzonej przez rozpraszanie prawie do przodu elektronu w polu jądra. Ten wybór wiązał się z faktem, że zależność przekroju czynnego od  $q^2$  w obszarze bardzo małych  $q^2$  jest poprawnie opisana grafem Borna (tzn. jest typu  $1/q^4$ ). Ostatnia własność wynika zaś z możliwości zaniedbania poprawek radiacyjnych (tzn. emisji rzeczywistych fotonów przed i po rozproszeniu), które trzeba uwzględnić dla dużych wartości  $q^2$ . Jest to jednak problem czysto techniczny i pomińmy go na razie. Wtedy odpada jedna w całym poprzednim rozumowaniu przyczyna, dla której należałoby mierzyć stałą sprzężenia przez rozpraszanie w  $q^2 \rightarrow 0$ . Pomiar przy każdej innej wartości  $q^2$  jest równie naturalny i żadna wielkość fizyczna obliczona w teorii nie powinna zależeć od wyboru  $q^2$  (lub inaczej, od wyboru punktu renormalizacji). Wracając do wyrażenia (2.2) widzimy, że renormalizując w punkcie  $q^2$  otrzymujemy

$$A(q^2) \sim \frac{e_R^2(q^2)}{q^2} \quad (2.6)$$

porównując ze wzorem (2.5) dostajemy (dla  $|q^2| \gg m^2$ )

$$e_R^2(q^2) = e_R^2(q^2 = 0) \left( 1 + \frac{\alpha_R(q^2 = 0)}{3\pi} \ln \frac{|q^2|}{m^2} \right). \quad (2.7)$$

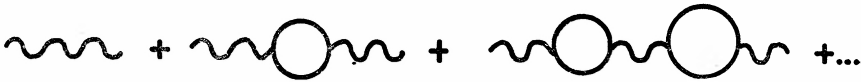
Ponieważ wartość  $q^2$  jest zupełnie dowolna dochodzimy w tym miejscu do interesującego wniosku: stała sprzężenia jest parametrem zewnętrznym teorii, którego wartość zależy od punktu renormalizacji lub, mówiąc nieco mniej precyzyjnie, od wartości  $q^2$ , przy której został on wyznaczony doświadczalnie z przekroju czynnego na rozpraszanie. Ze względu na konieczność przeprowadzenia renormalizacji teorii nie istnieje żadna jednoznacznie wyróżniona wartość tej stałej. Wracając jeszcze raz do porównania wzorów (2.5) i (2.6) widzimy, że zależność amplitudy  $A$  od  $q^2$  widoczna we wzorze (2.5) została zaobserwowana w wartości  $e_R(q^2)$  zrenormalizowanej w nowym punkcie  $q^2$ . Stąd pochodzi nazwa bieżącej stałej sprzężenia. Teoria przewiduje zależność  $e_R(q^2)$  od  $q^2$  i porównywanie tego prze-

widywania z doświadczeniem jest, szczególnie w chromodynamice, podstawową metodą jej sprawdzania. Jako uzupełnienie do wzoru (2.7) warto podać jeszcze związek między  $e_R(q^2)$  i  $e_R(q_0^2)$ , gdzie  $|q^2| \gg |q_0^2| \gg m^2$

$$e_R^2(q^2) = e_R^2(q_0^2) \left( 1 + \frac{\alpha_R(q_0^2)}{3\pi} \ln \frac{q^2}{q_0^2} \right). \quad (2.8)$$

W elektrodynamice wartość stałej sprzężenia  $e_R^2(q^2)$  rośnie ze wzrostem  $q^2$  i jest to dobrze znany efekt polaryzacji próżni.

Warto przypomnieć teraz jeszcze raz o pewnej komplikacji technicznej, którą dotychczas pomijaliśmy. W przeciwieństwie do rozpraszania przy  $q^2 \rightarrow 0$  amplituda (2.6) nie jest jedynym wkładem do rozpraszania gdy  $|q^2| \gg m^2$  i wobec tego wyznaczenie  $e_R^2(q^2)$  jest bardziej skomplikowane niż porównanie wzoru (2.6) z doświadczeniem. Trzeba uwzględnić poprawki radiacyjne i pełny wynik (zależny od  $e_R^2(q^2)$ ) porównywać z doświadczeniem. Będzie o tym jeszcze mowa przy dyskusji konkretnych przykładów w chromodynamice.



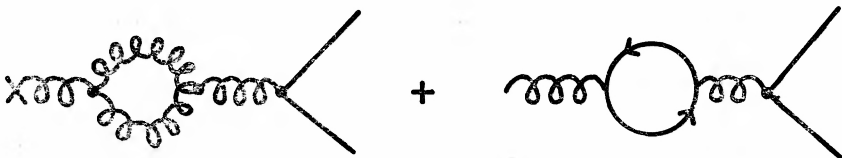
Rys. 4

Dotychczas rozważaliśmy sumę grafów (a) i (b). Można nasz wynik łatwo uogólnić na sumę pokazaną na rys. 4. Otrzymuje się wtedy następujące wyrażenia dla bieżącej stałej sprzężenia  $e_R^2(q^2)$ :

$$e_R^2(q^2) = \frac{e_R^2(q_0^2)}{1 - \frac{e_R^2(q_0^2)}{12\pi^2} \ln \frac{q^2}{q_0^2}} \quad (2.9)$$

Jak się okazuje, jest to pełny wynik dla  $e_R^2(q^2)$  w tzw. przybliżeniu wiodących logarytmów, to znaczy przy uwzględnieniu wyrazów  $\alpha^n \left( \ln \frac{q^2}{q_0^2} \right)^n$  i pominięciu wyrazów  $\alpha^n \left( \ln \frac{q^2}{q_0^2} \right)^{n-1}$ .

Przejdźmy teraz do chromodynamiki kwantowej. Okazuje się, że w pewnej szczególnej klasie tzw. cechowań fizycznych, (gdy pole gluonowe spełnia warunek  $n_\mu A^\mu = 0$ , gdzie  $n_\mu$  jest dowolnym czterowektorem) istnieje pełna analogia rachunkowa z elektro-



Rys. 5

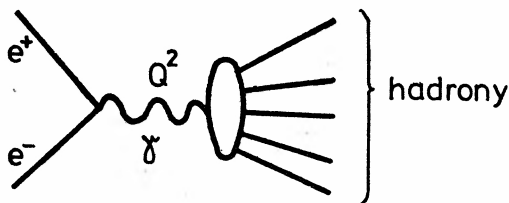
dynamiką. W szczególności renormalizacja stałej sprzężenia dana jest w najniższym rzędzie przez grafy przedstawione na rys. 5. Nowym elementem jest pojawienie się pętli gluonowej, które prowadzi do nowego jakościowo efektu, tzw. asymptotycznej swobody. Formalnie źródło tego efektu tkwi w tym, że pętla bozonowa wchodzi do amplitudy ze znakiem przeciwnym do pętli fermionowej. Jest to dobrze znana konsekwencja głębokiego związku spinu ze statystyką. W rezultacie, wzór analogiczny do wzoru (2.9) ma w chromodynamice (dla stałej sprzężenia oddziaływań silnych) następującą postać:

$$\alpha(q^2) = \frac{\alpha(q_0^2)}{1 + \frac{\alpha(q_0^2)}{4\pi} \left(\frac{11}{3} N - \frac{2}{3} n_f\right) \ln \frac{q^2}{q_0^2}}, \quad (2.10)$$

gdzie  $N$  jest liczbą kolorów,  $n_f$  zaś jest liczbą różnych zapachów (*flavours*). Czynniki  $\frac{11}{3}N$  pochodzi od pętli gluonowej, czynniki  $\frac{2}{3}n_f$  — od pętli fermionowych zsumowanych po wszystkich rodzajach kwarków. Ze wzoru (2.10) widać, że dla grupy koloru SU(3) bieżąca stała sprzężenia **maleje ze wzrostem  $q^2$** , jeśli  $n_f < \frac{33}{2}$ . To jakościowo różne od sytuacji w elektrodynamice zachowanie się stałej sprzężenia nosi nazwę efektu asymptotycznej swobody.

### 3. Ogólna charakterystyka doświadczalnych testów chromodynamiki

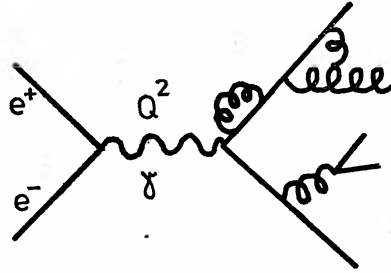
Wspominaliśmy na wstępie o trudnościach, jakie napotykają próby sprawdzania poprawności teorii przez jej konfrontację z doświadczeniem. Również na wstępie, rozróżniliśmy dwie klasy doświadczalnych testów chromodynamiki. Pierwsza z nich oparta jest na „mierzeniu” stałej sprzężenia  $\alpha(q^2)$ , a ściślej biorąc na porównywaniu z doświadczeniem przewidywań wynikających z przewidywanej teoretycznie zależności od  $q^2$  bieżącej stałej sprzężenia  $\alpha(q^2)$  w wierzchołku  $q\bar{q}G$ . Drugą klasę stanowią efekty bezpośrednio związane z istnieniem sprzężenia trójgluonowego w teorii. Obecnie omówimy te zagadnienia bardziej szczegółowo, na kilku klasycznych przykładach, ale wciąż na poziomie jakościowym, bez wglębienia się w formalizm matematyczny.



Rys. 6

Jako przykład pierwszy, przedyskutujemy możliwość sprawdzania chromodynamiki w anihilacji  $e^+e^- \rightarrow \gamma \rightarrow \text{hadrony}$  (rys. 6), dla dużych wartości kwadratu całkowitej energii  $Q^2$ . Zakładając strukturę kwarkowo-gluonową hadronów i faktoryzację procesów krótko- i długoczasowych wspomnianą na wstępie przyjmijmy, że proces ten przebiega w dwu

**niezależnych** etapach: w pierwszym (krótkim) wytwarza się pewien stan pośredni kwarków i gluonów (rys. 7), które następnie ulegają w drugim etapie hadronizacji. Zakładając, że hadronizacja nie wpływa na pierwszy etap procesu, można go opisać w ramach rachunku perturbacyjnego w stałej sprzężenia  $\alpha(Q^2)$ . Następnie trzeba się zastanowić czy istnieją wielkości fizyczne, które nie ulegają istotnej zmianie w procesie hadronizacji, to znaczy

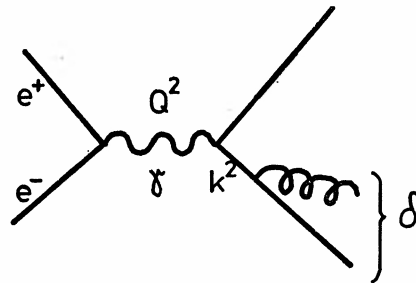


Rys. 7

są określone przez rozwój reakcji w pierwszym (perturbacyjnym) etapie. Rozpatrzmy np. pomiar kalorymetryczny, w którym mierzony jest przekrój czynny na sygnały takie, że część  $X$  całkowitej energii  $\frac{\sqrt{Q^2}}{2}$  mierzona jest w pewnym kącie bryłowym  $\delta$  wokół wybranego kierunku. W kącie bryłowym  $\delta$  zawarte są wszystkie cząstki, których pęd poprzeczny  $p_T$  względem wybranego kierunku spełnia relację

$$p_T \lesssim \delta \sqrt{Q^2}.$$

Przypuśćmy, że kierunek i kąt  $\delta$  naszego kalorymetru jest taki, że pod nieobecność procesu hadronizacji mierzyłby on np. energię układu kwark-gluon (rys. 8). Proces hadronizacji



Rys. 8

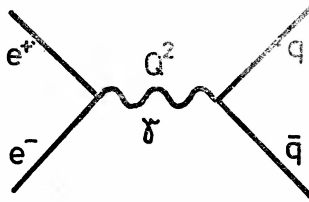
może oczywiście zmodyfikować tę energię, gdyż część hadronów powstałych z kwarka i gluonu może znaleźć się poza kalorymetrem. Jeśli jednak średni pęd poprzeczny hadronów względem, odpowiednio, kierunków kwarka i gluonu uzyskiwany w procesie

hadronizacji jest mały ( $\langle p_T^h \rangle \approx 300 \text{ MeV}$ ) i nie rośnie z energią ulegających hadronizacji partonów to poprawka, o której mówimy, znika asymptotycznie

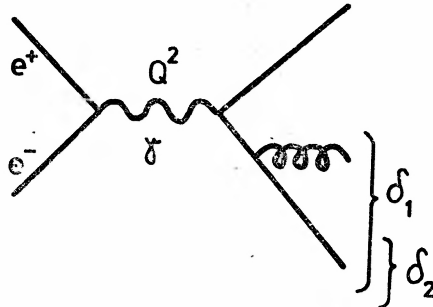
$$\Delta\delta \approx \frac{\langle p_T^h \rangle}{\sqrt{Q^2}} \rightarrow 0$$

(wzory nasze są najczęściej przybliżone; dyskutujemy efekty jakościowe).

Dochodzimy więc do wniosku, że omawiany przekrój czynny jest właściwą wielkością do porównywania z perturbacyjnymi przewidywaniami chromodynamiki operującymi kwarkami i gluonami w stanie końcowym. Przejdźmy do pytania, co przewiduje teoria dla wprowadzonego przekroju czynnego i na czym w tym przykładzie polegają możliwości jej sprawdzania.



Rys. 9



Rys. 10

W najniższym rzędzie rachunku zaburzeń proces anihilacji opisany jest diagramem przedstawionym na rys. 9. W tym rzędzie przewidywania chromodynamiki są równoważne modelowi partonów. Chromodynamika przewiduje jednak dodatkowo, ściśle określone poprawki radiacyjne, których przykład widzimy na rys. 10. Biorą się one stąd, że przy ustalonym  $Q^2$  kwarki, które sprzęgają się bezpośrednio z fotonem mogą być wirtualne o masie  $k^2$  aż do  $k^2 \sim Q^2$  (nawiasem mówiąc, ta sytuacja jest przy dużych  $Q^2$  znacznie bardziej prawdopodobna niż produkcja pary  $q\bar{q}$  na powłoce masy jak na rys. 9). Wracając do pomiarów kalorymetrycznych widzimy, że istnienie poprawek radiacyjnych wpływa na pojawienie się zależności od  $\delta$  (której brak w przybliżeniu Borna) poprzednio zdefiniowanego przekroju czynnego na liczbę sygnałów, w których część  $X$  całkowitej energii zawarta jest w kącie bryłowym  $\delta$ : układ  $qG$  widziany jako jeden sygnał przy  $\delta_1$  liczony jest jako dwa sygnały o innych energiach przy  $\delta_2$ . Inaczej mówiąc, przekrój czyn-



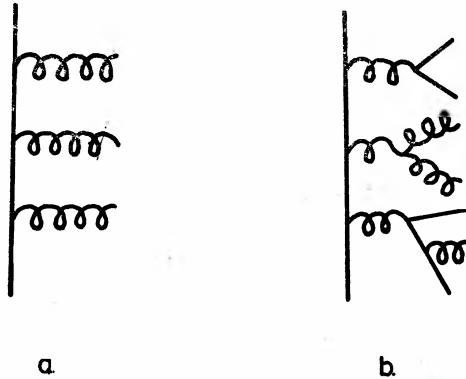
ny na liczbę sygnałów o energii  $X$  w kącie bryłowym  $\delta$  zależy od tego jak dużo energii zostało wyemitowane poza ten kąt bryłowy. Przestrzeń fazowa na taką emisję jest proporcjonalna do całki

$$\int_{\delta^2 Q^2}^{Q^2} d\tilde{p}_T^2,$$

a ponieważ w przekrój czynny wchodzi kwadrat propagatora  $\left(\frac{1}{\hat{k}}\right)^2 = \frac{1}{k^2} \sim \frac{1}{\tilde{p}_T^2}$ , otrzymujemy

w rezultacie  $\alpha \int_{\delta^2 Q^2}^{Q^2} \frac{d\tilde{p}_T^2}{\tilde{p}_T^2} = \alpha \ln \delta$  jako efektywny parametr określający wkład poprawek ra-

diacyjnych do przekroju czynnego jako funkcja  $\delta$ . Widzimy więc, że wprowadzie przedstawiona na rys. 10 poprawka radiacyjna jest następnym rzędem w rachunku zaburzeń względem stałej  $\alpha(q_0^2)$  to jednak zaczyna być istotna dla małych  $\delta$ , takich, że  $\alpha(q_0^2) \ln \delta \sim 1$ <sup>2</sup>. Kolejny nowy istotny element pojawia się przy uwzględnianiu wyrazów wyższych rzędów. Wirtualny kwark może tracić swoją wirtualność przez emisję partonów z dużym  $p_T$  na powłoce masy (rys. 11a) lub przez emisję wirtualnych partonów, które następnie rozpadają się na kolejne partony (rys. 11b). W rezultacie przekrój czynny na nasz proces

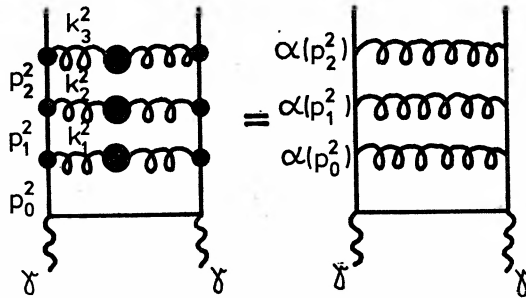


Rys. 11

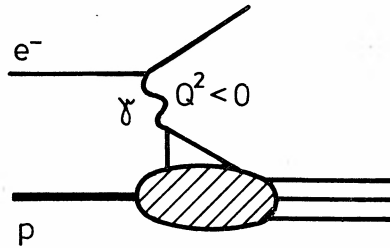
można przedstawić jako część urojonej amplitudy, w której uwzględniono wszystkie poprawki do propagatorów (i oczywiście poprawki wierzchołkowe i renormalizujące funkcje falowe) (rys. 12), które, jak się okazuje, zbierają się w bieżące stałe sprzężenia w wierzchołkach (tylko diagramy drabinkowe w cechowaniu fizycznym). Końcowa nasza konkluzja jest teraz dość oczywista: ilościowa zależność rozważanego przez nas przekroju czynnego od kąta bryłowego  $\delta$  jest czuła na przewidywaną przez chromodynamikę po-

<sup>2</sup> Punkt renormalizacji  $q_0^2$  jest dowolny, pod warunkiem, że  $\alpha(q_0^2) \ll 1$ . Dopiero przesumowanie wszystkich rzędów rachunku zaburzeń w  $\alpha(q_0^2)$ , przy uwzględnieniu wszystkich wyrazów typu  $\alpha^n(q_0^2) \ln^n q^2/q_0^2$ , pozwala znaleźć faktyczny argument  $q^2$  bieżącej stałej sprzężenia  $\alpha(q^2)$ .

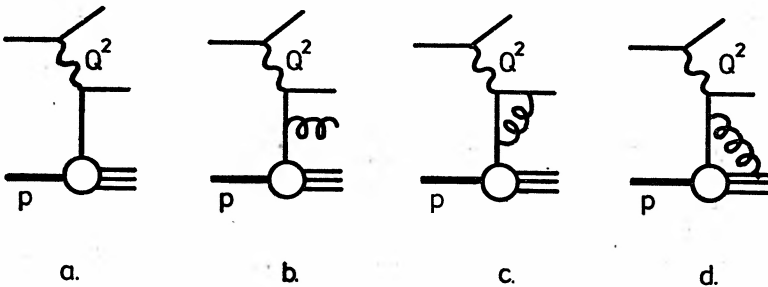
stać funkcji  $\alpha(q^2)$ . Warto jeszcze zwrócić uwagę, że efekt jakościowy istnienia **jakiejs** zależności od  $\delta$  nie jest jeszcze testem chromodynamiki kwantowej (QCD), gdyż każda teoria, w której kwarki mogą emitować jakieś kwanty, da pewną zależność od  $\delta$ .



Rys. 12



Rys. 13



Rys. 14

Inny klasyczny test chromodynamiki kwantowej to badanie łamania skalowania w rozpraszaniu głębokonieelastycznym leptonów na hadronach. Dla ustalenia uwagi rozważmy rozpraszanie  $ep$ . Wymieniony foton wirtualny oddziałuje z naładowanymi składnikami protonu na jak rys. 13.

Założmy znowu, że są to kwarki i że ewentualne nieperturbacyjne efekty wiązania kwarków w protonie nie wpływają na możliwość stosowania rachunku perturbacyjnego przy dużych wartościach  $|Q^2|$  ( $Q^2$  jest masą wirtualną wymienionego fotonu). Najprostsze diagramy Feynmana dla procesu  $ep$  przedstawione są na rys. 14. W następnym rozdziale

przeprowadzimy szczegółową analizę tego procesu w QCD. Na razie chcielibyśmy zwrócić uwagę na kilka podstawowych faktów jakościowych. Diagram a) odpowiada klasycznemu modelowi partonów, w którym zakłada się, że z punktu widzenia oddziaływania z fotonem o dowolnej masie wirtualnej  $Q^2 \gg Q_0^2$  kwarki można traktować jako cząstki swobodne o pewnym rozkładzie pędu określonym przez nieperturbacyjne efekty wiązania (opisane przez zakreskowany wierzchołek na diagramach). Parametr  $Q_0^2$  jest rzędu wirtualności kwarków w protonie, a tę przyjmuje się za w przybliżeniu równą średniemu pędowi poprzecznemu cząstek produkowanych w zderzeniach hadron-hadron, to znaczy około  $1 \text{ GeV}^2$ . Model partonów (tzn. diagram a)) prowadzi do tzw. skalowania Bjorkena, które mówi, że formfaktory opisujące przekrój czynny na rozpraszanie głębokonieelastyczne są funkcją zmiennej bezwymiarowej  $x = \frac{-Q^2}{2P \cdot Q}$  ( $P$  jest czteropędem protonu).

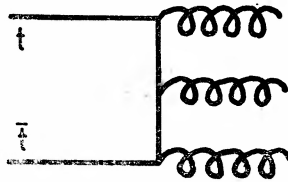
Skalowanie Bjorkena jest równoważne stwierdzeniu, że rozpęd pędów partonów oddziałujących z fotonem jest niezależny od  $Q^2$  (jest on w tym modelu określony całkowicie przez nieperturbacyjne efekty funkcji falowej o charakterystycznej skali  $Q_0^2$ .) W chromodynamice w naturalny sposób pojawiają się poprawki radiacyjne b), c), d) do przybliżenia Born'a a). Oczywiście jest, że prawdopodobieństwo emisji gluonu przez kwark, który następnie oddziałuje z fotonem (np. diagram b) jest zależne od wartości  $Q^2$  i rośnie z  $Q^2$ . W szczególności dla  $Q^2 \approx Q_0^2$  jest ono równe zero. Emisja taka powoduje zmianę pędu kwarków oddziałujących z fotonem w stosunku do wyjściowego rozkładu nieperturbacyjnego. Część pędu jest zabrana przez wyemitowane gluony i rozkład pędu partonów „widziany” fotonem o wirtualności  $Q^2$  jest funkcją  $Q^2$ . Dochodzimy więc do wniosku, że chromodynamika kwantowa przewiduje łamanie skalowania Bjorkena tzn. formfaktory są funkcjami dwóch zmiennych  $x$  i  $Q^2$ . Podobnie jednak jak w poprzednim przykładzie, samo łamanie skalowania jako efekt jakościowy nie jest jeszcze testem QCD. Każdy inny teoriopolowy model oddziaływania kwarków przez wymianę jakichś kwantów daje ten sam efekt jakościowy. Cechą szczególną chromodynamiki jest, że w tym wypadku efekt ten jest zależny (ilościowo) od asymptotycznie swobodnego zachowania się bieżącej stałej sprzężenia odpowiedzialnej za sprzężenie  $q\bar{q}G$ . Z grubsza biorąc QCD przewiduje więc, że efekt łamania skalowania jest słaby i dopiero szczegółowa analiza ilościowa danych doświadczalnych może stanowić test teorii.

Na zakończenie tego rozdziału przejdźmy do krótkiego omówienia możliwości bezpośredniego zaobserwowania efektów związanych z istnieniem sprzężenia  $3G$ . Stanowiłoby to najlepszy test teorii. Możliwości takie w zasadzie istnieją w związku z tym, że struktura „kolorowa” wierzchołka  $q\bar{q}G$  jest inna niż wierzchołka  $3G$ . Sumowanie po kolorach sprzęgających się cząstek daje w każdym z tych wierzchołków pewien czynnik liczbowy i wynosi on  $C_F = \frac{4}{3}$  dla  $q\bar{q}G$ , zaś  $C_G = 3$  dla  $3G$  (czynniki te są określone przez strukturę „kolorowej” grupy  $SU(3)$ ). Bardzo istotną konsekwencją tego faktu jest, że



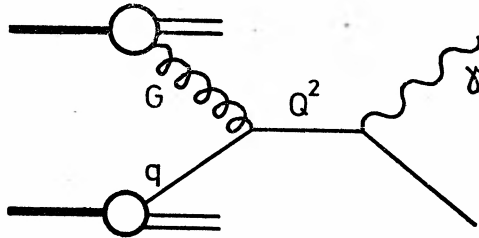
Rys. 15

promieniowanie gluonów przez szybki gluon jest znacznie silniejsze niż promieniowanie przez szybki kwark (rys. 15). Wobec tego szybki i wirtualny gluon traci swój pęd na skutek tego promieniowania bardziej efektywnie niż kwark. Mówiąc nieco bardziej precyzyjnie efekty łamania skalowania w funkcji struktury gluonu i kwarku są różne. Różna jest także struktura jetu gluonowego i kwarkowego. Dyskutowany w jednym z naszych przykładów przekrój czynny na pomiar kalorymetryczny w kącie bryłowym  $\delta$  jest, zgodnie z przewidywaniem QCD, różny dla kwarków i gluonów. Efekty takie można będzie zaobserwować, jeśli istnieją, w procesach twardych z udziałem gluonów. Jednym z nich jest najprawdopodobniej rozpad mezonu  $t\bar{t}$  (rys. 16), ale oczywiście mezon taki musi zostać najpierw odkryty. Znane już mezony  $c\bar{c}$  oraz  $b\bar{b}$  mają zbyt małą masę inwariantną i w ich rozpadach jety gluonowe nie są jeszcze wyraźnie widoczne.



Rys. 16

Znacznie pewniejszych możliwości badania gluonów dostarczą prawdopodobnie zderzenia  $pp$  i  $p\bar{p}$  na wiązkach przeciwbieżnych w Isabelle i w CERN-ie przy energiach odpowiednio,  $\sqrt{s} = 800$  GeV i  $\sqrt{s} = 540$  GeV. Akceleratory te zaczną pracować w ciągu najbliższych kilku lat (w CERN-ie już w 1981 r.). Rozpatrzmy np. proces produkcji rzeczywistych fotonów z dużym pędem poprzecznym w zderzeniu  $pp$ . Zgodnie z modelem partonów proces ten przebiega jak na rys. 17. QCD przewiduje pewną określoną

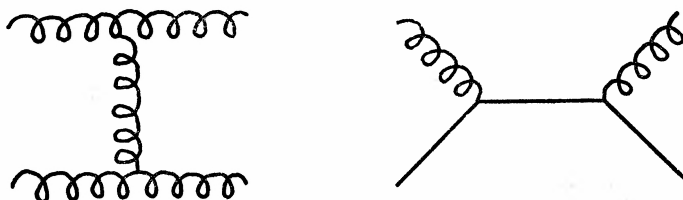


Rys. 17

(przez poprawki radiacyjne) zależność od  $Q^2$  rozkładu pędów zderzającego się kwarka i gluonu, od którego zależy przekrój czynny na produkcję fotonu. Widzimy więc, że podobnie jak zderzenia głębokonieelastyczne lepton-hadron mierzą funkcję rozkładu kwarków w protonie tak produkcja fotonów z dużym pędem poprzecznym mierzy rozkład gluonów w hadronie.

Ostatnia wreszcie możliwość szukania efektów wierzchołka  $3G$ , którą tu wymieniamy, to produkcja jetów gluonowych w zderzeniach z dużym pędem poprzecznym. Obok

zderzeń kwark-kwark, cząstki z dużym pędem poprzecznym mogą być także produkowane poprzez zderzenia  $GG$  lub  $Gq$  (rys. 18). Zderzenia takie dają jety gluonowe w stanie końcowym. Okazuje się przy tym, że jeśli QCD jest poprawną teorią, jety gluonowe powinny być bardzo dobrze odseparowane w przestrzeni fazowej od jetów kwarkowych. Istnieje więc możliwość jednoznacznego sprawdzenia czy w zderzeniach z dużym  $p_{\perp}$  rzeczywiście produkowane są dwa typy jetów o własnościach takich jak przewiduje QCD (a jak wspom-



Rys. 18

nieliśmy, są one różne dla obu typów jetów). Warto jeszcze zaznaczyć, że obecnie osiągalne energie (ISR w CERN-ie daje  $\sqrt{s_{\max}} = 63 \text{ GeV}$ ) są wciąż niewystarczające do przekonujących testów QCD omawianych powyżej. Jest to cena jaką trzeba zapłacić za wprowadzenie szeregu dodatkowych założeń niezbędnych do konfrontacji teorii z doświadczeniem.

#### 4. Szczegółowy przykład ilościowego przewidywania QCD

W bieżącym rozdziale będziemy rozważać przykład głębokonieelastycznego rozpraszania hadronu na elektronie, pokazując w jaki sposób poprawki radiacyjne do modelu partonów, obliczone w rachunku zaburzeń QCD, prowadzą do przewidzenia łamania skalowania w funkcji struktury. Obliczymy najpierw najprostszą poprawkę radiacyjną — wchodzący kwark zanim rozproszy się elastycznie na wirtualnym fotonie emituje jeden rzeczywisty gluon. Do zrozumienia podanych niżej rozważań niezbędne są elementarne wiadomości o diagramach Feynmana, zawarte np. w książce Bjorkena i Drella [2].

Pierwszym krokiem przy wykonywaniu rachunków perturbacyjnych w teoriach z cechowaniem jest wybór konkretnego cechowania określający reguły Feynmana. Wybieramy tutaj tzw. cechowanie aksjalne z warunkiem ustalającym cechowanie  $n_{\mu}A^{\mu} = 0$ , gdzie  $A_{\mu}$  jest polem gluonowym, a  $n_{\mu}$  dowolnym czterowektorem (dla wygody położymy  $n^2 = 0$ ). Propagator gluonu przybiera wtedy postać

$$D^{\mu\nu}(k) = \frac{i}{k^2} d^{\mu\nu}(k),$$

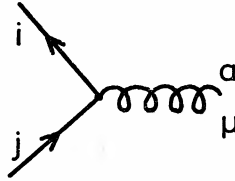
gdzie

$$d^{\mu\nu}(k) = -g^{\mu\nu} + \frac{n^{\mu}k^{\nu} + n^{\nu}k^{\mu}}{n \cdot k}.$$

Cechowanie to jest fizyczne, co znaczy, że w granicy  $k^2 \rightarrow 0$  (powłoka masy) propagują się jedynie dwie fizyczne polaryzacje pola gluonowego

$$\sum_{\substack{\lambda=1,2 \\ k^2=0}} \epsilon^\mu(\lambda, k) \epsilon^\nu(\lambda, k) = d^{\mu\nu}(k).$$

Przypomnijmy, że w QCD punktowe oddziaływanie kwarków z gluonami opisuje się przez wierzchołek (rys. 19)



Rys. 19

$$-ig\gamma_\mu T_{ij}^a,$$

gdzie  $i, j, a$  są indeksami kolorowymi kwarka i gluonu,  $i, j = 1 \div N$ ,  $a = 1 \div (N^2 - 1)$ , natomiast  $T^a$  są macierzami Gell-Manna, spełniającymi ważne równanie

$$\sum_{a=1}^{N^2-1} (T^a T^a)_{ij} = C_F \delta_{ij}, \quad C_F = \frac{4}{3} \text{ dla } SU(3).$$

Cechowanie aksjalne pozwala w istotny sposób uprościć obliczenia, pozwalając w przybliżeniu wiodących logarytmów, o którym będzie mowa dalej, ograniczyć się do diagramu drabinkowego reprezentującego kwadrat modułu wyrażenia analitycznego odpowiadającego grafowi z emisją gluonu przez początkowy kwark (rys. 20). Obliczenia przeprowadzimy w układzie nieskończonego pędu początkowego kwarka, poruszającego się wzdłuż osi  $Oz$  ze składową  $p^* \rightarrow \infty$ , gdzie pędy cząstek parametryzuje się następująco:

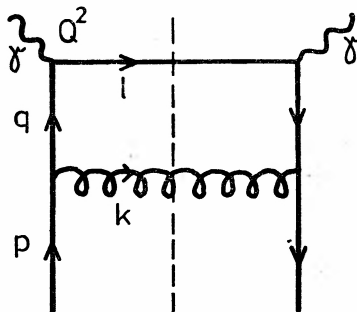
$$p = \left( p^* + \frac{p^2}{4p^*}, \vec{0}, p^* - \frac{p^2}{4p^*} \right)$$

$$k = \left( (1-x)p^* + \frac{k_\perp^2}{4(1-x)p^*}, \vec{k}_\perp, (1-x)p^* - \frac{k_\perp^2}{4(1-x)p^*} \right)$$

$$q = \left( xp^* + \frac{q^2 + k_\perp^2}{4xp^*}, -\vec{k}_\perp, xp^* - \frac{q^2 + k_\perp^2}{4xp^*} \right)$$

a więc  $x$  jest częścią początkowego pędu podłużnego  $p^*$  pozostałą przy kwarku po wemitowaniu gluonu, a  $\vec{k}_\perp$  składową pędu gluonu poprzeczną do osi  $Oz$ . Dla przejrzystości rozważamy przypadek bezmasowego kwarku wchodzącego z wirtualnością  $p^2 < 0$ . Z praw zachowania otrzymujemy następujące związki kinematyczne:





Rys. 20

$$q^2 = \frac{-k_{\perp}^2}{1-x} + xp^2, \quad (4.1)$$

$$x = \frac{-Q^2}{2pQ}. \quad (4.2)$$

Diagram drabinkowy daje następujący wkład do kwadratu niezmienniczej amplitudy, uśrednionej po spinach i kolorach wchodzącego kwarka oraz przesumowanej po spinach i kolorach cząstek końcowych:

$$\begin{aligned} \frac{g^2}{2N} \sum_{a=1}^{N^2-1} \text{Tr} \left[ \frac{\hat{q}}{q^2} \gamma^{\mu} T^a \hat{p} \gamma^{\nu} T^a \frac{\hat{q}}{q^2} B(q, Q) \right] d_{\mu\nu}(k) = \\ = \frac{1}{2} \text{Tr}[\hat{q} B(q, Q)] \frac{2g^2}{(-q^2 x)} C_F \frac{1+x^2}{1-x} + 0 \left( \frac{p^2}{q^2} \right), \end{aligned} \quad (4.3)$$

gdzie macierz  $B(q, Q)$  powstaje z górnej części diagramu, tak, że  $\frac{1}{2} \text{Tr}[\hat{q} B(q, Q)]$  jest kwadratem amplitudy Borna na elastyczne rozpraszanie kwarka o pędzie  $q$  na wirtualnym fotonie o pędzie  $Q$ . Będzie nam jeszcze potrzebna dwuciałowa przestrzeń fazowa stanu końcowego

$$\int \frac{d^3 k}{2k_0 (2\pi)^3} \frac{d^3 l}{2l_0 (2\pi)^3} (2\pi)^4 \delta^4(Q+p-k-l),$$

która po wprowadzeniu pod całkę jedynek w postaci

$$1 = \int dq^2 \frac{d^3 q}{2q_0} \delta^4(q+k-p)$$

daje się zapisać jako

$$\frac{1}{16\pi^2} \int_0^1 dx \int_{-p^2}^{-Q^2} d(-q^2) \left[ \int \frac{d^3 l}{2l_0 (2\pi)^3} \delta^4(Q+q-l) \right]. \quad (4.4)$$

Łącząc wyniki (4.3) i (4.4) otrzymujemy następujący wkład do głęboko nieelastycznego przekroju czynnego<sup>3</sup> na rozpraszanie kwarka na elektronie z przekazem pędu  $Q$

$$\sigma_1(p, Q) = \frac{\alpha_s C_F}{2\pi} \log \frac{Q^2}{p^2} \int_0^1 dx \frac{1+x^2}{1-x} \sigma_0(xp, Q), \quad (4.5)$$

gdzie  $\sigma_0(xp, Q)$  oznacza przekrój czynny Borna na elastyczne rozpraszanie kwarka o pędzie  $xp$  na elektronie zaś  $\alpha_s = g^2/4\pi$ .

Napisany powyżej wynik (4.5) posiada dwie cechy charakterystyczne dla poprawek radiacyjnych w dowolnym rzędzie rachunku zaburzeń:

1) W fizycznej granicy  $p^2 = 0$ , gdy wchodzący kwark znajduje się na powłoce masy, rezultat dla  $\sigma_1$  jest logarytmicznie rozbieżny. Rozbieżność powstaje w wyniku całkowania po  $q^2$ , czyli po pędach poprzecznych produktów rozpadu wchodzącego kwarka (równanie (4.1)). Źródło jej jest następujące. W przypadku zerowej masy proces, w którym początkowy kwark emituje szybki ( $x \neq 1$ ) gluon i pozostaje na powłoce masy staje się kinematycznie dozwolony, pod warunkiem, że obydwie cząstki zachowują pierwotny kierunek ruchu, tzn. ich pędy są współliniowe. Przestrzeń fazowa obejmuje więc biegun propagatora pośredniego kwarku, prowadząc do nieskończonego przekroju czynnego. Jest to zjawisko analogiczne do nieograniczonego wzrostu przekroju czynnego w obszarze rezonansu, wynikającego z możliwej dwustopniowości procesu — formacji rezonansu i jego rozpadu. Tutaj początkowy kwark może wyemitować współliniowy gluon i dopiero potem, po dowolnie długim okresie czasu jako rzeczywista cząstka rozproszyć się na fotonie. Powstające w ten sposób rozbieżności nazywają się masowymi lub inaczej współliniowymi. Dlatego też od początku rachunku przyjęliśmy kwark poza powłoką masy z  $p^2 > 0$ , uniemożliwiając współliniową emisję. Doświadczenie sugeruje, że kwarki posiadają jednak małe masy. Ponieważ wspomniany wyżej rozpad jest wtedy niemożliwy, rozbieżny logarytm  $\log \frac{Q^2}{p^2}$  zostaje w fizycznej granicy  $p^2 = m^2$  zastąpiony<sup>4</sup> przez  $\log \frac{Q^2}{m^2}$ .

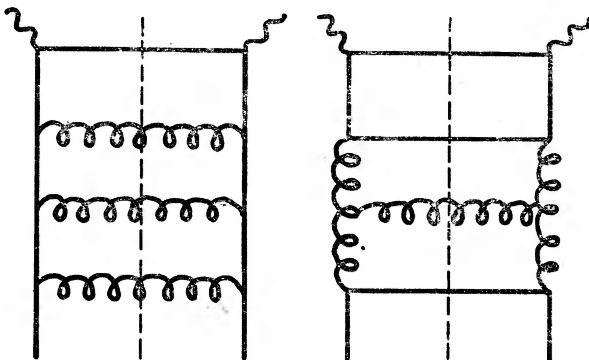
2) We wzorze (4.5) całkowanie po  $x$  jest rozbieżne w  $x=1$ . Rozbieżność tę nazywa się podczerwoną, ponieważ pochodzi z obszaru przestrzeni fazowej odpowiadającego emisji gluonu o zerowej energii. Taki gluon może zostać wyemitowany przez wchodzący kwark bez zejścia z powłoki masy, co jak poprzednio powoduje powstanie osobliwości. Od dawna wiadomo, że w inkluzywnych przekrojach czynnych rozbieżności podczerwone kasują się rząd po rządzie rachunku zaburzeń (zob. np. [3]). W interesującym nas przy-

<sup>3</sup> Przypomnijmy, że przekrój czynny zawiera czynnik normalizujący strumienie cząstek początkowych.

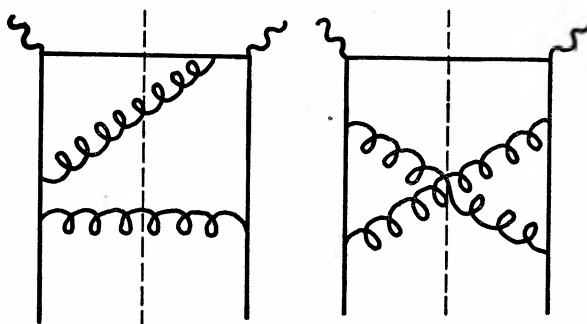
<sup>4</sup> W 1964 r. Lee i Nauenberg [3] udowodnili ważne twierdzenie o rozbieżnościach masowych. Okazuje się, że rozbieżności te kasują się w wyniku sumowania po wielocząstkowych stanach początkowych i końcowych. W naszym przypadku odpowiadałoby to dodaniu przekroju czynnego na proces, w którym początkowy kwark pochłania poruszający się w tym samym kierunku gluon, zwiększając swój pęd do  $p$  i potem rozprasza się elastycznie na fotonie. W rzeczywistości jednak kwark znajduje się w hadronie, którego funkcja falowa całkowicie tłumi dwucząstkowy stan początkowy, który należałoby dodać, aby skasować rozbieżności. Wyróżnienie pojedynczego kwarku prowadzi więc do powstania osobliwości masowej.

padku zademonstrujemy to w dalszej części artykułu. Warto zauważyć, że przekrój czynny na rozpraszanie kwarka na elektronie przy ustalonej zmiennej Bjorkena  $x_{Bj} = -Q^2/2pQ \neq 1$  jest w tym rzędzie rachunku zaburzeń wolny od osobliwości podczerwonej (emisja miękkiego gluonu jest wtedy kinematycznie zakazana,  $x = x_{Bj}$ , równanie (4.2)) podczas gdy rozbieżność masowa pozostaje.

W procesie głębokonieelastycznym, przy asymptotycznie dużych przekazach pędu  $Q^2$  poprawka radiacyjna  $\sigma_1$  rośnie logarytmicznie z  $Q^2$ . W wyniku (4.5) milcząco pominieliśmy więc wyrazy stałe, zaniebując np. zależność od  $x$  granic całkowania po  $q^2$ . Dominujący wkład daje wyraz zawierający osobliwość masową, ponieważ granica  $Q^2 \rightarrow \infty$  przy ustalonym  $p^2$  odpowiada granicy  $p^2 \rightarrow 0$  przy ustalonym  $Q^2$ . Tutaj jest odpowiednie miejsce aby wyjaśnić dlaczego wybraliśmy cechowanie aksjalne. Otóż okazuje się, że w cechowaniu aksjalnym maksymalną potęgę logarytmu  $\log \frac{Q^2}{m^2}$ , a zatem dominujący wkład do przekroju czynnego otrzymuje się z „ubranych” diagramów drabinkowych, tzn. diagramów drabinkowych, w których uwzględniono poprawki do wszystkich propaga-



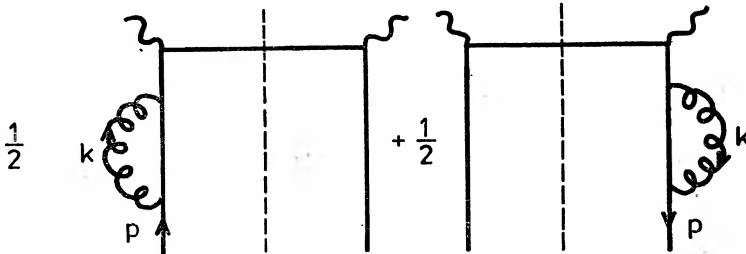
Rys. 21



Rys. 22

torów i wierzchołków (rys. 21). W  $n$ -tym rzędzie rachunku zaburzeń wkład ten jest proporcjonalny do  $\alpha_s^n \log^n \frac{Q^2}{p^2}$  (zob. np. [4]). Ograniczenie do dominujących wyrazów nosi nazwę przybliżenia wiodących logarytmów, które pozwala na wyeliminowanie z obliczeń

grafów typu pokazanego na rys. 22. W przybliżeniu tym obliczona już poprawka  $\sigma_1$  jest więc w rzędzie  $0(\alpha_s)$  całkowitym wkładem od grafów z emisją rzeczywistego gluonu. Ponieważ rozważamy tutaj inkluzywny przekrój czynny, należy dodać jeszcze wkład od wirtualnych poprawek do elastycznego rozpraszania kwarka na elektronie, pochodzący



Rys. 23

w przybliżeniu wiodących logarytmów jedynie od samooddziaływania kwarka w stanie początkowym (rys. 23). Odpowiada mu wyrażenie

$$\frac{ig^2}{2N} \sum_{a=1}^{N^2-1} \int \frac{d^4k}{(2\pi)^4} \text{Tr} \left[ \frac{\hat{p}}{p^2} \gamma^\mu T^a \frac{\hat{p}-\hat{k}}{(p-k)^2} \gamma^\nu T^a \hat{p} B(p, Q) \right] \frac{d_{\mu\nu}(k)}{k^2},$$

które po wykonaniu całkowania (szczegóły można znaleźć w pracy [5]) prowadzi do wyniku (przy wyborze punktu renormalizacji  $\mu^2 = Q^2$ )

$$\sigma'_1(p, Q) = -\frac{\alpha_s C_F}{2\pi} \log \frac{Q^2}{p^2} \int_0^1 d\beta \frac{1+\beta^2}{1-\beta} \sigma_0(p, Q). \quad (4.6)$$

Po dodaniu poprawek radiacyjnych  $\sigma_1$  i  $\sigma'_1$  (wzory (4.5) i (4.6)) do niezaburzonego przekroju czynnego  $\sigma_0$  na twardy proces (elastyczne rozpraszanie kwarka na elektronie w przybliżeniu Borna) otrzymujemy następujące wyrażenie dla inkluzywnego przekroju czynnego, obliczonego w rachunku zaburzeń do rzędu  $0(\alpha_s)$  w przybliżeniu wiodących logarytmów:

$$\sigma(p, Q) = \int_0^1 dx q(x, Q^2/p^2) \sigma_0(xp, Q), \quad (4.7)$$

gdzie

$$q\left(x, \frac{Q^2}{p^2}\right) = \delta(1-x) + \frac{\alpha_s C_F}{2\pi} \log \frac{Q^2}{p^2} P(x) \quad (4.8)$$

i

$$P(x) = \frac{1+x^2}{1-x} - \delta(1-x) \int_0^1 d\beta \frac{1+\beta^2}{1-\beta} \quad (4.9)$$

jest dobrze określoną dystrybucją. Zgodnie z ogólnym twierdzeniem, wspomnianym w par. 2, rozbieżności podczerwone skasowały się w wielkości inkluzywnej. Wyrażenie na przekrój czynny (4.7) zostało więc zapisane w postaci splotu dwóch czynników, z których jeden opisuje twardy przekrój czynny  $\sigma_0$ , a w drugim znajdują się wszystkie osobliwości masowe. Wzór (4.7) posiada bardzo przejrzystą interpretację fizyczną. Głębokonieelastyczne rozpraszanie kwarku przebiega dwustopniowo. W pierwszej części procesu kwark może z prawdopodobieństwem proporcjonalnym do  $C_F P(x)$  wyemitować gluon, a następnie z pozostałą częścią pędu  $x$  rozproszyć się na fotonie. Funkcja  $q\left(x, \frac{Q^2}{p^2}\right)$  jest

więc funkcją struktury kwarku. Faktoryzacja osobliwości masowych, która jak się okazuje zachodzi w każdym rzędzie rachunku zaburzeń we wszystkich procesach z dużym przekazem pędu, pozwala na odseparowanie perturbacyjnych oddziaływań partonów w stanie początkowym od właściwego twardego procesu.

Do tej pory rozważaliśmy proces ze swobodnym kwarkiem w stanie początkowym. Dążymy do obliczenia funkcji struktury hadronu. Po to, żeby powiązać głębokonieelastyczne rozpraszanie hadronu na elektronie z przekrojem czynnym na rozpraszanie kwarku przywołamy model partonów, w myśl którego hadron przy dużym przekazie pędu  $Q_0^2$  „wygląda” jakby składał się z dużej ilości luźno związanych składników. Kwarki poruszają się wraz z hadronem, w którym zachodzą silne nieperturbacyjne oddziaływania powodujące określone rozdzielanie pędu  $P$  pomiędzy partony. Foton „widzi” już gotowy rozkład pędu kwarków w hadronie i wybiera pojedynczy kwark o pędzie  $p = zP$  z prawdopodobieństwem proporcjonalnym do  $f(z)$ . Zgodnie z modelem partonów inkluzywny hadronowy przekrój czynny dany jest wzorem

$$\sigma_H(P, Q) = \int_0^1 dz f(z) \sigma(zP, Q). \quad (4.10)$$

Jest to tzw. *ansatz* modelu partonów, posiadający jedynie heurystyczne uzasadnienie, oparte na intuicyjnym obrazie procesu. Długozasięgowe silne oddziaływanie wewnątrz wchodzącego hadronu, które określają rozkład  $f(z)$ , nie powinny ingerować w krótkozasięgowe oddziaływania partonów z dużymi przekazami pędu. Nikt jeszcze nie obliczył rozkładu pędu partonów w hadronie, ponieważ do tej pory nie rozwiązano problemu uwięzienia kwarków, natomiast partonowy przekrój czynny, jak widzimy, może być obliczony w rachunku zaburzeń QCD. Podstawiając wynik (4.7) do wzoru (4.10) otrzymujemy

$$\sigma_H(P, Q) = \int_0^1 dx F\left(x, \frac{Q^2}{p^2}\right) \sigma_0(xP), \quad (4.11)$$

gdzie

$$F\left(x, \frac{Q^2}{p^2}\right) = \int_x^1 \frac{dz}{z} f(z) q\left(\frac{x}{z}, \frac{Q^2}{p^2}\right). \quad (4.12)$$

Wszystkie oddziaływania silne wchodzącego kwarka, niepurbacyjne i perturbacyjne, udało się więc wspólnie oddzielić w postaci funkcji struktury hadronu  $F\left(x, \frac{Q^2}{p^2}\right)$  od czysto elektromagnetycznego twardego procesu o przekroju czynnym  $\sigma_0(xP)$ . Zależność funkcji struktury od przekazu pędu  $Q^2$ , czyli łamanie skalowania, została spowodowana emisją gluonów przez wchodzący kwark. Wybór określonej zmiennej Bjorkena  $-Q^2/2PQ$  określa część  $x$  pędu hadronu niesioną przez kwark bezpośrednio przed oddziaływaniem elektromagnetycznym,  $x = -Q^2/2PQ$ . Pomiar głębokonieelastycznego przekroju czynnego pozwala więc wyznaczyć eksperymentalny kształt funkcji struktury. Funkcja struktury zależy od bliżej nieznanego parametru wirtualności (lub masy) kwarku  $p^2$ , ale jak okaże się poniżej, można obliczyć z niej mierzalne wielkości, niezależne od  $p^2$ .

Rachunek zaburzeń QCD daje ilościowe przewidywania dla łamania skalowania. W celu porównania z doświadczeniem najwygodniej jest obliczać tzw. momenty funkcji struktury

$$F\left(n, \frac{Q^2}{p^2}\right) = \int_0^1 x^{n-1} F\left(x, \frac{Q^2}{p^2}\right), \quad (4.13)$$

bowiem wtedy

$$F\left(n, \frac{Q^2}{p^2}\right) = f(n) q\left(n, \frac{Q^2}{p^2}\right). \quad (4.14)$$

Wykorzystując wyniki (4.8) i (4.9) otrzymujemy wyrażenie dla  $n$ -tego momentu do rzędu  $O(\alpha_s)$  w przybliżeniu wiodących logarytmów

$$F\left(n, \frac{Q^2}{p^2}\right) = f(n) \left[ 1 + \frac{\alpha_s C_F}{2\pi} \log \frac{Q^2}{p^2} P(n) \right], \quad (4.15)$$

gdzie

$$P(n) = -\frac{1}{2} + \frac{1}{n(n+1)} - 2 \sum_{j=2}^n \frac{1}{j}. \quad (4.16)$$

Pomiar momentu w jednym punkcie  $Q_0^2$  pozwala więc przewidzieć wynik pomiarów w dowolnym innym punkcie  $Q^2$  (pod warunkiem, że obydwa punkty leżą w obszarze stosowności rachunku zaburzeń)

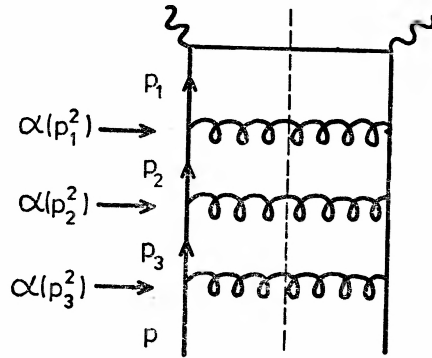
$$F(n, Q^2) = F(n, Q_0^2) \left[ 1 + \frac{\alpha_s C_F}{2\pi} \log \frac{Q^2}{Q_0^2} P(n) \right]. \quad (4.17)$$

Wzór (4.17) nie zależy w jawny sposób od  $p^2$ , co znaczy, że osobliwość masowa została efektywnie wyeliminowana, pozostawiając skończoną poprawkę radiacyjną.

Analiza wyższych rzędów rachunku zaburzeń w przybliżeniu wiodących logarytmów przebiega bardzo podobnie i opiera się na fakcie faktoryzacji osobliwości masowych.



Przy rozważaniu procesu bez utraty zapachu wchodzącego kwarku, tzn. gdy ten sam kwark, który został wydzielony z hadronu, po wyemitowaniu pewnej liczby partonów bierze bezpośrednio udział w oddziaływaniu elektromagnetycznym (daje to wkład np. do różnicy funkcji struktury protonu i neutronu), wiodący wkład pochodzi, jak już wspomnieliśmy, od ubranych diagramów drabinkowych, które wskutek fizyczności cechowania



Rys. 24

redukują się do zwykłych diagramów drabinkowych z odpowiednio unormowanymi bieżącymi stałymi sprzężenia (rys. 24). W ten sposób otrzymujemy funkcję struktury kwarka

$$q\left(x, \frac{Q^2}{p^2}\right) = \delta(1-x) + \sum_{m=1}^{\infty} \int_{p^2}^{Q^2} \frac{\alpha(p_1^2) C_F dp_1^2}{2\pi p_1^2} \cdots \int_{p^2}^{p^{2m-2}} \frac{\alpha(p_{m-1}^2) C_F dp_{m-1}^2}{2\pi p_{m-1}^2} \times \\ \times \int_{p^2}^{p^{2m-1}} \frac{\alpha(p_m^2) C_F dp_m^2}{2\pi p_m^2} \times \int_0^1 \prod_{i=1}^m P(x_i) dx_i \delta\left(x - \prod_{i=1}^m x_i\right). \quad (4.18)$$

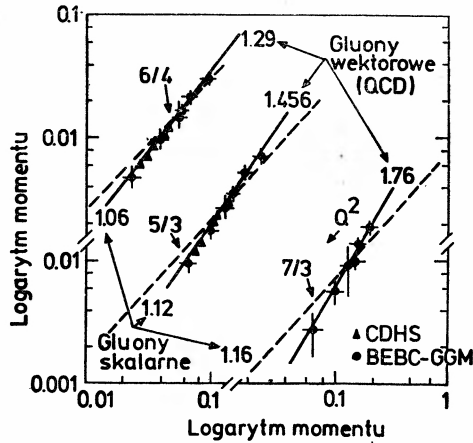
Na każdy wierzchołek kwarkowo-gluonowy przypada więc bieżąca stała sprzężenia unormowana w wirtualności wyprodukowanego kwarka  $\alpha(p_i^2)$  (wzór (2.10)) oraz prawdopodobieństwo rozpadu  $C_F P(x_i)$  (wzór (4.9)). Po wykonaniu rachunku analogicznego do przedstawionego poprzednio otrzymujemy następujące równanie ewolucji momentów funkcji struktury hadronu

$$F(n, Q^2) = F(n, Q_0^2) \left[ \frac{\alpha(Q_0^2)}{\alpha(Q^2)} \right]^{\frac{2C_F P(n)}{3} \left[ 11N - \frac{2}{3}n_f \right]}. \quad (4.19)$$

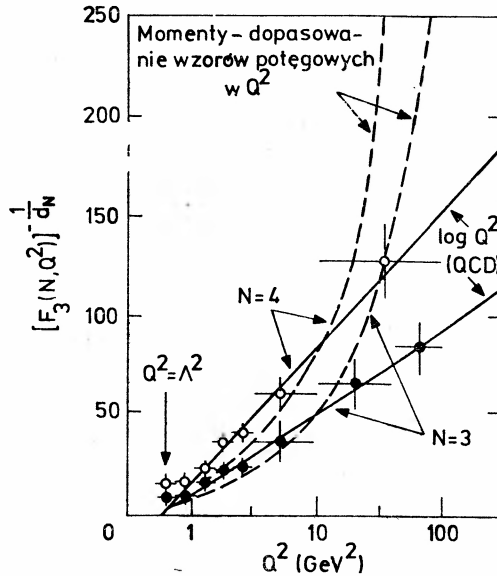
Łatwo sprawdzić, że wyrażenie (4.19) po rozwinięciu do rzędu  $O(\alpha_s)$  pokrywa się z wynikiem (4.17).

Należy podkreślić, że powyższe rozważania odnoszą się do wszystkich procesów z dużymi przekazami pędu. Cechą różniącą procesy jest jedynie rodzaj twardego podprocesu, natomiast rozpad hadronu na bezpośrednio oddziałujący kwark lub fragmentacja kwarka

powstałego w wyniku twardego podprocesu w obserwowany hadron są wskutek faktoryzacji uniwersalne i opisywane przez te same funkcje struktury i fragmentacji. W przypadku głębokonieelastycznego rozpraszania neutrina na hadronach twarde podproces to elastyczne rozpraszanie neutrina na kwarku poprzez wymianę bozonu pośredniego (zob. np. [8]).



Rys. 25. Wykres log-log momentów funkcji  $F_3(x, Q^2)$  z danych BEBC—GGM i CDHS [7]. Linie ciągłe mają nachylenie przewidziane przez QCD



Rys. 26. Momenty funkcji  $F_3(x, Q^2)$  [7] podniesione do potęg  $-1/dN$ . QCD przewiduje liniowy wzrost w  $\log Q^2$

Porównanie wzoru (4.19) z wynikami doświadczalnymi stanowi podstawowy test QCD. Na rys. 25 i 26 przedstawiona jest analiza danych doświadczalnych pochodzących z głębokonieelastycznych eksperymentów neutrinowych w CERN-ie [7]. Przewidywania teoretyczne zgadzają się dobrze z wynikami eksperymentalnymi. Niestety, jest to jednak na razie jedyny ilościowy test chromodynamiki.

## 5. Zakończenie

Odpowiedź na pytanie czy chromodynamika kwantowa jest „ostateczną” wersją teorii oddziaływań silnych, przyjdzie stopniowo. Proces ten trwać będzie na pewno kilka a może nawet kilkanaście lat. Istotny postęp dokonany zostanie zapewne dopiero wraz z powstaniem nowych akceleratorów, których planuje się w świecie kilka, zarówno do zderzeń hadron-hadron, jak lepton-hadron oraz elektron-pozyton.

Nie jest wykluczone, że problem uwięzienia kwarków czy też problem unifikacji wszystkich typów oddziaływań wprowadzi nowe elementy, które zmuszą do przeformułowania pewnych aspektów teorii. Historia uczy również, że wyższe energie kryją zawsze wiele niespodzianek doświadczalnych.

Jeden jest jednak fakt bezsporny: sformułowanie chromodynamiki kwantowej jest odkryciem, które podobnie jak model Glashowa-Salama-Weinberga dla oddziaływań słabych, wyznacza nowy etap w fizyce oddziaływań fundamentalnych.

## Literatura

- [1] W. Królikowski, *Postępy Fizyki* 30, 307 (1979).
- [2] J. D. Bjorken, S. D. Drell, *Relativistic quantum mechanics*, Mc Graw-Hill 1964, istnieje również tłumaczenie rosyjskie.
- [3] T. D. Lee, M. Nauenberg, *Phys. Rev.* 133 B, 1549 (1964).
- [4] D. Amati, R. Petronzio, G. Veneziano, *Nucl. Phys.* B146, 29 (1979).
- [5] D. J. Pritchard, W. J. Stirling, *Nucl. Phys.* B165, 237, (1980).
- [6] R. K. Ellis i in., *Nucl. Phys.* B152, 285 (1979).
- [7] P. C. Bosetti i in., *Nucl. Phys.* B142, 1 (1978); J. G. H de Groot i in., *Z. Phys.* C1, 143 (1979); *Phys. Lett.* 82B, 292, 456 (1979).
- [8] A. Szymacha, *Postępy Fizyki* 27, 117 (1976).

*Colin J. Thompson*

Mathematics Department  
University of Melbourne  
Parkville, Australia

## Mechanika statystyczna przejść fazowych \*

### The Statistical Mechanics of Phase Transitions

*Abstract:* This article traces the development and study of phase transitions from late last century to the present day. We begin with a brief historical sketch and a description of the statistical mechanics of phase transitions. Particular attention is given to the modern era which began in 1944 with Onsager's celebrated solution of the two-dimensional Ising model. Points of development since Onsager, which are highlighted in this article, include the study of critical exponents, the scaling hypothesis, realisation of the universality of critical exponents and the recent renormalization group method, rather than the detailed application of the recipe to particular cases, is stressed and is discussed critically in some detail.

#### 1. Wstęp

Teoretyczne i doświadczalne badania przejść fazowych mają długą i zaszczytną historię, trwającą do dnia dzisiejszego już ponad wiek. Przejścia fazowe nadal stanowią bardzo żywe pole badań. Wiele zagadnień pozostaje wciąż nierozwiązanych, chociaż w ostatnich czasach nastąpił olbrzymi postęp w rozumieniu właściwości punktu krytycznego, w którym następuje przejście fazowe.

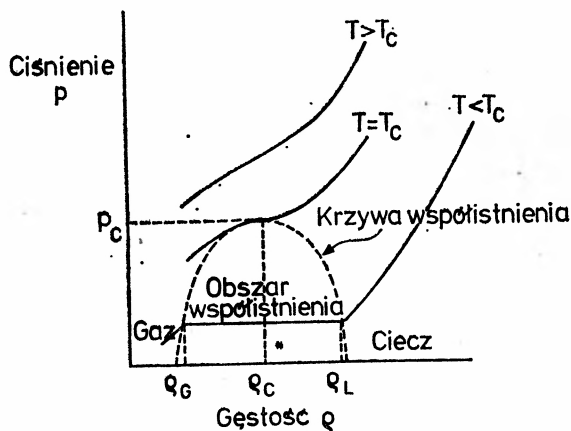
Najbardziej znanym przykładem przejścia fazowego jest przypuszczalnie skroplenie gazu w ciecz pod wpływem zwiększenia ciśnienia. Proces ten następuje dla temperatur niższych od pewnej temperatury krytycznej  $T_c$ . Przedstawia się go zwykle rysując izotermy na płaszczyźnie: ciśnienie ( $p$ ) — gęstość ( $\rho$ ), jak na rys. 1. Powyżej temperatury krytycznej gazu nie daje się już skroplić, i to bez względu na stopień jego sprężenia. Natomiast poniżej  $T_c$  sprężenie gazu doprowadza go do pewnej gęstości  $\rho_G$ , przy której następuje skroplenie w ciecz o większej gęstości  $\rho_L$ , przebiegające przy stałym ciśnieniu.

Podobną sytuację spotyka się w wypadku układów magnetycznych, które w obecności pola magnetycznego  $H$  ulegają namagnesowaniu. Tu również istnieje pewna temperatura krytyczna  $T_c$ , poniżej której po wyłączeniu pola, układ pozostaje z pewnym

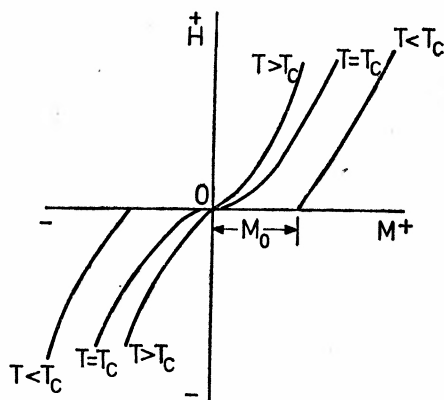
---

\* Artykuł, opublikowany w *Contemporary Phys.* **19**, 203 (1978), został przetłumaczony za zgodą Autora i Wydawcy. [Translated with permission. Copyright © 1978 by Taylor & Francis Ltd.] (Przyp. Red.)

szczątkowym lub spontanicznym namagnesowaniem  $M_0$ . Powyżej temperatury krytycznej spontaniczne namagnesowanie równe jest zero, przy czym jeśli  $T$  zbliża się do  $T_c$  od dołu (co się zapisuje jako  $T \rightarrow T_c^-$ ), to  $M_0$  zanika w sposób gwałtowny. Zachowanie się namagnesowania przedstawia schematycznie rys. 2.



Rys. 1. Izotermy dla przejścia gaz-ciecz



Rys. 2. Izotermy magnetyczne

Płyny i układy magnetyczne posiadają wiele podobnych właściwości, co można stwierdzić, porównując rysunki 1 i 2. W obu wypadkach parametry uporządkowania, czyli  $M_0$  dla układów magnetycznych i  $\rho_L - \rho_G$  dla płynu, znikają gdy  $T \rightarrow T_c^-$ . Inne wielkości, takie jak magnetyczna podatność izotermiczna  $\chi = (\partial M / \partial H)_{H=0}$  w zerowym polu oraz analogiczna ściśliwość izotermiczna  $K_T = \rho^{-1} (\partial \rho / \partial p)_T$  dla płynu są w punkcie krytycznym w typowy sposób rozbieżne. Zbadanie charakteru tych osobliwości jest jednym z podstawowych problemów nauki o przejściach fazowych i stanowi nasz główny przedmiot zainteresowania w tym artykule.

## 2. Przegląd historyczny

Doświadczalne badania przejść fazowych były dobrze zaawansowane już w drugiej połowie zeszłego wieku. Dotyczyły one zwłaszcza określenia pojęcia temperatury krytycznej. Na przykład w 1869 r. Andrews znalazł temperaturę krytyczną dla  $\text{CO}_2$  i wyznaczył doświadczalnie przebieg izoterm dla temperatur z otoczenia temperatury krytycznej.

Jedną z najsłynniejszych prac o przejściach magnetycznych jest artykuł Pierre'a Curie [1] z 1895 r. Z tego powodu temperaturę krytyczną dla układów magnetycznych często nazywa się temperaturą Curie. Jak zauważył Domb [2], nazwa ta nie jest pewnie najwłaściwsza: w oryginalnej pracy Curie pojęcie temperatury krytycznej nie pojawia się. Nie jest to zaskakujące, gdyż Curie wykonywał doświadczenia w obecności pola magnetycznego. Po bliższym zbadaniu Domb odkrył, że nazwa „temperatura krytyczna” pojawiła się po raz pierwszy w artykule Hopkinsona, przedstawionym Towarzystwu Królewskiemu w 1889 r. Być może powinniśmy zatem mówić o „temperaturze Hopkinsona”, a nie o „temperaturze Curie”, nawet jeśli brzmi to trochę dziwnie. Domb podążył tym szlakiem wstecz od artykułu Hopkinsona. Poprzez prace Bauera z 1880 r., Barretta z 1874 r. i Faradaya z 1830 r. dotarł w końcu do słynnego traktatu Gilberta z 1600 r. pt. *De Magnete*. W dziele tym zapisana jest obserwacja, że „magnesy tracą swą moc w piecu”. Doświadczalne badania przejść fazowych, przynajmniej w wypadku układów magnetycznych, mają zatem rzeczywiście długą historię.

Dokonanie pierwszego ważnego postępu teoretycznego w tej dziedzinie można bezpiecznie przypisać J. D. van der Waalsowi. W swej rozprawie z 1873 r. wyprowadził on słynne równanie stanu dla gazu rzeczywistego, które teraz nosi jego imię.

Równanie to zwykle zapisuje się w postaci

$$\left(p + \frac{a}{v^2}\right)(v-b) = k_B T, \quad (2.1)$$

gdzie  $p$  oznacza ciśnienie na jedną cząstkę,  $v$  objętość na jedną cząstkę,  $a$  i  $b$  są stałymi,  $k_B$  jest stałą Boltzmanna, zaś  $T$  temperaturą w kelwinach. Istotne jest podkreślenie ważnej roli równania stanu van der Waalsa. Przez całe dziesięciolecia umożliwiała ono świetne wzajemne dopasowanie teorii i danych doświadczalnych dla szerokiego zakresu temperatur i ciśnień. Jednak w wyniku najnowszych i dużo dokładniejszych pomiarów dobrze obecnie wiadomo, że ta „klasyczna” teoria przejścia gaz-ciecz zawodzi całkowicie w bezpośrednim otoczeniu punktu krytycznego. Podobną trudność spotyka się w pokrewnej teorii pola średniego, czyli teorii klasycznej, przejść magnetycznych, zaproponowanej przez P. Weissa w 1907 r. Równaniem stanu Weissa, w najprostszej postaci, jest wyrażenie

$$M = \operatorname{tgh}(a\beta M + \beta H), \quad (2.2)$$

gdzie  $\beta = (k_B T)^{-1}$ ,  $a$  jest stałą,  $M$  namagnesowaniem na „jedną cząstkę magnetyczną”,  $H$  zaś oznacza pole magnetyczne<sup>1</sup>.

<sup>1</sup> Równanie (2.2) dotyczy układu złożonego z jonów (lub elektronów) o wypadkowym spinie 1/2. Moment magnetyczny jonu równy jest wówczas  $m_0 = \frac{1}{2}g\mu_B$ , gdzie  $g$  jest czynnikiem Landego, a  $\mu_B$  magnetonem Bohra. Wielkość  $M$ , występująca w równaniu (2.2), jest bezwymiarowa. Oznacza ona stosunek średniego momentu magnetycznego układu do  $m_0$  pomnożonego przez liczbę jonów. Symbol  $H$  należy rozumieć jako pole magnetyczne mierzone w jednostkach  $m_0$  (przyp. tłum.).

Punkt krytyczny dla równania (2.2) odpowiada  $H = 0$  i  $a\beta_c = a/k_B T_c = 1$ . Łatwo jest wykazać, że w pobliżu otoczenia punktu krytycznego spontaniczne namagnesowanie  $M_0$  ma postać

$$M_0 \sim (T_c - T)^{1/2}, \quad \text{gdy } T \rightarrow T_c^- \quad (2.3)$$

Ta właśnie proporcjonalność do pierwiastka kwadratowego, oznaczająca, że wykładnik krytyczny równy jest jednej drugiej, sprzeczna jest z doświadczeniem. W podobny sposób zachowuje się parametr uporządkowania ( $\varrho_L - \varrho_G$ ) dla „gazu rzeczywistego” opisanego równaniem van der Waalsa:

$$\varrho_L - \varrho_G \sim (T_c - T)^{1/2}, \quad \text{gdy } T \rightarrow T_c^- \quad (2.4)$$

przy czym  $\varrho_L$  jest gęstością, czyli odwrotnością  $v$ , w cieczy, a  $\varrho_G$  jest gęstością w stanie gazowym. Co więcej, obie teorie klasyczne prowadzą do wniosku, że właściwa pojemność cieplna (do niedawna nazywana ciepłem właściwym) ma nieciągłość skokową. Ścisliwość i podatność mają zaś bieguny pierwszego rzędu w punkcie krytycznym. W wypadku układów magnetycznych mówi się wtedy o prawie Curie-Weissa. Wszystkie te wyniki również nie są zgodne z doświadczeniem. Wykładniki krytyczne omówimy szerzej w dalszych paragrafach. Dalszą dyskusję tych zagadnień i odpowiednie odnośniki znajdzie Czytelnik w pracach Domba [2] i Stanleya [3].

### 3. Mechanika statystyczna

Przejścia fazowe będziemy dyskutować badając właściwości „na jedną cząstkę”, tak jak w równaniach (2.1) i (2.2).

Statystyczne podstawy wyznaczania równań stanu, takich jak (2.1) i (2.2), stworzył J. W. Gibbs w końcu zeszłego stulecia. Istota metody Gibbsa jest następująca. Rozważmy układ  $N$  cząstek zawartych w obszarze  $\Omega$  o objętości  $V$ . Układ ten jest opisywany przez mikroskopowy hamiltonian, czyli przez energię oddziaływania  $\mathcal{H}\{C, \mathbf{J}\}$ , która zależy od konfiguracji  $C$  cząstek i od pewnego zbioru potencjałów oddziaływania, czyli pewnego zbioru parametrów sprzężenia  $\mathbf{J}$ . Dla układu tego definiujemy

$$Z(N, \Omega, \beta, \mathbf{J}) = \sum_{\{C\}} \exp(-\beta \mathcal{H}\{C, \mathbf{J}\}), \quad (3.1)$$

gdzie, tak jak przedtem,  $\beta = (k_B T)^{-1}$ . Wielkość  $Z$  nazywana jest kanoniczną sumą statystyczną, przy czym  $N$ ,  $\Omega$ ,  $\beta$ ,  $\mathbf{J}$ , występujące w nawiasie, przedstawiają wielkości, od których  $Z$  zależy. Właściwe rozumienie symbolicznej sumy po konfiguracjach zależy od rodzaju rozważanego układu. Na przykład, jeśli opis mikroskopowy ma charakter kwantowy, to  $\mathcal{H}$  jest operatorem, a suma oznacza ślad z operatora  $\exp(-\beta \mathcal{H})$ .

W wypadku klasycznego układu cząstek „suma” w (3.1) oznacza całkę po ich współrzędnych i pędach. Jeśli wykonać całkowanie po pędach, występujących w kinetycznej części  $\mathcal{H}$ , to

$$Z(N, \Omega, \beta, \mathbf{K}) = (N! \lambda^{3N})^{-1} \int \dots \int \exp(-\beta \varphi\{r_1, \dots, r_N, \mathbf{K}\}) dr_1 \dots dr_N, \quad (3.2)$$

gdzie  $\varphi$  oznacza energię potencjalną układu, zaś

$$\lambda = h(2\pi mk_B T)^{-1/2}. \quad (3.3)$$

Wielkość  $m$  oznacza masę pojedynczej cząstki, a  $h$  stałą Plancka.

W modelach układów magnetycznych występuje zazwyczaj pewien zbiór spinów, umieszczonych w ustalonych punktach w przestrzeni, np. w wierzchołkach regularnej sieci. Konfiguracje wyznaczone są wtedy przez wartości spinów  $\{\mu_1, \mu_2, \dots, \mu_N\}$  dla  $N$ -cząstkowego układu. Wielkości  $\mu_i$  mogą być operatorami kwantowymi, wektorami o ustalonej długości, lub skalarami. W wypadku kwantowym suma po konfiguracjach w (3.1) staje się śladem. Jeśli zaś  $\mu_i$  są wektorami, to symbol sumy oznacza całkę. Np. jeśli  $\mu_i$  jest  $n$ -wymiarowym wektorem o jednostkowej długości, to sumę statystyczną określa wzór

$$Z(N, \beta, J) = \int \dots \int_{\|\mu_i\|=1} \exp(-\beta \mathcal{H}\{\mu_1, \dots, \mu_N, J\}) d\mu_1 \dots d\mu_N. \quad (3.4)$$

W ten sposób zdefiniowana jest ogólna klasa tzw. modeli  $n$ -wektorowych, które ostatnio bada się intensywnie. Dla  $n = 3$  wierzchołki spinów leżą na powierzchni trójwymiarowej kuli jednostkowej. Taki model znany jest pod nazwą klasycznego modelu Heisenberga. Układ o  $n = 2$  znany jest jako model płaskich rotatorów lub płaski klasyczny model Heisenberga. Najstymniejszy jest układ o  $n = 1$ . Jest to model Isinga.

W wypadku modelu Isinga, tzn. modelu o  $n = 1$ , spiny stają się skalarami i przyjmują tylko dwie wartości:  $\mu_i = +1$  lub  $-1$ . Całki w (3.4) sprowadzają się wtedy do dyskretnej sumy po  $2^N$  dopuszczalnych konfiguracjach. Najprostszą możliwą wersję modelu Isinga uzyskuje się wtedy, gdy spiny umieszcza się w wierzchołkach pewnej sieci regularnej i gdy oddziaływania występują tylko pomiędzy najbliższymi sąsiadującymi spinami oraz z zewnętrznym polem magnetycznym. W tej sytuacji hamiltonianem lub energią oddziaływania dla zadanej konfiguracji jest

$$\mathcal{H}\{\mu_1, \dots, \mu_N, J\} = -J \sum_{\langle ij \rangle} \mu_i \mu_j - H \sum_{i=1}^N \mu_i \quad (3.5)$$

gdzie  $\langle ij \rangle$  oznacza parę najbliższych sąsiadów,  $J$  jest stałą sprzężenia dla sąsiadujących spinów,  $H$  zaś oznacza zewnętrzne pole magnetyczne. Suma statystyczna jest wówczas dana przez

$$Z(N, \beta, J) = \sum_{\{\mu_i = \pm 1\}} \exp(-\beta \mathcal{H}\{\mu_1, \dots, \mu_N, J\}). \quad (3.6)$$

Obliczenia w mechanice statystycznej stanów równowagi zaczynają się i w zasadzie też się kończą na wyznaczeniu kanonicznej sumy statystycznej. Porównanie z termodynamiką [4] prowadzi do wniosku, że  $\Psi_N$  określone przez

$$\Psi_N = -k_B T \ln Z(N, \Omega, \beta, J) \quad (3.7)$$



jest energią swobodną Helmholtza. Wszystkie wielkości termodynamiczne można z  $\Psi_N$  uzyskać drogą różniczkowania po odpowiednich parametrach. W wypadku płynu ciśnienie dane jest przez

$$P = - \left( \frac{\partial \Psi_N}{\partial V} \right)_T. \quad (3.8)$$

W wypadku układu magnetycznego namagnesowanie wyznacza

$$M = -k_B T \left( \frac{\partial \Psi_N}{\partial H} \right)_T. \quad (3.9)$$

Równania (3.8) i (3.9) przedstawiają równania stanu odpowiednio dla płynu i układu magnetycznego.

Stwierdziliśmy, że doświadczalnym przejawem przejścia fazowego jest osobliwe zachowanie się różnych wielkości termodynamicznych w punkcie krytycznym. Skoro wielkości termodynamiczne uzyskuje się z energii swobodnej, rozsądnym jest *zdefiniowanie* punktu krytycznego jako takiego punktu, odpowiadającego określonym wartościom temperatury i parametrów sprzężenia, w którym energia swobodna jest nieanalityczna. Jednak dla skończonych układów fizycznych takie punkty nie istnieją. Łatwo się o tym przekonać zauważając, że dla układów fizycznych hamiltonian jest analityczną funkcją parametrów sprzężenia  $J$  (równanie (3.5)), a stąd czynnik Boltzmann  $\exp(\beta - \mathcal{H})$  jest analityczną funkcją  $J$  i temperatury (oprócz  $T = 0$ ; tę kandydaturę na punkt krytyczny odrzucamy). Wreszcie skończona suma lub całka po skończonym obszarze z funkcji analitycznej jest również analityczna. Energia swobodna musi być zatem funkcją analityczną. W celu otrzymania punktu krytycznego w ramach formalizmu mechaniki statystycznej musimy koniecznie rozważać układy nieskończone. Przybliżenie to jest bardzo rozsądne, gdyż w układach rzeczywistych mamy do czynienia z mniej więcej  $10^{23}$  cząstkami na  $\text{cm}^3$ .

Ogólnie przyjęta metoda przejścia do opisu układu nieskończonego polega na przejściu do tzw. *granicy termodynamicznej*. To znaczy zamiast  $\Psi_N$  rozważamy energię swobodną na jedną cząstkę w granicy  $N \rightarrow \infty$ ,  $V \rightarrow \infty$ , ale przy ustalonej gęstości  $\varrho = N/V$ . Tę energię swobodną definiuje się

$$\Psi(\varrho, \beta, J) = - \lim_{\substack{N, V \rightarrow \infty \\ \varrho = N/V \text{ ustalone}}} k_B T N^{-1} \ln Z(N, \Omega, \beta, J). \quad (3.10)$$

W wypadku układów magnetycznych objętość  $V$  nie odgrywa żadnej roli. Jedynym przejściem granicznym, jakiego trzeba wówczas dokonać, jest  $N \rightarrow \infty$ . Nasza definicja punktu krytycznego odnosi się zatem do  $\Psi$ , a nie do  $\Psi_N$ .

Interesujące jest zagadnienie *istnienia* granicy termodynamicznej, tzn. problem określenia dla jakich hamiltonianów i dla jakich obszarów granica (3.10) istnieje. Zagadnienie to dopiero niedawno uzyskało należyłą uwagę. Zostało ono już jednak w sposób całkowicie wyczerpujący rozstrzygnięte i nie będziemy go tutaj omawiać. Zainteresowanego czytelnika odsyłamy do prac Ruelle'a [5] i Griffithsa [6]. Z punktu widzenia przejść fazowych chciało by się faktycznie obliczyć graniczną postać energii swobodnej. Okazało

się to niestety niezwykle trudnym problemem i to nawet w odniesieniu do takich modelowych układów, jak model Isinga, których związek z rzeczywistością fizyczną jest co najwyżej dosyć luźny.

W teorii przejść fazowych bez wątpienia najwięcej uwagi poświęcono modelowi Isinga. Model ten został w rzeczywistości wprowadzony we wczesnych latach dwudziestych przez Lenza. Ising był studentem Lenza. Rozwiązał on [7] jednowymiarowy model w sposób ścisły i wykazał brak przejścia fazowego w tym wypadku. Po kilku latach tj. w latach trzydziestych model ten zaczęto znowu rozpatrywać — głównie w odniesieniu do stopów podwójnych ( $\mu = +1$  odpowiadało atomom typu *A*, zaś  $\mu = -1$  atomom typu *B*, zob. artykuł [8] Bragga i Williama). Ponadto Peierls [9] udowodnił istnienie przejścia fazowego do stanu uporządkowanego dla modelu dwuwymiarowego. Wykazał on mianowicie, że dla dostatecznie niskich temperatur spontaniczne namagnesowanie jest różne od zera. Dowód Peierlsa nie był jednak zupełnie ścisły i został on poprawiony przez Griffithsa [10] w 1964 r. W tym też czasie rozwinięto wiele analitycznych metod przybliżonych (por. Burley [11]). Wszystkie z nich prowadziły do klasycznych wykładników krytycznych. Decydujący postęp nastąpił dopiero wraz z pojawieniem się ścisłego rozwiązania modelu dwuwymiarowego. Rozwiązanie to podał Onsager [12] w 1944 r. Można bezpiecznie stwierdzić, że rok ten zwiastował początek ery nowoczesnej w badaniach nad przejściami fazowymi.

#### 4. Era nowoczesna: 1944 —

Słynny artykuł Onsagera z 1944 r. zawierał ścisłe rozwiązanie dwuwymiarowego modelu Isinga w nieobecności pola magnetycznego, dla spinów umieszczonych na sieci kwadratowej. Oddziaływania pomiędzy spinami dotyczyły najbliższych sąsiadów. Zasadniczym wynikiem tego artykułu, było wykazanie, że model ten faktycznie dawał przejście fazowe, przy czym ciepło właściwe  $C_{H=0}$  w zerowym polu zachowywało się w następujący sposób:

$$C_{H=0} \sim A \ln |T - T_c|^{-1}, \quad \text{gdy } T \rightarrow T_c. \quad (4.1)$$

Było to pierwsze ścisłe wykazanie istnienia przejścia fazowego w ramach formalizmu mechaniki statystycznej. Rozwiązanie to jednocześnie zasugerowało po raz pierwszy, że wykładniki krytyczne nie muszą mieć wartości klasycznych. Onsager wyznaczył następnie spontaniczne namagnesowanie, ale wyniku tego nigdy nie opublikował. Wykazał on, że

$$M_0 \sim (T_c - T)^{1/8}, \quad \text{gdy } T \rightarrow T_c^-, \quad (4.2)$$

co również odbiega od klasycznego zachowania typu pierwiastka kwadratowego.

Odejście od klasycznych wykładników krytycznych uzyskało w latach czterdziestych także uzasadnienie doświadczalne. W 1945 r. Guggenheim [13] zebrał uprzednio opublikowane dane i zauważył, że z dobrą dokładnością

$$\varrho_L - \varrho_G \sim (T_c - T)^{1/8}, \quad \text{gdy } T \rightarrow T_c^-. \quad (4.3)$$

Wynik ten dotyczył przejścia ciec-z-gaz w układach: Ne, Ar, Kr, Xe, N<sub>2</sub>, O<sub>2</sub>, CO<sub>2</sub>, i CH<sub>4</sub>.

Prace nad problemem Isinga kontynuowano w późnych latach czterdziestych i w latach pięćdziesiątych. Uzyskano wtedy wiele ścisłych rozwiązań dla modelu z oddziaływaniami najbliższych sąsiadów w zerowym polu i dla wszystkich rodzajów egzotycznych sieci dwuwymiarowych (por. artykuł Domba [14]). Wyniki różniły się w szczegółach, ale we wszystkich wypadkach zachowanie krytyczne było identyczne: logarytmicznie rozbieżne ciepło właściwe, prawo potęgowe typu  $1/8$  dla namagnesowania, itd. Do dzisiaj jednak ani dwuwymiarowy model Isinga z polem magnetycznym, ani trójwymiarowy model i to nawet bez pola, nie zostały rozwiązane w sposób ścisły, mimo wręcz niewiarygodnej liczby godzin pracy poświęconych na próby rozwiązania tych trudnych i dręczących problemów. Trzeba jednak uczciwie powiedzieć, że dokonano pewnej ich erozji. Stało się to dzięki Dombowi i jego współpracownikom z King's College, którzy w latach pięćdziesiątych podjęli życiowe zadanie tworzenia i analizowania wysoko- i niskotemperaturowych rozwinięć dla rozmaitych wielkości termodynamicznych.

Najprostszą wersją metody rozwinięć potęgowych (zob. Domb i Green [15]) można opisać w następujący sposób. Przypuśćmy, że interesuje nas wysokotemperaturowe rozwinięcie pewnej wielkości termodynamicznej, takiej jak podatność  $\chi$ , względem potęg  $\beta = (k_B T)^{-1}$ . Rozwinięcie to zapisujemy w postaci

$$\chi = \sum_{n=0}^{\infty} a_n \beta^n. \quad (4.4)$$

Załóżmy, że w jakiś sposób udało nam się obliczyć pierwszych  $N+1$  współczynników  $a_0, a_1, \dots, a_N$ . (Typowo  $N$  jest rzędu 15–25 i współczynniki te wyznacza się na podstawie zawitych i pracochłonnych metod kombinatorycznych i diagramowych). Problem formułuje się wówczas następująco: jeśli  $\chi$  jest w pewien sposób rozbieżne, powiedzmy

$$\chi \sim A \left(1 - \frac{\beta}{\beta_c}\right)^{-\gamma}, \quad \text{gdy } \beta \rightarrow \beta_c, \quad (4.5)$$

to czy na podstawie znanych współczynników z rozwinięcia (4.4) można wyznaczyć *punkt krytyczny*  $\beta_c$  i *wykładnik krytyczny*  $\gamma$ ?

Zakładając, że  $\beta_c$  jest osobliwością najbliższą punktu  $\beta = 0$ , porównanie (4.4) z (4.5) prowadzi do wniosku, że

$$a_n \sim \frac{A(n+\gamma-1)!}{\beta_c^n n! (\gamma-1)!}, \quad \text{gdy } n \rightarrow \infty. \quad (4.6)$$

Wynika stąd, że

$$r_n = \frac{a_n}{a_{n-1}} \sim \beta_c^{-1} \left(1 + \frac{\gamma-1}{n}\right), \quad \text{gdy } n \rightarrow \infty. \quad (4.7)$$

Jeśli więc *znane* współczynniki osiągnęły swą postać asymptotyczną, to ekstrapolacja wykresu ilorazu  $r_n$  w funkcji  $1/n$  powinna dać rozsądne oszacowania punktu przecięcia  $\beta_c^{-1}$  i nachylenia  $\beta_c^{-1}(\gamma-1)$ . Powyższa metoda ilorazów powinna zatem pozwolić uzyskać godne zaufania oszacowania temperatury krytycznej i wykładnika krytycznego.

Prace nad problemem Isinga kontynuowano w późnych latach czterdziestych i w latach pięćdziesiątych. Uzyskano wtedy wiele ścisłych rozwiązań dla modelu z oddziaływaniami najbliższych sąsiadów w zerowym polu i dla wszystkich rodzajów egzotycznych sieci dwuwymiarowych (por. artykuł Domba [14]). Wyniki różniły się w szczegółach, ale we wszystkich wypadkach zachowanie krytyczne było identyczne: logarytmicznie rozbieżne ciepło właściwe, prawo potęgowe typu  $1/8$  dla namagnesowania, itd. Do dzisiaj jednak ani dwuwymiarowy model Isinga z polem magnetycznym, ani trójwymiarowy model i to nawet bez pola, nie zostały rozwiązane w sposób ścisły, mimo wręcz niewiarygodnej liczby godzin pracy poświęconych na próby rozwiązania tych trudnych i dręczących problemów. Trzeba jednak uczciwie powiedzieć, że dokonano pewnej ich erozji. Stało się to dzięki Dombowi i jego współpracownikom z King's College, którzy w latach pięćdziesiątych podjęli życiowe zadanie tworzenia i analizowania wysoko- i niskotemperaturowych rozwinięć dla rozmaitych wielkości termodynamicznych.

Najprostszą wersją metody rozwinięć potęgowych (zob. Domb i Green [15]) można opisać w następujący sposób. Przypuśćmy, że interesuje nas wysokotemperaturowe rozwinięcie pewnej wielkości termodynamicznej, takiej jak podatność  $\chi$ , względem potęg  $\beta = (k_B T)^{-1}$ . Rozwinięcie to zapisujemy w postaci

$$\chi = \sum_{n=0}^{\infty} a_n \beta^n. \quad (4.4)$$

Załóżmy, że w jakiś sposób udało nam się obliczyć pierwszych  $N+1$  współczynników  $a_0, a_1, \dots, a_N$ . (Typowo  $N$  jest rzędu 15–25 i współczynniki te wyznacza się na podstawie zawiłych i pracochłonnych metod kombinatorycznych i diagramowych). Problem formuluje się wówczas następująco: jeśli  $\chi$  jest w pewien sposób rozbieżne, powiedzmy

$$\chi \sim A \left(1 - \frac{\beta}{\beta_c}\right)^{-\gamma}, \quad \text{gdy } \beta \rightarrow \beta_c^-, \quad (4.5)$$

to czy na podstawie znanych współczynników z rozwinięcia (4.4) można wyznaczyć *punkt krytyczny*  $\beta_c$  i *wykładnik krytyczny*  $\gamma$ ?

Zakładając, że  $\beta_c$  jest osobliwością najbliższą punktu  $\beta = 0$ , porównanie (4.4) z (4.5) prowadzi do wniosku, że

$$a_n \sim \frac{A(n+\gamma-1)!}{\beta_c^n n! (\gamma-1)!}, \quad \text{gdy } n \rightarrow \infty. \quad (4.6)$$

Wynika stąd, że

$$r_n = \frac{a_n}{a_{n-1}} \sim \beta_c^{-1} \left(1 + \frac{\gamma-1}{n}\right), \quad \text{gdy } n \rightarrow \infty. \quad (4.7)$$

Jeśli więc *znane* współczynniki osiągnęły swą postać asymptotyczną, to ekstrapolacja wykresu ilorazu  $r_n$  w funkcji  $1/n$  powinna dać rozsądne oszacowania punktu przecięcia  $\beta_c^{-1}$  i nachylenia  $\beta_c^{-1}(\gamma-1)$ . Powyższa metoda ilorazów powinna zatem pozwolić uzyskać godne zaufania oszacowania temperatury krytycznej i wykładnika krytycznego.

Z punktu widzenia historii tej dyscypliny interesującym jest zauważyć, że w 1949 r. Domb [16] uzyskał rozwinięcia potęgowe dla  $M_0$  w modelu Isinga na sieci kwadratowej, nie znając wzoru (4.2) Onsagera. Posługiwał się on metodą ilorazów i istotnie zaproponował wzór (4.2). Pierwszy opublikowany dowód tego wzoru pojawił się trzy lata później w pracy Yanga [17].

Istnieją oczywiście także inne metody analizy drogą rozwinięć potęgowych, np. aproksymanty Padégo. Stosować je należy wtedy, gdy  $\beta_c$  nie jest osobliwością najbliższą punktu  $\beta = 0$ , co zdarza się najczęściej w wypadku rozwinięć niskotemperaturowych. Zainteresowanego czytelnika odsyłamy do pracy [18] Guttmanna i Gaunta.

W latach sześćdziesiątych nauka o przejściach fazowych i zjawiskach krytycznych zaczęła kwitnąć. Bardziej skomplikowane techniki doświadczalne pozwalały na dokładniejsze oszacowania wykładników krytycznych. Na przykład w 1962 r. Heller i Benedek podali dla  $M_n F_2$  następujące oszacowanie:

$$M_0 \sim (T_c - T)^{0,885 \pm 0,005}, \quad \text{gdy } T \rightarrow T_{c-}. \quad (4.8)$$

Przegląd doświadczalnych badań nad zjawiskami krytycznymi przedstawiony jest w artykule Hellera [19]<sup>1</sup>.

Intrygująca była obserwacja, że wykładniki krytyczne dla tak odmiennych układów jak  $M_n F_2$  i gazy badane przez Guggenheima są w rzeczywistości jednakowe. Doprowadziło to w sposób naturalny do pojęcia uniwersalności. Sprowadza się ono w zasadzie do stwierdzenia, że zachowanie krytyczne jest stosunkowo mało czułe na szczegóły mikroskopowe. Jednak w wypadku helu wykładnik parametru uporządkowania wynosi 0,354, zaś dla  $CrBr_3$  szacuje się go na 0,368. Jasne jest więc, że uniwersalność nie jest zupełna. Wciąż jednak można mówić o pewnych klasach uniwersalności. Do zagadnienia uniwersalności powrócimy w następnych paragrafach.

Definiowanie i klasyfikowanie wykładników krytycznych było modną rozrywką w latach sześćdziesiątych, która co do joty wyczerpała alfabet grecki. Jednak w latach sześćdziesiątych zapewne najwięcej wysiłku, mierzzonego opublikowanymi pracami, poświęcono hipotezom skalowania (podobieństwa) i uniwersalności (zob. Kadanoff [20]).

W latach siedemdziesiątych wprowadzono metodę grupy renormalizacji (Wilson [21])<sup>2</sup>, którą wielu uważa za jedno z największych osiągnięć obecnego wieku. W tym czasie nie było jasne, czy chodziło o grupę matematyczną czy o grupę ludzi. Okazało się, że w rzeczywistości chodziło o matematyczną pójgrupę i o ogromną grupę ludzi.

Rzecz jasna w ostatnich dziesięcioleciach w dyscyplinie tej pojawiło się także szereg innych ważnych osiągnięć. Trudno jest jednak dobrze je omówić w tak krótkim artykule przeglądowym. Powinno się tu jednak wspomnieć o ścisłym rozwiązaniu dwuwymiarowego modelu lodu i modeli z nim spokrewnionych. Rozwiązanie to podał Lieb (zob. Lieb i Wu [22]). Kilka lat później Baxter [23] rozwiązał ogólniejszy model ośmiowierzchołko-

<sup>1</sup> Por. również artykuł A. Olesia w niniejszym zeszycie *Postępów Fizyki* (Przyp. Red.).

<sup>2</sup> W jednym z następnych numerów *Postępów Fizyki* planujemy opublikować tłumaczenie popularnego artykułu K. Wilsona (*Physics of many scales*), opublikowanego w *Scientific American*, poświęconego temu problemowi (Przyp. Red.).

wy. Model ten jest w uproszczeniu równoważny dwuwymiarowemu modelowi Isinga ze szczególnie dobranymi oddziaływaniami najbliższej sąsiadujących par i czwórek spinów. Dobrze jest posiadać dokładne rozwiązanie i ścisłe wyniki, lecz niestety bardzo trudno jest je osiągnąć.

## 5. Wykładniki krytyczne, skalowanie, uniwersalność

### a) Wykładniki krytyczne

W poprzednich paragrafach zaznajomiliśmy się już z przykładami wykładników krytycznych, a mianowicie dla parametrów uporządkowania, dla podatności itd. Grecki katalog wykładników jest obecnie tak spory, że omówimy tylko wykładniki najważniejsze. Naszą dalszą dyskusję ograniczymy w dodatku do układów magnetycznych. Katalog wykładników dla płynów jest taki sam, jak dla układów magnetycznych. Trzeba tylko dokonać poprawnego utożsamienia odpowiadających wielkości termodynamicznych dla obu rodzajów układów:  $q_L - q_G$  odpowiada spontanicznemu namagnesowaniu  $M_0$ , ściślność izotermiczna  $K_T$  odpowiada izotermicznej podatności  $\chi$  w zerowym polu, ciepłna pojemność właściwa  $C_v$  przy stałej objętości odpowiada cieplnej pojemności właściwej  $C_{H=0}$  w zerowym polu itd. Symbol „ $\text{sgn}(H)$ ” będzie u nas oznaczał  $+1$ , jeśli  $H > 0$ , i  $-1$ , jeśli  $H < 0$ .

Jeśli zdefiniować

$$\tau = \frac{T}{T_c} - 1, \quad (5.1)$$

to standardowymi i powszechnie przyjętymi symbolami wykładników krytycznych są:

$$M_0 \sim |\tau|^\beta, \quad \text{gdy } \tau \rightarrow 0-, \quad (5.2)$$

$$\chi \sim |\tau|^{-\gamma}, \quad \text{gdy } \tau \rightarrow 0\pm \quad \text{i} \quad \chi \sim |\tau|^{-\gamma'}, \quad \text{gdy } \tau \rightarrow 0-,$$

$$C_{H=0} \sim |\tau|^{-\alpha} \quad \text{gdy } \tau \rightarrow 0+ \quad \text{i} \quad C_{H=0} \sim |\tau|^{-\alpha'}, \quad \text{gdy } \tau \rightarrow 0-,$$

$$M \sim \text{sgn}(H) |H|^{1/\delta} \quad \text{w } \tau = 0 \quad (\text{izoterma krytyczna}) \quad \text{i} \quad \text{gdy } H \rightarrow 0$$

itd.

Ogólną definicją wykładnika krytycznego  $\lambda$ , odpowiadającego punktowi krytycznemu  $x = 0$  dla wielkości  $f(x)$  jest

$$\lambda = \lim_{x \rightarrow 0+} \frac{\ln f(x)}{\ln x}. \quad (5.3)$$

Definicja powyższa jest oczywiście poprawna wtedy, gdy granica (5.3) istnieje. Piszemy wówczas

$$f(x) \sim x^\lambda, \quad \text{gdy } x \rightarrow 0+. \quad (5.4)$$

Wykładniki krytyczne  $\alpha'$  i  $\gamma'$ , odpowiadające obszarowi temperatur poniżej temperatury krytycznej, określa się w podobny sposób. Zaznacza się przez to, że mogą one być różne od wykładników  $\alpha$  i  $\gamma$ , właściwych dla temperatur wyższych od temperatury krytycznej. W większości jednak przypadków prawdziwe są prawdopodobnie równości  $\alpha = \alpha'$  i  $\gamma = \gamma'$ . Z pewnością dzieje się tak w teoriach klasycznych i dla dwuwymiarowego modelu Isinga. Może się jednak okazać, że  $\gamma'$ , które trudno jest mierzyć doświadczalnie, jest w ogólności różne od  $\gamma$ .

Dla bardzo wielu układów, tak płynowych jak i magnetycznych, zakresy wartości powyższych wykładników krytycznych są mniej więcej następujące:

$$\beta \approx 0,33 \text{ do } 0,37; \quad \gamma \approx 1,21 \text{ do } 1,37; \quad \alpha \approx -0,1 \text{ do } 0,1; \quad \delta \approx 4,2 \text{ do } 4,4. \quad (5.5)$$

Wartości  $\gamma'$  nie są pewne, a  $\alpha'$  jest przypuszczalnie ujemne. W tym wypadku definicję (5.2) trzeba zmodyfikować w następujący sposób: *osobliwa część*  $C_{H=0} \sim |\tau|^{-\alpha'}$  gdy  $\tau \rightarrow 0-$  i podobnie w wypadku  $\alpha$ , jeśli wykładnik ten jest ujemny. Ujemne wykładniki interpretujemy zatem jako osobliwość typu ostrza. Graniczna sytuacja  $\alpha = 0$ , zgodnie z definicją (5.3), może oznaczać kilka rodzajów zachowań. Na przykład nieciągłość typu skokowego lub rozbieżność logarytmiczną. Wykładniki krytyczne oznacza się wtedy odpowiednio przez  $0_{\text{niec}}$  i  $0_{\text{log}}$ .

Klasyczne teorie przejść fazowych prowadzą do wykładników

$$\beta = 1/2; \quad \gamma = \gamma' = 1; \quad \alpha = \alpha' = 0_{\text{niec}}; \quad \delta = 3. \quad (5.6)$$

Odbiegają one znacznie od wartości doświadczalnych (5.5). Ścisłe rozwiązanie dwuwymiarowego modelu Isinga daje

$$\beta = 1/8; \quad \gamma = \gamma' = 7/4; \quad \alpha = \alpha' = 0_{\text{log}}; \quad \delta = 15. \quad (5.7)$$

Wreszcie nisko- i wysokotemperaturowe rozwinięcia potęgowe prowadzą do wniosku, że dla modeli trójwymiarowych wykładniki krytyczne można oszacować w następujący sposób (z pewnym stopniem niepewności zwłaszcza w odniesieniu do  $\gamma'$  i  $\delta$ ):

$$\beta = 5/16; \quad \gamma = \gamma' = 5/4; \quad \alpha = \alpha' = \frac{1}{4}; \quad \delta = 5. \quad (5.8)$$

Wykładniki krytyczne dla modelu dwuwymiarowego daleko odbiegają od wartości przewidywanych przez teorię klasyczną, ale oszacowanie dla trójwymiarowego modelu Isinga są przynajmniej bliższe doświadczeniu niż wartości klasyczne.

## b) Hipoteza skalowania

Istnieje wiele wersji hipotezy skalowania. Żadna z nich nie została udowodniona, a wszystkie ostatecznie prowadzą w zasadzie do tego samego stwierdzenia: osobliwą część energii swobodnej można w otoczeniu punktu krytycznego przedstawić jako iloczyn  $|\tau|$  do pewnej potęgi i funkcji zależnej od jednej przeskalowanej zmiennej. Tak więc w wypadku układów magnetycznych hipoteza skalowania stwierdza, że w otoczeniu punktu

$$\tau = \frac{T}{T_c} - 1 = 0$$

i  $H = 0$  osobliwa część energii swobodnej  $\Psi_s(\tau, H)$  dana jest przez

$$\Psi_s(\tau, H) = |\tau|^{2-\alpha} Q_{\pm}(H/|\tau|^{\Delta}), \quad (5.9)$$

gdzie + i - dotyczą odpowiednio sytuacji  $\tau > 0$  i  $\tau < 0$ . Szczególna postać potęgi  $2-\alpha$  wielkości  $|\tau|$  w (5.9) wybrana jest tak, by, jak za chwilę zobaczymy, była ona zgodna z definicją (5.2) wykładnika krytycznego dla właściwej pojemności cieplnej. W hipotezie (5.9) ukryte jest założenie, że  $\alpha' = \alpha$ . Założymy w dodatku że  $\gamma = \gamma'$ . Pamiętać jednak należy, że założenia powyższe nie mają charakteru decydującego i że hipotezę skalowania łatwo jest zmodyfikować tak, by  $\alpha' \neq \alpha$  i  $\gamma' \neq \gamma$ . Nowa liczba  $\Delta$  pojawiająca się w (5.9) nosi nazwę *wykładnika przerwy*, gdyż kolejne pochodne  $\Psi_s$  względem pola dają wykładniki odległe od siebie o  $\Delta$ .

Nakładając na  $Q_{\pm}(x)$  dość słabe założenia, w szczególności, że  $Q(x)$  i jego pochodne są skończone w punkcie  $x = 0$ , możemy przystąpić do wyprowadzenia związków pomiędzy wykładnikami. Stanowi to główne zagadnienie hipotezy skalowania. Tak więc osobliwe części spontanicznego namagnesowania, podatności i właściwej pojemności cieplnej mają, na mocy ich definicji i równania (5.9), następującą postać

$$M_0 = - \left( \frac{\partial \Psi_s}{\partial H} \right)_{H=0} \sim |\tau|^{2-\alpha-\Delta}, \quad (5.10)$$

$$\chi = - \left( \frac{\partial^2 \Psi_s}{\partial H^2} \right)_{H=0} \sim |\tau|^{2-\alpha-2\Delta}, \quad (5.11)$$

$$C_{H=0} = -T \frac{\partial^2 \Psi_s(\tau, 0)}{\partial T^2} \sim |\tau|^{-\alpha}. \quad (5.12)$$

Porównując (5.10) i (5.11) z definicjami (5.2) wykładnika  $\beta$  dla spontanicznego namagnesowania i wykładnika  $\gamma$  dla podatności, uzyskujemy

$$\beta = 2-\alpha-\Delta \quad \text{i} \quad \gamma = -(2-\alpha-2\Delta). \quad (5.13)$$

Wyeliminowanie wykładnika przerwy z (5.13) prowadzi do związku

$$\alpha + 2\beta + \gamma = 2. \quad (5.14)$$

Jest to jeden z wielu związków, jakie można uzyskać na podstawie hipotezy skalowania.

Historycznie rzecz biorąc, związek (5.14) był po raz pierwszy wyprowadzony przez Essama i Fishera [24] dla pewnego kropłowego modelu skraplania. Uzasadnienie Widoma i Kadanoffa związku (5.14) poprzez hipotezę skalowania pojawiło się trochę później, tj. w 1965 i 1966. W 1963 Rushbrooke [25] wykazał, że na mocy rozważań czysto termodynamicznych związek (5.14) jest zawsze słuszny pod warunkiem, że znak równości zastąpi się przez znak nierówności „ $\geq$ ”. Ten sam wniosek dotyczy w ogólności wszystkich innych związków uzyskanych z hipotezy skalowania.

Podobne metody i założenia prowadzą do szeregu innych związków pomiędzy wy-



kładnikami (zob. Stanley [32]). Tak na przykład związek dla wykładnika krytycznego izotermu krytycznej  $\delta$  można uzyskać z założenia (5.9), zauważając że

$$M = -\frac{\partial \Psi_s}{\partial H} = -|\tau|^{2-\alpha-\Delta} Q'_\pm(H/|\tau|^\Delta) \quad (5.15)$$

Zakładając, że dla  $|x| \rightarrow \infty$   $Q'_\pm(x)$  ma postać  $-\text{sgn}(x) |x|^{1/\delta}$ , mamy dla ustalonego i dostatecznie małego  $H$

$$M \sim |\tau|^{2-\alpha-\Delta-\Delta/\delta} \text{sgn}(H) |H|^{1/\delta}, \quad \text{gdy } \tau \rightarrow 0. \quad (5.16)$$

Jeśli  $M$  ma być zgodne z (5.2), to żądamy by

$$2-\alpha-\Delta-\Delta/\delta = 0.$$

Tak więc na podstawie (5.13) uzyskujemy

$$\delta = \Delta(2-\alpha-\Delta)^{-1} = (2-\alpha-\beta)^{-1},$$

co po uporządkowaniu prowadzi do związku skalowania

$$\alpha + \beta(\delta+1) = 2. \quad (5.17)$$

Znowu związek (5.17) jest ściśle spełniony, jeśli znak „=” zastąpić przez znak „ $\geq$ ”, co udowodnił Griffiths [10].

Interesujące jest zauważyć, że zarówno wykładniki klasyczne jak i wykładniki dla dwuwymiarowego modelu Isinga spełniają prawa skalowania (5.14) i (5.17). Oszacowania (5.8) dla wykładników trójwymiarowego modelu Isinga również są zgodne z (5.14) i (5.17), choć oszacowania te są tu przypuszczalnie nieco stronnicze. Wreszcie doświadczalne wartości wykładników krytycznych również, w ramach błędów doświadczalnych, spełniają powyższe prawa skalowania.

Podkreślamy, że nie istnieje żadne ściśle uzasadnienie praw skalowania. Uczciwie można jednak stwierdzić, że prawa (5.14) i (5.17) są całkiem niezłe spełniane. Inne prawa skalowania, a zwłaszcza te, które zależą od wymiaru przestrzennego układu, są już jednak dość wątpliwej jakości.

### c) Uniwersalność

Przekonałiśmy się, że wykładniki krytyczne są stosunkowo mało czułe na szczegóły mikroskopowe. Od czego zatem wykładniki krytyczne zależą? Z pewnością zależą one od wymiaru przestrzennego układu a także, w pewnym nieokreślonym znaczeniu, od symetrii parametru uporządkowania dla układu.

Jako przykład rozważmy model  $n$ -wektorowy o hamiltonianie

$$\mathcal{H} = -J \sum_{\langle ij \rangle} \mu_i \cdot \mu_j - H \cdot \sum_i \mu_i, \quad (5.18)$$

gdzie  $\mu_i$  jest  $n$ -wymiarowym wektorem klasycznym o jednostkowej długości, a oddziaływania dotyczą najbliższych sąsiadów. Dla modelu Isinga o  $n = 1$  przekonałiśmy się

już o wpływie wymiarowości, np.  $\gamma = 1,75$  dla  $d = 2$  i  $\gamma = 1,25$  dla  $d = 3$ . Na podstawie rozwinięć temperaturowych jasne jest także, że wykładniki krytyczne zależą od  $n$ . Na przykład, gdy  $d = 3$ , to  $\gamma = 1,25, 1,315$  i  $1,375$  dla  $n$  równego odpowiednio 1, 2 i 3. Wykładniki krytyczne mogą także zależeć od stopnia anizotropowości oddziaływania (w porównaniu z czysto izotropowym oddziaływaniem (5.18)). Można by jednak wtedy powiedzieć, że jest to jeszcze jedno uzewnętrznienie się „symetrii” i że wykładniki krytyczne odpowiadają przypuszczalnie wykładnikom pewnego izotropowego modelu  $m$ -wektorowego o pewnym  $m < n$ , zależnym od rodzaju anizotropii.

Problemem, jaki się dalej pojawia, jest więc klasyfikacja układów na *klasy uniwersalności*, złożone z układów o identycznych zestawach wykładników krytycznych. Na przykład rozwinięcia temperaturowe znowu prowadzą do wniosku, że układy Isinga o ustalonym  $d$  i o krótkozasięgowych oddziaływaniach par spinów tworzą jedną taką klasę (lub podklasę) uniwersalności. Do zagadnienia uniwersalności powrócimy w paragrafie następnym, poświęconym grupie renormalizacji.

## 6. Metoda grupy renormalizacji

### 6.1. Przepis

Podstawowym problemem, jaki się pojawia przy analizie zjawisk kolektywnych, jest sposób postępowania z układami o wielu stopniach swobody. Na przykład w wypadku układów magnetycznych, spiny stają się w wysokim stopniu skorelowane, jeśli zmierzają do punktu krytycznego ze strony wysokich temperatur. Przejście przez temperaturę krytyczną powoduje gwałtowne uporządkowanie się układu. Dogodną miarą stopnia uporządkowania jest dla układów magnetycznych dwuspinowa funkcja korelacji. W wypadku modelu  $n$ - wektorowego jest ona zdefiniowana przez

$$\langle \mu_i \cdot \mu_j \rangle = [Z(N, \beta, \mathbf{J})]^{-1} \int \dots \int_{\|\mu_j\|=1} \mu_i \cdot \mu_j \exp(-\beta \mathcal{H}\{\mu_{ij}, \mathbf{J}\}) \Pi d\mu_i, \quad (6.1)$$

gdzie  $Z(N, \beta, \mathbf{J})$  jest kanoniczną sumą statystyczną (3.4).

Dla  $T > T_c$  i dla dużych odległości  $r_{ij}$  pomiędzy spinami  $\mu_i$  i  $\mu_j$  funkcja korelacji (6.1) na ogół zanika wykładniczo. Znaczy to, że

$$\langle \mu_i \mu_j \rangle \sim \exp(-r/\xi(\tau)), \quad \text{gdy } r = r_{ij} \rightarrow \infty, \quad (6.2)$$

gdzie  $\xi(\tau)$  jest *długością korelacji*. Jest ona miarą obszaru, w którym spiny są skorelowane. Przy zbliżaniu się do punktu krytycznego, tzn. gdy

$$\tau = \frac{T}{T_c} - 1 \rightarrow 0_+,$$

długość korelacji jest rozbieżna. Opisuje się to zwykle przez wprowadzenie wykładnika krytycznego  $\nu$ , takiego że

$$\xi(\tau) \sim \tau^{-\nu}, \quad \text{gdy } \tau \rightarrow 0_+. \quad (6.3)$$

Na podstawie (6.2) jasne jest, że poprawne opisanie właściwości podukładu o objętości rzędu  $\xi^d$  prowadzi, w pewnym przybliżonym znaczeniu, do dokładnego opisu całego układu spinów. Tak rzeczywiście można zrobić, np. na podstawie rozwinięć temperaturowych w obszarze wysokich temperatur, gdzie  $\xi$  jest niewielkie, powiedzmy rzędu kilku stałych sieci. Jednak przy zbliżaniu się do punktu krytycznego  $\xi$  staje się tak olbrzymie, że liczba konfiguracji, jakie należy uwzględnić, staje się niemożliwa do analizy.

Podstawową ideą metody grupy renormalizacji jest skonstruowanie transformacji, która zachowuje wymiarowość przestrzenną, i „symetrie” układu, a zmniejsza długość korelacji o pewien czynnik  $b > 1$  i tym samym zmniejsza liczbę stopni swobody z  $N$  do  $N/b^d$ . Kolejne stosowanie tej transformacji powoduje efektywne odsunięcie się od punktu krytycznego i pojawienie się sytuacji, dla której długość korelacji staje się niewielka. Problem staje się w ten sposób możliwy do rozwiązania.

Transformacja grupy renormalizacji (TGR) działa w przestrzeni hamiltonianów. Można ją zatem zrealizować albo w *przestrzeni konfiguracyjnej*, albo, jak to oryginalnie zrobił Wilson [21], w przestrzeni pędów. Dla uproszczenia ograniczymy naszą dyskusję do TGR w przestrzeni konfiguracyjnej i do układów magnetycznych, których hamiltoniany można opisać przez pewien zbiór stałych sprzężenia, przedstawiony jako wektor  $K = (K^{(1)}, K^{(2)}, \dots)$ . Wymiar tego wektora musi być taki, by uwzględnione były wszystkie możliwe oddziaływania, jakie tworzy TGR, a więc oddziaływanie najbliższych sąsiadów  $K^{(1)}$ , następnych sąsiadów, oddziaływanie trójek spinów, czwórek spinów itd. Transformację TGR oznaczymy przez  $\hat{R}_b$ . Operator  $\hat{R}_b$  przekształca dowolny układ w przestrzeni hamiltonianów, opisywany przez stałe sprzężenia  $K$ , w inny układ w tej przestrzeni, ale o stałych sprzężeniach  $K'$ . Jeśli symbol  $\circ$  oznacza „działanie na”, to

$$K' = \hat{R}_b \circ K \quad (6.4)$$

Równanie grupy renormalizacji (6.4) można alternatywnie zapisać dla składowych wektorów  $K$  i  $K'$  jako

$$K^{(\alpha')} = f^{(\alpha)}(K^{(1)}, K^{(2)}, \dots). \quad (6.5)$$

Należy oczekiwać, że w ogólności operator  $\hat{R}_b$ , lub równoważnie funkcje  $f^{(\alpha)}$ , nie są liniowe. Z uwagi na tę nieliniowość oraz z uwagi na manipulowanie czynnikiem Boltzmanna  $\exp(-\beta\mathcal{H})$  przy konstruowaniu TGR, ważne jest włączenie czynnika  $\beta$  przy pierwszym zastosowaniu TGR do *szczególnego układu*, opisywanego przez pewne  $K_0$ . Tak więc składowymi początkowego  $K_0$  są stałe sprzężenia pomnożone przez  $\beta$ . Natomiast składowe  $K'$  utworzone poprzez (6.4) zależą od  $\beta$  w ogólności nieliniowo.

Faktyczne skonstruowanie  $\hat{R}_b$  można uważać za pierwszą część metody grupy renormalizacji. Część drugą, która jest interesującym i pojęciowo atrakcyjnym elementem tego podejścia, najlepiej jest przypuszczalnie opisać jako przepis na grupę renormalizacji. Przepis ten jest dokładny, lecz niestety, oprócz jednego czy dwóch wyjątków, sama konstrukcja  $\hat{R}_b$  jest w najlepszym wypadku tylko przybliżona. Później powiemy o tym trochę więcej.

Załóżmy teraz, że mamy pewne  $\hat{R}_b$ , którego własności są takie, jak opisane powyżej.

Długość korelacji  $\xi$  i energia swobodna dla obu układów powiązanych przez (6.4) spełniają zatem związki

$$\xi(K') = b^{-1}\xi(K) \quad \text{i} \quad \Psi(K') = b^d\Psi(K). \quad (6.6)$$

Przepis ma dalej następującą postać:

Zaczynamy od pewnego *szczególnego układu*, opisywanego przez  $K_0$  (np. dla oddziaływań pomiędzy wyłącznie najbliższymi sąsiadami

$$K_0 = (\beta J^{(1)}, 0, 0, \dots), \quad (6.7)$$

gdzie  $J^{(1)}$  jest stałą sprzężenia pomiędzy najbliższymi sąsiadami). Następnie wielokrotnie powtarzamy transformację  $\hat{R}_b$  i uzyskujemy ciąg wektorów  $K_1, K_2, \dots$ , danych przez

$$K_{l+1} = \hat{R}_b \circ K_l \quad l = 0, 1, 2, \dots \quad (6.8)$$

Z (6.6) mamy więc

$$\xi(K_{l+1}) = b^{-1}\xi(K_l) = \dots = b^{-l}\xi(K_0). \quad (6.9)$$

Przypuśćmy teraz, że gdy  $l \rightarrow \infty$ , to  $K_l$  zdąży do pewnej skończonej granicy  $K^*$ . Jeśli założyć ciągłość  $\hat{R}_b$ , to wynika stąd, że  $K^*$  jest *punktem stałym* przekształcenia  $\hat{R}_b$ . Na podstawie (6.8) oznacza to, że

$$K^* = \lim_{l \rightarrow \infty} K_{l+1} = \hat{R}_b \circ (\lim_{l \rightarrow \infty} K_l) = \hat{R}_b \circ K^*. \quad (6.10)$$

Jeśli  $K^*$  jest skończone, to odpowiada ono pewnemu układowi o skończonej temperaturze i *niezerowej* (być może nieskończonej) długości korelacji  $\xi(K^*)$ . Z (6.9) wnioskujemy więc, że długość korelacji oryginalnego układu *początkowego*

$$\xi(K_0) = \lim_{l \rightarrow \infty} b^l \xi(K_{l+1}) \quad (b > 1) \quad (6.11)$$

jest nieskończona. Nasz początkowy układ był zatem w punkcie krytycznym. Na przykład w wypadku oddziaływań najbliższych sąsiadów (6.7) powinna istnieć tylko jedna wartość  $\beta = \beta_c$ , odpowiadająca punktowi krytycznemu. Dla tej właśnie wartości ciąg

$$K_{0,c} = (\beta_c J^{(1)}, 0, 0, \dots), K_1, K_2, \dots$$

dąży do punktu stałego transformacji  $\hat{R}_b$ . Należy koniecznie podkreślić, że punkt stały  $K^*$  *nie* jest punktem krytycznym układu wyjściowego, chyba że układ ten miał akurat stałe sprzężenia równe  $K^*$ . Jak się jednak za chwilę przekonamy, wykładniki krytyczne układu wyznaczone są przez zachowanie się  $\hat{R}_b$  w otoczeniu tego *szczególnego* punktu stałego, do którego układ dąży.

Można w ogólności oczekiwać, że  $\hat{R}_b$  ma więcej niż tylko jeden punkt stały. Punkty stałe są własnościami samego  $\hat{R}_b$ , a nie pewnego zbioru układów fizycznych. Każdy punkt stały będzie miał jednak pewien obszar przyciągania lub zbierania układów fizycznych, które dążą do tego punktu stałego. Obszary przyciągania w oczywisty sposób stanowią *klasy uniwersalności*, o których wspominaliśmy uprzednio.

Przypuśćmy, że procedurę rozpoczynamy od układu oddalonego od krytycznego  $K_0 \neq K_{0,c}$  i o temperaturze wyższej od krytycznej ( $\|K_0\|$  jest małe). Wielkość  $\xi(K_0)$  jest wówczas skończona. Na podstawie (6.11) jasne jest, że przy powtarzaniu (6.8)  $K_l$  nie mogą dążyć do skończonej granicy. Skoro  $b > 1$ , to żądamy, by

$$\lim_{l \rightarrow \infty} \xi(K_l) = 0.$$

lub równoważnie

$$\lim_{l \rightarrow \infty} \|K_l\| = 0.$$

Wynika stąd, że fizyczne punkty stałe operatora  $\hat{R}_b$  nie mogą być stabilne. Jeśli jednak zaczniemy od  $K_0$ , które jest „bliskie”  $K_{0,c}$ , to powinniśmy oczekiwać, że dla pewnego dużego i skończonego  $L$  wektor  $K_L$  bardzo blisko przybliży się do  $K^*$ , a następnie odsuwa się od 0. Zakładając, że tak się właśnie dzieje, możemy napisać

$$K_l = K^* + k_l, \quad (6.12)$$

gdzie  $l \gtrsim L$ , a  $k_l$  jest małe.

Jeśli podzielać  $\hat{R}_b$  na (6.12) i pozostawić wyłącznie człony liniowe w  $k_l$ , to dla  $l \gtrsim L$

$$k_{l+1} = \hat{L}_b \circ k_l, \quad (6.13)$$

gdzie  $\hat{L}_b$  jest operatorem  $\hat{R}_b$  zlinearyzowanym wokół  $K^*$ . Załóżmy, że  $\hat{L}_b$  ma układ zupełny wektorów własnych  $\varphi_i$ , którym odpowiadają wartości własne  $\Lambda_i$ ,  $i = 1, 2, 3, \dots$ :

$$\hat{L}_b \cdot \varphi_i = \Lambda_i \varphi_i. \quad (6.14)$$

Następnie rozwińmy  $k_l$

$$k_l = \sum_i u_i^{(l)} \varphi_i \quad (6.15)$$

i dokonajmy  $n$ -krotnego powtórzenia (6.13) od  $l = L$ . Uzyskujemy wtedy

$$k_{L+n} = \hat{L}_b^n \circ k_L = \sum u_i^{(L)} \Lambda_i^n \varphi_i, \quad (6.16)$$

skąd

$$u_i^{(L+n)} = \Lambda_i^n u_i^{(L)} \quad n = 0, 1, \dots \quad (6.17)$$

Wpływ pól skalowania  $u_i^{(L)}$ , które odtąd będziemy oznaczali przez  $u_i$ , będzie rósł i stawał się istotny, jeśli odpowiadające im wartości własne  $\Lambda_i$  mają moduły większe od jedności. Podobnie, jeśli  $|\Lambda_i| < 1$ , to odpowiadające pola skalowania są nieistotne. W granicznym wypadku  $|\Lambda_i| = 1$  pojawiają się pewne interesujące problemy, których nie będziemy tu omawiać.

Jeśli teraz układ nasz sparametryzujemy przez pola skalowania  $u_i$ , które można uznać za współrzędne uogólnione, to na mocy (6.9) i (6.17) długość korelacji zachowuje się jak

$$\xi(u_1, u_2, \dots) = b^n \xi(\Lambda_1^n u_1, \Lambda_2^n u_2, \dots). \quad (6.18)$$

W podobny sposób przekształca się energia swobodna, gdyż na mocy (6.6) i (6.17)

$$\Psi(u_1, u_2, \dots) = b^{-dn} \Psi(\Lambda_1^n u_1, \Lambda_2^n u_2, \dots). \quad (6.19)$$

W punkcie krytycznym  $K_l \rightarrow K^*$  i stąd dla  $l \rightarrow \infty$   $k_l \rightarrow 0$ . Wynika stąd, że w punkcie krytycznym transformowane pola  $u_i^{(L+n)}$  muszą dla  $n \rightarrow \infty$  dążyć do zera. Na podstawie (6.17) stwierdzamy, że zawsze dzieje się tak w wypadku pól nieistotnych. Natomiast w wypadku pól istotnych żądamy, by w punkcie krytycznym  $u_i$  zniknęły. Patrząc na to z innej strony można stwierdzić, że w przestrzeni współrzędnych  $u_i$  początek układu odniesienia odpowiada punktowi krytycznemu. W otoczeniu tego punktu istnieje podprzestrzeń, lub *powierzchnia krytyczna*, na której pola istotne przyrównane są do zera. Pod wpływem TGR wszystkie punkty z tej podprzestrzeni dążą do początku układu. Jest to po prostu jeszcze jedno sformułowanie pojęcia klas uniwersalności.

Przy opisie zachowania krytycznego uwzględnić trzeba tylko istotne pola skalowania. W większości przypadków wyznacza się je na podstawie argumentów fizycznych. Rozważmy na przykład prosty układ magnetyczny w zerowym polu magnetycznym. Tylko jedna zmienna wyznacza punkt krytyczny. Jest nią temperatura i, tak jak przedyskutowaliśmy to poprzednio, istotne pola skalowania muszą zniknąć w  $T_c$ . Oznacza to na ogół, że tylko jedno pole może być istotne. W przeciwnym bowiem wypadku mielibyśmy zbyt wiele warunków na  $T_c$ . Oczekujemy zatem, że

$$\Lambda_1 > 1 > \Lambda_2 \geq \Lambda_3 \geq \dots$$

Zazwyczaj zakłada się także, że  $K_l$  są regularnymi funkcjami  $T$ . Wynika stąd, że

$$u_1 = a \left( \frac{T}{T_c} - 1 \right) + O \left( \frac{T}{T_c} - 1 \right)^2, \quad (6.20)$$

gdzie  $a$  jest pewną stałą, zaś symbol  $O$  oznacza „wyrazy rzędu”.

Dla niezerowego pola magnetycznego oczekivalibyśmy istnienia drugiego istotnego pola skalowania. Powinno ono zniknąć w granicy  $H \rightarrow 0$ .

Stąd

$$u_2 = bH + O(H^2). \quad (6.21)$$

Załóżmy, że są to jedyne istotne pola. Skoro dla  $H = 0$  długość korelacji ma postać (6.3), to na podstawie (6.18) stwierdzamy, że dla dostatecznie małych  $\tau$

$$\xi(\tau, 0, \dots) \approx b^l \xi(\Lambda_1^l \tau, 0, \dots) \sim b^l (\Lambda_1^l \tau)^{-\nu}. \quad (6.22)$$

Przez porównanie (6.3) z (6.22) staje się jasne, że żądamy, by

$$b \Lambda_1^{-\nu} = 1 \quad \text{lub} \quad \nu = \ln b / \ln \Lambda_1. \quad (6.23)$$

Równanie (6.23) daje jawne wyrażenie na wykładnik krytyczny  $\nu$ .

Na pierwszy rzut oka wydaje się, że  $\nu$  zależy od czynnika skalowania  $b$ . Jednak na podstawie argumentów fizycznych żądamy, by renormalizacja o czynnik  $b$ , po której

następuje renormalizacja o czynnik  $b'$ , była równoważna renormalizacji o iloczyn  $bb'$ . W języku TGR oznacza to, że

$$\hat{R}'_b \circ \hat{R}_b = \hat{R}_{bb'} \quad (6.24)$$

Warunek (6.24) stwierdza, że zbiór transformacji grupy renormalizacji tworzy *półgrupę*, co ogranicza postać wartości własnych  $\Lambda_i$  do

$$\Lambda_i = b^{\mu_i} \quad (6.25)$$

Wykładnik  $\nu$ , dany przez (6.23), nie zależy zatem od  $b$ . Tak właśnie powinno być.

Dla prostego wypadku magnetycznego wprowadzamy *wskaźniki skalowania*  $y_T$  i  $y_H$  zdefiniowane przez

$$\Lambda_1 = b^{dy_T} \quad \text{i} \quad \Lambda_2 = d^{dy_H}, \quad (6.26)$$

co odpowiada polom skalowania  $u_1 = \tau$  i  $u_2 = H$ . Na mocy (6.23) wykładnik długości korelacji ma zatem postać

$$\nu = (dy_T)^{-1}. \quad (6.27)$$

Pozostałe wykładniki krytyczne również można wyrazić przy  $y_T$  i  $y_H$ . Zauważmy bowiem, że na podstawie (6.19) i (6.26) osobliwa część energii swobodnej przeskalowywana jest w następujący sposób:

$$\begin{aligned} \Psi_s(\tau, H) &= b^{-dl} \Psi_s(b^{dly_T} \tau, b^{dly_H} H) = \\ &= \lambda^{-1} \Psi_s(\lambda^{y_T} \tau, \lambda^{y_H} H) \end{aligned} \quad (6.28)$$

gdzie

$$\lambda = b^{dl}. \quad (6.29)$$

W wyrażeniu (6.28) uwzględniliśmy wyłącznie istotne pola skalowania.

Załóżmy, że (6.28) jest słuszne dla wszystkich dostatecznie dużych  $\lambda$ . Kładąc

$$\lambda = |\tau|^{-1/y_T}, \quad (6.30)$$

Uzyskujemy hipotezę skalowania (5.9) dla tej części energii swobodnej, która jest osobliwa. Mamy bowiem

$$\Psi_s(\tau, H) = |\tau|^{1/y_T} \Psi_s(\pm 1, H/|\tau|^{y_H/y_T}) = |\tau|^{2-\alpha} Q_{\pm}(H/|\tau|^{\Delta}), \quad (6.31)$$

gdzie

$$\alpha = 2 - y_T^{-1} \quad \text{i} \quad \Delta = y_H/y_T. \quad (6.32)$$

Jak wykazaliśmy w par. 5, wykładniki krytyczne można wyrazić przez  $\alpha$  i  $\Delta$ . Stwierdzamy obecnie, że można je równoważnie wyrazić przez  $y_T$  i  $y_H$ . Przypomnijmy jednak, że teoria skalowania daje wyłącznie związki pomiędzy wykładnikami krytycznymi. Natomiast przepis grupy renormalizacji daje metodę rzeczywistego obliczenia wskaźników  $y_T$  i  $y_H$  a stąd i wykładników krytycznych.

## 6.2. Konstrukcja TGR: przykłady

Wspomnieliśmy już, że metoda grupy renormalizacji składa się z dwóch części: 1) konstrukcji TGR i 2) przepisu do wykonania po skonstruowaniu TGR. W literaturze przedmiotu pojawiło się wiele różnych TGR. Prawie wszystkie z nich są jedynie transformacjami przybliżonymi (ich przegląd można znaleźć w pracach Barbera [26] oraz Domba i Gree-na [27].) Wnioski osiągnięte tą drogą mają zatem charakter przybliżony i tak, jak w wypadku innych metod przybliżonych w mechanice statystycznej, nie istnieje sposób skontrolowania lub oszacowania błędu końcowego. Jest to podstawowa wada metody grupy renormalizacji. Więcej krytycznych uwag o tej metodzie odłożymy do zakończenia tego paragrafu. Obecnie przedstawimy kilka przykładów TGR.

Być może najprostszym przykładem, a jednocześnie jednym z nielicznych ściśle renormalizowalnych modeli, jest jednowymiarowy model Isinga z oddziaływaniami pomiędzy najbliższymi sąsiadami. Energie układu mają postać

$$E\{\mu\} = -J \sum_{i=1}^{2N} \mu_i \mu_{i+1} \quad (\mu_i = \pm 1 \quad \text{i} \quad \mu_{2N+1} = \mu_1). \quad (6.33)$$

Aby zmniejszyć liczbę stopni swobody dwukrotnie i jednocześnie dwukrotnie zwiększyć stałą sieci ( $b = 2$ ), po prostu wykonujemy sumowanie po spinach ponumerowanych liczbami parzystymi  $\mu_2, \mu_4, \dots, \mu_{2N}$ .

Operacji tej dokonujemy w sumie statystycznej

$$Z_{2N}(K) = \sum_{\{\mu\}} \exp\left(-K \sum_{i=1}^{2N} \mu_i \mu_{i+1}\right) \quad (K = \beta J). \quad (6.34)$$

Wykorzystanie równości

$$\sum_{\mu=\pm 1} \exp[K\mu(\mu_1 + \mu_2)] = 2 \cosh[K(\mu_1 + \mu_2)] = 2(\cosh 2K)^{1/2} \exp(K'\mu_1\mu_2), \quad (6.35)$$

gdzie

$$K' = \frac{1}{2} \ln(\cosh 2K), \quad (6.36)$$

pozwała stwierdzić, że

$$Z_{2N}(K) = 2^N (\cosh K)^{N/2} Z_N(K') \quad (6.37)$$

Równanie (6.36) jest wymaganą TGR, która tworzy ciąg stałych sprzężenia  $K_0 = K, K_1, K_2, \dots$ , zdefiniowanych rekurencyjnie przez

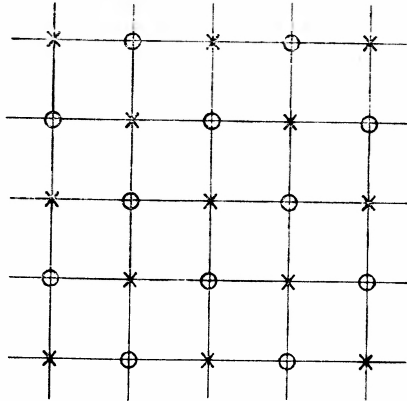
$$K_{l+1} = \frac{1}{2} \ln[\cosh(2K_l)]. \quad (6.38)$$

Transformacja (6.38) nie ma niestety nietrywialnych punktów stałych. Tak właśnie powinno być, gdyż model ten nie prowadzi do przejścia fazowego. Choć transformacja ta jest ścisła, jest ona zatem mało interesująca.

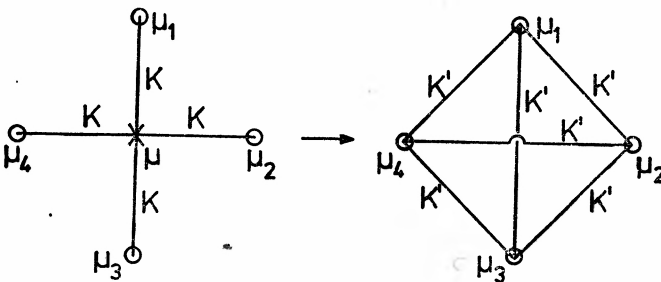


Powyżej opisany proces, zwany *przerzedzeniem spinów*, można powtórzyć dla modelu Isinga na sieci kwadratowej. Należy wtedy wysumować po spinach jednej podsieci. Spiny te zaznaczone są na rys. 3 krzyżykami.

Jeśli skupimy uwagę na jednym spinie z podsieci, oznaczonym symbolem  $\mu$ , i na jego czterech najbliższych sąsiadach  $\mu_1, \mu_2, \mu_3, \mu_4$  z drugiej podsieci, to wykonanie sumy po



Rys. 3. Dwie podsieci sieci kwadratowej



Rys. 4. Transformacja „gwiazda-kwadrat”

$\mu = \pm 1$  prowadzi do transformacji „gwiazda—kwadrat”. Transformację tę przedstawia rys. 4. W wyniku tej transformacji pojawiają się oddziaływania z najbliższymi i kolejnymi najbliższymi sąsiadami, a także oddziaływania 4-spinowe. Stała sieci zwiększa się przy tym o czynnik  $b = \sqrt{2}$ , a liczba stopni swobody maleje o czynnik  $b^d = 2$ . Proste obliczenia dają

$$\sum_{\mu=\pm 1} \exp[K\mu(\mu_1 + \mu_2 + \mu_3 + \mu_4)] = 2 \cosh[K(\mu_1 + \mu_2 + \mu_3 + \mu_4)] = A \exp\left[K' \sum_{i \neq j=1}^4 \mu_i \mu_j + U \mu_1 \mu_2 \mu_3 \mu_4\right], \quad (6.39)$$

gdzie

$$A = 2(\cosh^4 2K \cosh 4K)^{1/8}, \quad (6.40)$$

$$K' = \frac{1}{8} \ln(\cosh 4K) \quad (6.41)$$

i

$$U = \frac{1}{8} \ln(1 - \operatorname{tgh}^2 2K). \quad (6.42)$$

Równania (6.41) i (6.42) określają wpływ renormalizacyjnej procedury przerzedzenia na *szczególny* układ, w którym występują wyłącznie oddziaływania pomiędzy najbliższymi sąsiadami. Nowa stała sprzężenia pomiędzy najbliższymi sąsiadami  $K_1$  jest w rzeczywistości równa  $2K'$  (gdyż w nowym wiązaniu uczestniczą dwa spiny z pierwotnej podsięci). Nowa stała sprzężenia  $L_1$  dla kolejnych najbliższych sąsiadów równa jest  $K'$  (a w układzie wyjściowym była ona równa zero). Cztero-spinową stałą sprzężenia jest  $U$ .

Kolejne powtórzenie transformacji przerzedzenia jest niestety bardzo skomplikowane. W związku z tym skonstruowanie transformacji w wymaganej przestrzeni stałych sprzężenia, w sposób omówiony poprzednio, jest praktycznie niemożliwe. Wilson [28] zdołał mimo wszystko skonstruować transformację, w której występowało 200 stałych sprzężenia. W obecnym artykule pozostawimy jednak, za Wilsonem, tylko dwie stałe sprzężenia. TGR jest wówczas *przybliżona*.

Nasze przybliżenia rozpoczniemy od założenia, że  $K$  jest małe. Oznacza to, że układ znajduje się w obszarze wysokich temperatur.  $U$  jest wówczas tak niewielkie, że można je przyrównać do zera. Po jednym zastosowaniu TGR stałe sprzężenia dla najbliższych i kolejnych sąsiadów są w przybliżeniu odpowiednio dane przez

$$K_1 = 2K^2 \quad \text{i} \quad L_1 = K^2. \quad (6.43)$$

Wprowadźmy w wyjściowym układzie niewielką stałą sprzężenia  $L_0$  dla kolejnych najbliższych sąsiadów. Jeśli sprzężenie to uznać za zaburzenie, to uzyskamy następujące przybliżone równania grupy renormalizacji:

$$\left. \begin{aligned} K_{l+1} &= 2K_l^2 + L_l \\ L_{l+1} &= K_l^2 \end{aligned} \right\} l = 0, 1, 2, \dots, \quad (6.44)$$

gdzie  $K_0 = K$ .

Kolejnym krokiem metody grupy renormalizacji jest znalezienie nietrywialnych punktów stałych dla (6.44). Łatwo stwierdzić, że istnieje tylko jeden punkt, a mianowicie

$$K_l = K^* = 1/3 \quad \text{i} \quad L_l = L^* = 1/9. \quad (6.45)$$

Dla znalezienia punktu krytycznego w modelu z oddziaływaniami najbliższych sąsiadów kładziemy  $L_0 = 0$  i zmieniamy  $K_0$ . Następnie powtarzamy (6.44) aż znajdziemy *krytyczne*  $K_{0,c}$ , dla którego  $K_l \rightarrow K^*$  i  $L_l \rightarrow L^*$ . Okazuje się, że

$$K_{0,c} = 0,3921 \dots \quad (6.46)$$

Ścisłe rozwiązanie Onsagera daje zaś

$$2 \operatorname{tgh}^2 2K_c = 1 \quad \text{czyli} \quad K_c = 0,4407 \dots \quad (6.47)$$

Wreszcie dla wyznaczenia przybliżonych wartości wykładników krytycznych, linearyzujemy równanie (6.44) wokół punktu stałego. Kładziemy zatem

$$K_l = K^* + x_l, \quad L_l = L^* + y_l \quad (6.48)$$

i pozostawiamy wyłącznie te wyrazy, które są liniowe w  $x_l$  i  $y_l$ . W ten sposób uzyskujemy

$$\begin{aligned} x_{l+1} &= \frac{4}{3}x_l + y_l \\ y_{l+1} &= \frac{2}{3}x_l. \end{aligned} \quad (6.49)$$

Przybliżoną zlinearyzowaną TGR jest więc

$$\hat{L} = \begin{bmatrix} \frac{4}{3} & 1 \\ \frac{2}{3} & 0 \end{bmatrix} \quad (6.50)$$

Wartości własne wynoszą

$$A_1 = \frac{1}{3}(2 + \sqrt{10}) \quad \text{i} \quad A_2 = \frac{1}{3}(2 - \sqrt{10}). \quad (6.51)$$

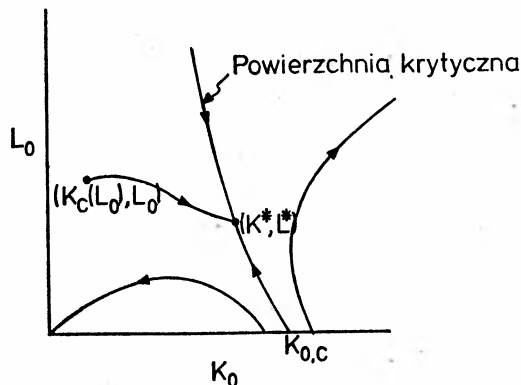
Stwierdzamy, że  $A_1$  jest oczywiście istotne, a  $A_2$  nieistotne. Z równań 6.32 otrzymujemy na przykład, że

$$v = \ln \sqrt{2} / \ln \frac{1}{3}(2 + \sqrt{10}) = 0,638. \quad (6.52)$$

Współczynnik  $b$  równy jest bowiem 2. Ścisłą wartością  $v$  jest 1.

Jeśli rozważyć wypadek  $L_0 \neq 0$ , to powyższe przybliżenie prowadzi także do pojęcia uniwersalności. Skoro (6.44) daje tylko jeden punkt stały, to każdemu  $L_0$  powinno odpowiadać pewne  $K_0 = K_c(L_0)$ , które ma tę własność, że jeśli zacząć od punktu  $(K_c(L_0), L_0)$ , to kolejne powtarzania (6.44) powodują zbieganie do punktu stałego  $(K^*, L^*)$ . Przedstawia to rys. 5. Zwróćmy uwagę, że wykładniki krytyczne wyznacza się po dokonaniu linearyzacji wokół punktu stałego, a punkt stały nie zależy od  $L_0$ . Wynika stąd, że wykładniki krytyczne również nie zależą od  $L_0$ .

Istnieją liczne wariacje na powyższy temat, a literatura przedmiotu obfituje w przybliżone transformacje grupy renormalizacji dla wszystkich egzotycznych układów. Auto-



Rys. 5. Trajektorie równania (6.44) w płaszczyźnie fazowej

rowi znane są jednak tylko dwa układy, dla których TGR skonstruowano w sposób ścisły. Są nimi opisany powyżej jednowymiarowy model Isinga, który nie jest specjalnie interesujący i hierarchiczny model Dysona, który jest zbyt skomplikowany, by móc go opisać w tym krótkim artykule przeglądowym (zob. Baker [29] oraz Kim i Thompson [30]). Należy jednak wspomnieć, że TGR dla modelu hierarchicznego prowadzi do zjawiska *przechodzenia* od jednego punktu stałego do drugiego przy zmianie zasięgu oddziaływań. W wypadku jednego z tych punktów wykładniki krytyczne przyjmują wartości klasyczne. Sądzi się, że podobne zjawisko zachodzi dla modelu Isinga, jeśli przejść do układu o wymiarze większym niż cztery. Dla  $d > 4$  wykładniki krytyczne są klasyczne. Wypracowano również różne rozwinięcia względem  $\varepsilon = 4 - d$ , spodziewając się, że położenie  $\varepsilon = 1$  pozwoli uzyskać pewne informacje o rzeczywistych trójwymiarowych układach. Wszystkie te techniki, wykorzystujące metodę grupy renormalizacji, są jednak tylko przybliżone i nie pozwalają na kontrolowanie błędów. Wyniki końcowe można jedynie porównać z wynikami ścisłymi lub innymi oszacowaniami, uzyskanymi metodami bardziej wiarygodnymi, takimi na przykład, jak omówione w tym artykule rozwinięcia temperaturowe.

### 6.3. Podsumowanie i krytyka

Jak już wspomnieliśmy, metoda grupy renormalizacji składa się z dwóch części:

- 1) Konstrukcja transformacji grupy renormalizacji  $R_b$ .
- 2) Przepis na wyznaczenie punktów krytycznych i wykładników krytycznych.

Przepis jest ścisły, ale wykonanie go silnie zależy od pewnych założeń dotyczących punktów stałych  $R_b$  i właściwości widma TGR zlinearyzowanej wokół odpowiedniego fizycznego punktu stałego, do jakiego zbiega rozważany układ. Założenia, o których mówiliśmy w tym paragrafie są prawdopodobnie zbyt ograniczające. Są one jednak przypuszczalnie dość bliskie tym, jakie są konieczne do wykonania przepisu.

Istotnym problemem tej metody jest konstrukcja  $R_b$ . We wszystkich układach, które są interesujące z punktu widzenia fizyki, konstrukcji udało się dokonać co najwyżej w sposób przybliżony. Przepis może być bardzo atrakcyjny i ścisły, ale w tej okoliczności wyniki końcowe są jedynie przybliżone i pozbawione oceny błędów.

Możność ścisłego skonstruowania  $R_b$  jest w ogólności niezwykle mało prawdopodobna, byłoby to bowiem równoważne ścisłemu rozwiązaniu problemu. A przecież nawet w wypadku dwuwymiarowego modelu Isinga, który został rozwiązany w sposób ścisły, nie wydaje się, by metoda grupy renormalizacji była zdolna doprowadzić do alternatywnego rozwiązania ścisłego.

Jeśli w ogóle istnieje jakaś przyszłość przed tą metodą, to trzeba albo wypracować techniki kontrolowania i oszacowywania błędów, albo znaleźć sposób wyznaczania widma zlinearyzowanej TGR na podstawie własności symetrii lub na podstawie teorii grup, bez szczegółowej znajomości  $R_b$  i punktów stałych. Obie alternatywy wydają się być, przynajmniej autorowi, bardzo wygórowanymi żądaniami.

Chciałbym podziękować Takeo Matsubarze za krytyczne przeczytanie rękopisu.

Tłumaczył Marek Cieplak  
 Instytut Fizyki Teoretycznej  
 Uniwersytet Warszawski

## Literatura

- [1] P. Curie, *Ann. Chim. Phys.* **5**, 289 (1895).
- [2] C. Domb, *Statistical Mechanics at the Turn of the Decade*, ed. E. G. D. Cohen, Marcel Dekker, New York 1971. –
- [3] H. E. Stanley, *Introduction to Phase Transitions and Critical Phenomena*, University Press, Oxford 1971.
- [4] C. J. Thompson, *Mathematical Statistical Mechanics*, Macmillan, New York 1972.
- [5] D. Ruelle, *Statistical Mechanics: Rigorous Results*, Benjamin, New York 1969.
- [6] R. B. Griffiths, *Phase Transitions and Critical Phenomena*, tom 1, ed. C. Domb i M. S. Green, Academic Press, London 1972.
- [7] E. Ising, *Z. Phys.* **31**, 253 (1925).
- [8] W. L. Bragg i E. J. Williams, *Proc. Roy. Soc. (Lond.)* **A145**, 699 (1934).
- [9] R. Peierls, *Proc. Camb. Phil. Soc.* **32**, 477 (1936).
- [10] R. B. Griffiths, *Phys. Rev. Lett.* **14**, 623 (1965).
- [11] D. M. Burley, *Phase Transitions and Critical Phenomena*, tom 2, ed. C. Domb i M. S. Green, Academic Press, London 1973.
- [12] L. Onsager, *Phys. Rev.* **65**, 117 (1944).
- [13] E. A. Guggenheim, *J. Chem. Phys.* **13**, 253 (1945).
- [14] C. Domb, *Adv. Phys.* **9**, 150 (1960).
- [15] *Phase Transitions and Critical Phenomena*, C. Domb, i M. S. Green (red.), tom 3, Academic Press, London 1974.
- [16] C. Domb, *Proc. Roy. Soc. (Lond.)* **A240**, 214 (1949).
- [17] C. N. Yang, *Phys. Rev.* **85**, 809 (1952).
- [18] A. J. Guttmann i D. S. Gaunt, *Phase Transitions and Critical Phenomena* tom 3, ed. C. Domb i M. S. Green, Academic Press, London 1974.
- [19] P. Heller, *Rep. Prog. Phys.* **30**, 731 (1967).
- [20] L. P. Kadanoff, *Phase Transitions and Critical Phenomena*, tom 5A, ed. C. Domb i M. S. Green, Academic Press, London 1976.
- [21] K. G. Wilson, *Phys. Rev.* **B4**, 3174, 3184 (1971).
- [22] E. H. Lieb i F. Y. Wu, *Phase Transitions and Critical Phenomena*, tom I, ed. C. Domb i M. S. Green, Academic Press, London 1972.
- [23] R. J. Baxter, *Adv. Phys.* **70**, 193 (1971).
- [24] J. W. Essam i M. E. Fisher, *J. Chem. Phys.* **38**, 802 (1963).
- [25] G. S. Rushbrooke, *J. Chem. Phys.* **39**, 842 (1963).
- [26] M. N. Barber, *Phys. Rep.* **C29**, 1 (1977).
- [27] *Phase Transitions and Critical Phenomena*, C. Domb i M. S. Green ed., tom 6, Academic Press, London 1977.
- [28] K. G. Wilson, *Rev. Mod. Phys.* **47**, 773 (1975).
- [29] G. A. Baker, *Phys. Rev.* **B5**, 2622 (1972).
- [30] D. Kim i C. J. Thompson, *J. Phys.* **A10**, 1579 (1977).

*Andrzej Oleś*

Institut Fizyki i Techniki Jądrowej  
Akademia Górniczo-Hutnicza  
Kraków

## Metody eksperymentalne wyznaczania magnetycznych wykładników krytycznych

### Experimental Methods of Determination of the Magnetic Critical Exponents

*Abstract:* Experimental methods of determination of the magnetic critical exponents are discussed. The attention is focussed on the static exponents. The methods based on magnetic macroscopic measurements, neutron diffraction, optical investigations and hyperfine spectra determination are presented and critically discussed.

#### 1. Wstęp

Zachowanie się funkcji stanu w pobliżu punktu krytycznego jest zagadnieniem, które od kilkunastu lat żywo interesuje fizyków<sup>1</sup>. W związku z tym pojawiło się szereg opracowań na temat teorii zjawisk krytycznych, a w szczególności rozwiązań przybliżonych i na temat tzw. teorii skalowania. Dość wspomnieć, że ostatnie międzynarodowe konferencje magnetyzmu (Amsterdam — 1976, Monachium — 1979) poświęcały zagadnieniom zjawisk krytycznych referaty ogólne oraz po parę sesji. Zainteresowanie fizyków jest uzasadnione biorąc pod uwagę fakt, że wspomniana teoria obejmuje różne przejścia fazowe, a w przypadku magnetyzmu dała możliwość konfrontacji modeli oddziaływań magnetycznych z eksperymentem. Istnieje już kilka monografii np. [1, 2] i artykułów przeglądowych [3, 4] zajmujących się teorią skalowania i zagadnieniem tzw. wykładników krytycznych. Brak jest natomiast artykułu omawiającego metody eksperymentalne stosowane przy wyznaczaniu wykładników krytycznych, artykułu podkreślającego zalety względnie wady stosowanych metod. Tę lukę pragniemy, choć w części, zapełnić niniejszym artykułem. Podawana tu literatura nie jest kompletna, cytowane są jedynie wybrane prace. Wobec lawiny publikacji na ten temat, pełna bibliografia przekraczałaby znacznie ramy niniejszego opracowania.

<sup>1</sup> W tym samym numerze *Postępów Fizyki* zamieszczamy artykuł J. Thompsona, będący wprowadzeniem do zagadnień związanych z przejściami fazowymi. Bardziej popularny artykuł K. Wilsona na ten temat, omawiający głównie metodę grupy renormalizacyjnej, opublikujemy w jednym z następnych numerów *Postępów Fizyki*. (Przyp. Red.).

## 2. Przejścia fazowe i wykładniki krytyczne

Do niedawna powszechnie była przyjęta klasyfikacja przejść fazowych podana w 1933 r. przez Ehrenfesta [5]. Mimo prostoty i dużej matematycznej elegancji, klasyfikacja ta nie może być dalej utrzymana. Znane są obecnie przejścia fazowe, które nie mieszczą się w jej ramach. Szersze ujęcie tego zagadnienia znajdzie Czytelnik w artykule Klamuta [6]. Klasyfikacja, do której odwołujemy się obecnie oparta jest na idei parametru uporządkowania wprowadzonego przez Landaua [7, 8]. Parametr ten został przyjęty w związku z założeniem, że przejściu fazowemu towarzyszy zmiana symetrii. Określamy go jako wielkość, której nawet bardzo mała zmiana ilościowa może powodować zmianę symetrii układu oraz jakościową zmianę jego własności fizycznych. I tak np. w pewnym przypadku zmiana namagnesowania może towarzyszyć przejściu od stanu paramagnetycznego do ferromagnetycznego (w stanie para- i ferromagnetycznym występuje różna symetria układu spinów). Jak wynika z przytoczonego przykładu parametr uporządkowania nie musi być skalarem. Jego wymiar ( $n$ ) może wynosić 1, 2 (parametr uporządkowania jest wtedy liczbą zespoloną), 3 (jest wektorem) lub więcej (np. w przypadku złożonych struktur magnetycznych).

Tabela 1

Substancja	Przejście fazowe	Parametr uporządkowania	$T_c$ [K]
H <sub>2</sub> O	ciecz-gaz	gęstość ( $\rho - \rho_c$ )	647
Fe	ferromagnetyk - paramagnetyk	namagnesowanie	1044
FeF <sub>2</sub>	antyferromagnetyk - paramagnetyk	namagnesowanie podsieci	78
ZnCu	porządek - nieporządek (atomowy)	koncentracja jednego składnika w podsieci	739
<sup>4</sup> He	punkt $\lambda$	<sup>4</sup> He — średnia amplituda funkcji falowej	1,8—2,1
Pb	nadprzewodnik - przewodnik	amplituda fali pary Coopera	7,19

Jeśli zmiana parametru uporządkowania jest skokowa, mówimy o przejściu nieciągłym (przejście pierwszego rodzaju) w odróżnieniu od przejść charakteryzujących się ciągłą zmianą parametru. Własności parametru uporządkowania są następujące:

- 1) może on zniknąć powyżej punktu krytycznego, lecz musi być różny od zera poniżej temperatury krytycznej  $T_c$ ,
- 2) może dążyć w sposób ciągły do zera, gdy od niskich temperatur zbliżamy się do  $T_c$  (w tym przypadku mamy do czynienia z ciągłym przejściem fazowym),
- 3) dla temperatur niższych od temperatury przejścia fazowego parametr uporządkowania nie jest w pełni określony przez warunki zewnętrzne — może on przyjmować w identycznych warunkach dwie lub więcej różnych wartości.

Przykłady przejść fazowych i parametrów uporządkowania zawiera tabela 1, która stanowi wyciąg z szerszych danych Shang-Keng Ma [2].

Przejdźmy obecnie do pojęcia wykładnika krytycznego. Przemiany fazowe łączą się z nieanalitycznością funkcji termodynamicznych w punkcie przemiany. Jeśli rozważana wielkość (np. podatność magnetyczna) jest nieujemną funkcją zmiennej  $x$ , to można przyjąć, że poprawnie opisuje ją funkcja

$$f(x) = ax^\varepsilon (1 + bx + \dots),$$

gdzie  $x$  oznacza odległość od punktu krytycznego. Jeśli  $x \rightarrow 0$  to funkcja zachowuje się jak  $f(x) = ax^\varepsilon$ ; przy czym wykładnik  $\varepsilon$  nazywamy krytycznym.

I tak np. dla przejścia fazowego ferromagnetyk-paramagnetyk istnieje kilka wykładników krytycznych. Dzielimy je umownie na statyczne i dynamiczne w zależności od tego jakich wielkości dotyczą. Do statycznych zaliczamy wykładniki opisujące zachowanie się w pobliżu punktu krytycznego, np. namagnesowania, podatności magnetycznej, ciepła właściwego. Natomiast wykładniki odnoszące się do wielkości zależnych bezpośrednio od rozchodzenia się fal spinowych, dyfuzji ciepła, relaksacji zaliczamy do drugiej grupy. Najwięcej publikacji zajmuje się wykładnikami statycznymi i też głównie nim poświęcimy tutaj uwagę. A oto wykaz statycznych wykładników krytycznych dla magnetyków:

$M \sim (T_c - T)^\beta$  — zależność namagnesowania od temperatury dla  $T < T_c$ ;

$M \sim H^{1/\beta}$  — zależność namagnesowania od pola magnetycznego dla temperatury krytycznej  $T = T_c$ ;

$\chi \sim (T - T_c)^{-\gamma}$  — zależność podatności magnetycznej od temperatury dla  $T > T_c$ ;

$\chi \sim (T_c - T)^{-\gamma'}$  — zależność podatności magnetycznej od temperatury dla  $T < T_c$ ;

$C_H \sim (T - T_c)^{-\alpha}$  — zależność ciepła molowego od temperatury przy zerowym polu zewnętrznym dla  $T > T_c$ ;

$C_H \sim (T_c - T)^{-\alpha'}$  — jak wyżej, dla temperatury  $T < T_c$ ;

$\Gamma_{fl} \sim k^{-2+\eta} \cdot V$  — przekrój czynny na rozpraszanie neutronów o początkowym pędzie  $p_i$ , a końcowym  $p_f$  w zależności od przekazu pędu  $k$ ;  $V$  oznacza objętość próbki naświetlonej neutronami;

$\xi \sim (T - T_c)^{-\nu}$  — zależność zasięgu korelacji od temperatury dla  $T > T_c$ ; przez zasięg korelacji rozumiemy średnią odległość, na której dwie lokalne fluktuacje namagnesowania są jeszcze zależne.

Rozważania termodynamiczne prowadzą do dwu nierówności:

$\alpha' + 2\beta + \gamma' \geq 2$  nierówność Rushbrooke'a [9],

$\alpha' + \beta(1 + \vartheta) \geq 2$  nierówność Griffithsa [10].

Przejdźmy obecnie do hipotezy skalowania nazywanej powszechnie teorią skalowania. Przyjmuje się tu za Widomem [11] dodatkowe założenie dotyczące matematycznej postaci potencjału termodynamicznego. Prowadzi to do stwierdzenia, że istnieją dwa parametry skalujące, poprzez które można wyrazić statyczne wykładniki krytyczne. Stąd otrzymujemy następujące cztery relacje zwane termodynamicznymi prawami skalowania

$$\alpha = \alpha', \quad \gamma = \gamma', \quad \alpha' + 2\beta + \gamma' = 2, \quad \alpha' + \beta(1 + \vartheta) = 2,$$



Tabela 2

Magnetyczne wykładniki krytyczne przewidywane przez teorię

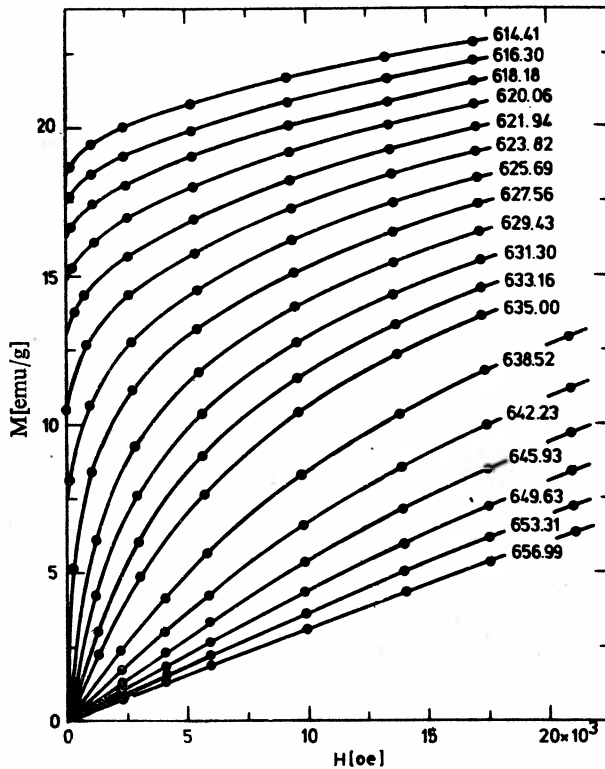
Model oddziaływań	Wymiar próbki $d$	Wymiar parametru $n$	$\alpha$	$\beta$	$\gamma$	$\vartheta$	$\eta$	$\nu$
Ising	2	1	0	0.125	1.75	$15.04 \pm 0.07$	0.25	1
Heisenberg	2	3			$2.5 \pm 0.1$			
Ising	3	1	$0.013 \pm 0.01$	$0.312 \pm 0.005$	$1.250 \pm 0.002$	$5.0 \pm 0.05$		$0.638 \pm 0.002$
XY, spin 1/2	3	2			$1.35 \pm 0.03$			
XY	3	2	$-0.02 \pm 0.03$		$1.318 \pm 0.010$			$0.670 \pm 0.006$
Heisenberg spin 1/2	3	3	$-0.20 \pm 0.08$		$1.43 \pm 0.01$			$0.70 \pm 0.03$
Heisenberg	3	3	$-0.14 \pm 0.06$	$0.38 \pm 0.03$	$1.375 \pm 0.010$			$0.703 \pm 0.010$
Sferyczny	3		-1	0.5	2	5	0	1

Rozszerzając założenie Widoma również na funkcję korelacji otrzymuje się trzy dodatkowe relacje

$$v = v', \quad (2-\eta)v = \gamma, \quad d \cdot v = 2-\alpha,$$

gdzie  $d$  jest wymiarem przestrzennym układu.

Istotną rolę w rozwoju omawianego zagadnienia odegrała wysunięta przez Kadanoffa [12] hipoteza uniwersalności. Hipoteza ta stwierdza, że różne układy spełniające niżej podane warunki mogą być opisane w pobliżu punktu krytycznego tym samym równaniem stanu. Układy takie muszą posiadać ten sam wymiar zarówno przestrzenny  $d$ , jak i pa-



Rys. 1. Namagnesowanie w zależności od pola zewnętrznego (uwzględniona demagnetyzacja) wyznaczone dla różnych temperatur [20]

rametru uporządkowania  $n$  oraz musi je charakteryzować taki sam zasięg oddziaływań. W takim przypadku mogą istnieć różnice we współczynnikach proporcjonalności, ale wykładniki krytyczne winny być identyczne. Stąd tak wielkie zainteresowanie fizyków wykładnikami krytycznymi i teorią skalowania. W tabeli 2, cytowanej za Wortisem [13], przedstawione są przewidywane przez teorię, magnetyczne wykładniki krytyczne.

### 3. Omówienie metod eksperymentalnych

#### 3.1. Metody magnetometrii

Jak wiadomo przejście od stanu paramagnetycznego do ferromagnetycznego pociąga za sobą, w wyniku minimalizacji energii, utworzenie struktury domenowej. Ta ostatnia w przypadku wyznaczania wykładników krytycznych z pomiarów magnetometrycznych nastęrcza dodatkowe trudności. Aby je ominąć musimy bądź wykonywać pomiary w silnych polach magnetycznych niszczących strukturę domenową, bądź też w polach słabych, tak słabych, by wędrówka ścianek Blocha była do pominięcia.

##### 3.1.1. Pomiary w silnych polach magnetycznych

Materiałem wyjściowym do określenia wykładników krytycznych są wyniki pomiarów namagnesowania wykonane w różnych temperaturach w zewnętrznym polu magnetycznym zmieniającym się od 0,4 kOe do 25 kOe. Metoda została rozpowszechniona przez prace Kouvela [14, 15, 16] i stosowana jest w późniejszym okresie przez wielu autorów (np. [17, 18, 19]). Rys. 1 przedstawia bezpośrednie dane pomiarowe zaczerpnięte z pracy Weissa i Forrera [20]. Warto nadmienić, że dane te wykorzystywane były przez różnych autorów do wyznaczania wykładników krytycznych jeszcze w 50 lat po ich uzyskaniu. Dane tego typu jak pokazano na rys. 1, po uwzględnieniu poprawki na demagnetyzację, przedstawia się w postaci izoterm  $M^2$  w funkcji  $H/M$  (patrz rys. 2). Do takiego postępowania upoważnia związek

$$H/M = A(T - T_c) + BT(M/M_0)^2,$$

gdzie  $H$  jest natężeniem pola magnetycznego,  $M$  i  $M_0$  oznaczają odpowiednio namagnesowanie w temperaturze  $T$  oraz 0 K, zaś  $A$  i  $B$  są parametrami zależnymi od próbki. Należy podkreślić, że równanie to słuszne jest dla  $T$  bliskiego  $T_c$ , gdy  $M/M_0 < 1$ . Wyrowadzenie równania znaleźć można w książce Shang-Keng Ma [2], a w pracy Kouvela i współ. [14] podane jest jego uzasadnienie na gruncie teorii pola molekularnego. Zgodnie z tym równaniem wykres  $M^2$  w funkcji  $H/M$  powinien dla każdej temperatury przedstawiać linię prostą. Metoda wyznaczania wykładników krytycznych oparta na wspomnianej zależności została podana przez Belova i Goryaga [21], a niezależnie przez Kouvela [22]. Przy wyznaczaniu wykładników postępowanie jest następujące (patrz rys. 2):

a) z przecięcia krzywych pomiarowych z osią  $M^2$  dostajemy dla  $T < T_c$  namagnesowanie spontaniczne  $M(T, H = 0)$ , co pozwala przy znajomości  $T_c$  określić  $\beta$ ;  $T_c$  wyznacza się z ekstrapolacji;

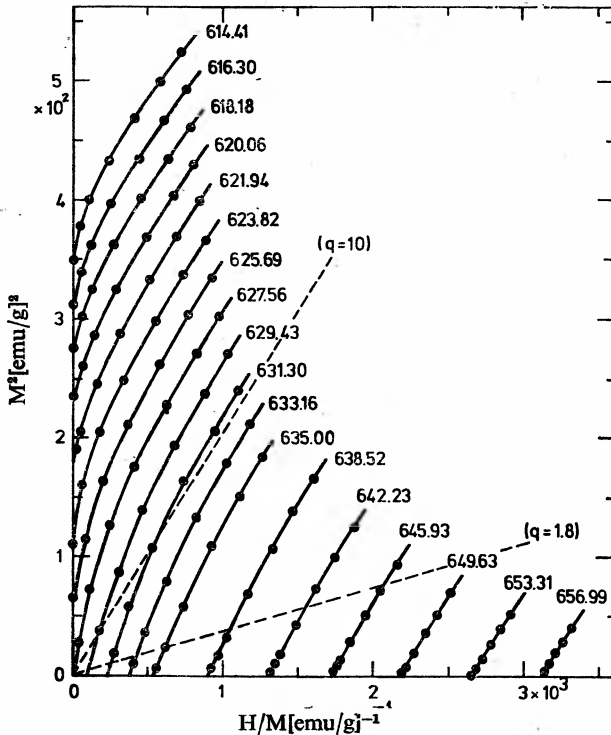
b) z przecięcia krzywych z osią  $H/M$  dostajemy odwrotność podatności początkowej dla  $T > T_c$ , a więc określamy  $\gamma$ ;

c) metodą interpolacji można określić izotermę krytyczną przechodzącą przez początek układu i wyznaczyć  $\vartheta$ .

##### 3.1.2. Pomiary w słabych polach magnetycznych

Inna metoda stosowana np. przez Arajsa [23, 24] czy Arrotta i Noakesa [25, 26] wykorzystuje do wyznaczania wykładników krytycznych wyniki pomiarów namagnesowania wykonanych w słabych polach magnetycznych zwykle (20–400) Oe. Pomiary wykonuje

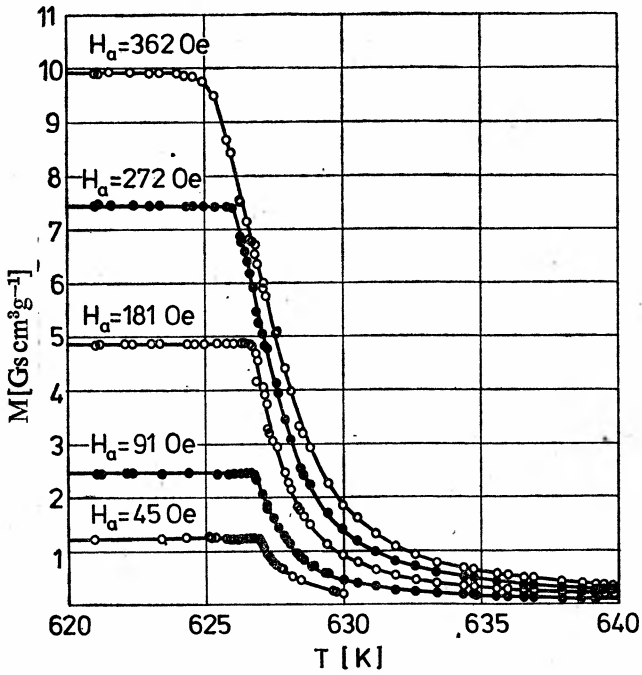
się na próbkach kulistych lub toroidalnych mierząc namagnesowanie w kierunku przyłożonego pola. Uzasadnienie teoretyczne metody znajdujemy w pracach Wojtowicza i Rayla [27, 28]. Krzywa namagnesowania w funkcji temperatury wyznaczona dla określonego małego pola  $H$  wykazuje załamanie. W niskich temperaturach mamy do czynienia z obszarem stałej wartości niejednorodnego namagnesowania (patrz rys. 3). Na



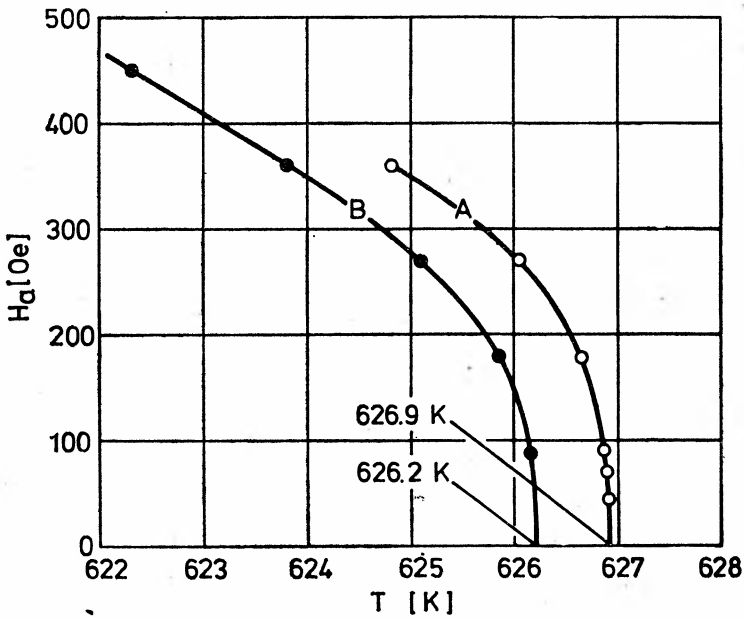
Rys. 2. Kwadrat namagnesowania w funkcji  $H/M$  [24] (dane eksperymentalne z pracy [20]). Linie przerywane — krzywe teoretyczne dla różnych wartości  $q$ ;  $q$  w przybliżeniu odpowiada magnetycznemu momentowi efektywnemu (zachowano jednostki z pracy oryginalnej).

tomiasz w temperaturze charakterystycznej dla danego pola  $H$  pojawia się załamanie krzywej i spadek namagnesowania — jest to obszar paramagnetycznego, jednorodnego namagnesowania. Punkty załamania wyznaczają krzywą taką jak na rys. 4. Niestety w tym przypadku konieczna jest ekstrapolacja do  $H = 0$ . Warto wspomnieć, że tą metodą Anderson i współpracownicy [29] wyznaczyli dla niklu temperaturę Curie z następującą dokładnością  $T_c = (626.055 \pm 0.005)$  K. Z taką precyzją można było wyznaczyć temperaturę względną, ważną dla danej serii wykonanych w pracy pomiarów, natomiast absolutna temperatura Curie określona była z błędem  $\pm 1$  K. Opisaną tu metodą można wyznaczyć  $\gamma$  (patrz rys. 5) jak również  $\beta$  i  $\beta$ .

Innym wariantem jest metoda spotykana w literaturze pod nazwą kink-point. Zachowując stałą temperaturę określamy stosunek namagnesowania do zewnętrznego pola

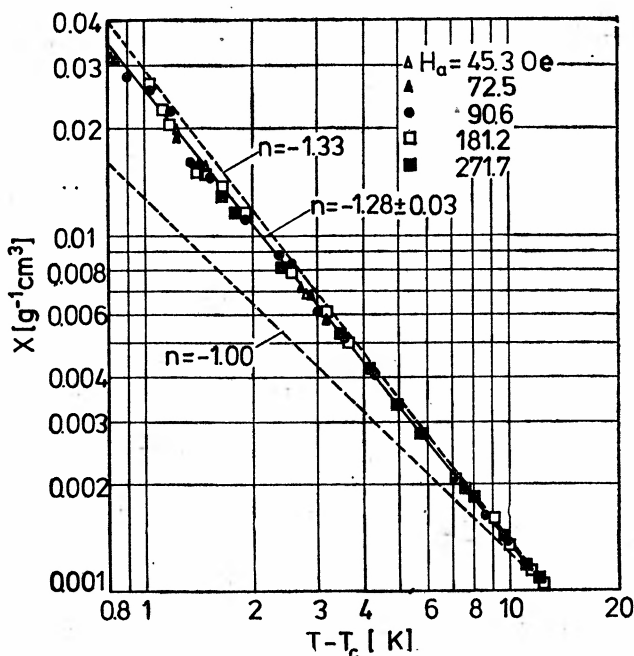


Rys. 3. Namagnesowanie dla niklu, wyznaczone przy różnych polach magnetycznych w pobliżu temperatury Curie [23] (zachowano jednostki z pracy oryginalnej)



Rys. 4. Wyznaczenie temperatury Curie przez ekstrapolację krzywej uzyskanej z danych podanych na rys. 3. Każda z krzywych otrzymana dla innej próbki (zachowano jednostki z pracy oryginalnej)

magnetycznego. Z chwilą przekroczenia granicy namagnesowanie niejednorodne — jednorodne ujawnia się skok mierzonego stosunku. Z metody tej korzystali np. Anderson i współprac. [29], Miyatani i Yoshikawa [30], Voigt i Roos [31] i kilku innych autorów.



Rys. 5. Zależność temperaturowa podatności magnetycznej niklu powyżej temperatury Curie [23]

### 3.1.3. Metoda dopasowania

W 1965 Widom [11], a następnie Domb i Hunter [32] proponują inny sposób podejścia do zagadnienia wyznaczania wykładników krytycznych. Zakłada się określoną, przybliżoną postać równania stanu w pobliżu punktu krytycznego. Korzystając z danych pomiarowych np. Weissa i Forrera dokonujemy dopasowania. Spełniające założone równanie (po podstawieniu danych pomiarowych) wartości wykładników krytycznych oraz temperatury krytycznej przyjmuje się jako poprawne. Tak np. zostały wyznaczone wykładniki krytyczne w pracach Arrotta i Noakesa [33], Vicentini i współp. [34], Kapplera i Kuentzlera [35].

Kończąc omawianie metod magnetometrycznych popatrzmy na nie krytycznie. Niewątpliwie wadą ich jest konieczność stosowania zewnętrznych pól magnetycznych. Pociąga to za sobą posługiwanie się ekstrapolacją w najbardziej czułym i interesującym nas obszarze. Ponadto np. w metodzie stosującej wysokie pola magnetyczne korzysta się z równania przybliżonego. Trzeba jednak zwrócić uwagę na dużą elegancję i pomysłowość opracowanych metod. Jak zobaczymy, dają one wyniki zgodne z innymi metodami.

## 3.2. Metody neutronowe

Neutrony posiadają moment magnetyczny i dzięki temu mogą być stosowane do badań magnetyków. Zrealizowane ponad czterdzieści lat temu doświadczenia zapoczątkowały rozwój neutronografii. W klasycznej neutronografii korzystano przeważnie z wiązki niespolaryzowanych neutronów. Obecnie znane są metody otrzymywania wiązek neutronów o spinach równoległych (wiązek spolaryzowanych neutronów). W Polsce badania zjawisk krytycznych przy użyciu spolaryzowanych neutronów prowadził zespół pod kierunkiem J. Kocińskiego w Politechnice Warszawskiej. Bliższe dane na temat polaryzacji neutronów znajdzie Czytelnik w książce Bacona [36].

### 3.2.1. Metoda depolaryzacji wiązki neutronów

Metoda ta [37] polega na rejestracji depolaryzacji wiązki neutronów przechodzących przez nienamagnesowaną próbkę (folia materiału magnetycznego). Tak więc realizowany tu jest przypadek, gdy zewnętrzne pole magnetyczne jest zerowe. Depolaryzacja pojawia się w wyniku precesji magnetycznych momentów neutronów wokół wektora indukcji magnetycznej panującego wewnątrz każdej z domen. Niestety nie można wyznaczyć wektora indukcji magnetycznej oddzielnie. Wynik eksperymentu dostarcza informacji o wartości iloczynu tego wektora przez średni rozmiar domeny. Zakładając, że wielkość domen nie zależy od temperatury można określić  $T_c$  oraz wykładnik  $\beta$ .

### 3.2.2. Metoda dyfrakcyjna

Widmo dyfrakcji neutronów na próbce magnetycznej zawiera oprócz refleksów pochodzących od rozpraszania jądrowego, a świadczących o strukturze krystalicznej, również refleksy będące wynikiem ugięcia braggowskiego neutronów na uporządkowanych magnetycznych momentach atomowych. Powierzchnia pod krzywą ograniczającą refleks magnetyczny (po odjęciu tła) jest proporcjonalna do kwadratu wektora namagnesowania. Pomiar polega zatem na wyznaczeniu zależności temperaturowej powierzchni, czyli tzw. natężenia całkowego refleksu magnetycznego. Jednakże i w tym przypadku napotykamy na trudności. Weźmy np. prace Reichtina i współp. [38], Scharfa i współp. [39] czy Uijena i współp. [40]. Analiza zmian natężenia całkowego refleksu magnetycznego z temperaturą wymaga uwzględnienia poprawek. Na te ostatnie składa się tło oraz, co gorsze, dodatkowy efekt tzw. rozpraszania krytycznego. Jest ono związane ze wzrostem przekroju czynnego na magnetyczne rozpraszanie neutronów w pobliżu punktu krytycznego. Istotną rolę przy tym efekcie odgrywają lokalne fluktuacje namagnesowania. Autorzy wymienionych prac dysponowali dodatkowymi danymi na temat rozpraszania krytycznego i mogli w sposób zadowalający określić wykładnik  $\beta$ . Na uwagę zasługuje praca Unijena i współp. [40], którzy badali zanik magnetycznego refleksu braggowskiego dla  $K_2Mn_7$  w pobliżu punktu Néela. Związek ten ma strukturę magnetyczną typu warstwowego. Dwie warstwy wzajemnie sprzężone antyferromagnetycznie oddzielone są od następnych warstw magnetycznych dwoma warstwami obsadzonymi przez atomy niemagnetyczne. Pomiary doprowadziły do wyznaczenia wykładnika  $\beta = 0.154 \pm 0.006$ . Wynik ten jest zgodny z wartością przewidywaną przez dwuwymiarowy model Isinga.

### 3.2.3. Metoda wyznaczania wykładników dynamicznych

Wyznaczanie krytycznych wykładników dynamicznych  $\eta$ ,  $\nu$  opiera się głównie na technice quasielastycznego rozpraszania neutronów. Napotykaemy tu sporo trudności, a zatem wzrasta niepewność co do uzyskanych rezultatów. W analogii do zjawiska rozpraszania światła w cieczech znajdujących się w pobliżu punktu krytycznego, czy też rozpraszania promieni X w stopach w pobliżu punktu uporządkowania atomowego również i neutrony przechodząc przez magnetyk bliski punktowi Curie czy Néela doznają silnego rozpraszania. Rozpraszanie krytyczne neutronów obserwowane w pobliżu magnetycznego refleksu braggowskiego świadczy o silnych lokalnych fluktuacjach spontanicznego namagnesowania. Nie podejmując szerzej tego bardzo zresztą interesującego tematu (zgodnie z uwagą zawartą w rozdziale 1) odsyłamy Czytelnika do artykułu Kocińskiego [41], gdzie podana jest również obszerna literatura zagadnienia. Wspomnijmy o pracy Ikeda [42], który stosując kombinacje elastycznego i quasielastycznego rozpraszania neutronów określa wykładniki  $\beta$ ,  $\gamma$ ,  $\eta$ ,  $\nu$ .

Obecnie, parę zdań krytycznych na temat metod neutronowych wyznaczania wykładników krytycznych. I tak w metodzie depolaryzacji wynik eksperymentu obarczony jest niepewnością związaną z nieznaną zależnością temperaturową rozmiaru domen. Stąd metoda ta zakładając stałe rozmiary domen budzi najwięcej wątpliwości. Z kolei, metoda dyfrakcyjna winna dostarczać bezpośrednich danych, niezakłóconych polami zewnętrznymi, o zaniku wektora namagnesowania z temperaturą przy zbliżaniu się od strony niskich temperatur do  $T_c$ . Niestety i ona ma wady. Może dostarczać zadowalające wyniki jedynie w przypadku wykonania dodatkowych, uciążliwych pomiarów pomocniczych. Pomiaru te dostarczają informacji o wartości stosowanych poprawek. Trzeba tu jednak być bardzo ostrożnym, gdyż poprawka związana ze wzrostem przekroju czynnego na rozpraszanie neutronów może być porównywalna lub większa od wyznaczanego efektu zaniku elastycznego, magnetycznego maksimum braggowskiego. Wreszcie w badaniach wykładników dynamicznych rozpraszanie neutronów odgrywa zasadniczą rolę.

### 3.3. Metoda mikrofalowa

Ostatnio ukazały się prace korzystające z mikrofal o częstotliwości  $f = 9.2$  GHz do wyznaczania wykładników krytycznych. Przykładem może być praca Cohena i Corvera [43]. Dwie wnęki oddzielone są przegrodą wykonaną z folii badanego materiału. Do jednej wprowadzane są mikrofałe. Wnęka druga służy do rejestracji mocy przechodzącej przez folię. Istnieją modele teoretyczne podające zależność odbieranego sygnału od wartości wektora namagnesowania próbki-przegrody. Zbliżając się z temperaturą do  $T_c$  rejestrujemy moc przechodzącą do drugiej wnęki. Dane pomiarowe podstawia się do wspomnianej zależności teoretycznej uzyskując w ten sposób informacje o zmianie wektora namagnesowania z temperaturą. Celem wyznaczenia wykładnika  $\beta$  konieczne jest precyzyjne określenie temperatury krytycznej. Jest to możliwe, ponieważ w stanie paramagnetycznym przechodząca moc nie zależy od temperatury próbki. Niestety, podawany przez teorię związek zawiera dodatkowe parametry związane z własnościami elektrono-



wymi próbki. Być może zmieniają się one z temperaturą, co zakłócałoby wyznaczaną zależność wektora namagnesowania od temperatury. Wątpliwością tą obarczone są zatem wyznaczone wykładniki krytyczne.

Tabela 3

Wykładniki krytyczne dla niklu otrzymane różnymi metodami

Metoda	Odległość względna $x$ od punktu krytycznego	$\beta$	$\gamma$	$\vartheta$
magnetometria, silne pola [16]	$4 \cdot 10^{-3} < x < 7 \cdot 10^{-3}$	$0.378 \pm 0.004$	$1.34 \pm 0.01$	$4.58 \pm 0.05$
magnetometria, słabe pola [26]	$3 \cdot 10^{-4} < x < 5 \cdot 10^{-2}$	0.3864	$1.31 \pm 0.01$	$4.39 \pm 0.02$
magnetometria, słabe pola [24]	$4 \cdot 10^{-4} < x < 5 \cdot 10^{-3}$	$0.50 \pm 0.02$	$1.33 \pm 0.01$	$4.17 \pm 0.05$
kink-point [31]	$2 \cdot 10^{-5} < x < 6 \cdot 10^{-3}$	$0.398 \pm 0.010$		
kink-point [29]	$2 \cdot 10^{-5} < x < 6 \cdot 10^{-3}$	$0.346 \pm 0.007$		
dopasowania [34]	$4 \cdot 10^{-3} < x < 7 \cdot 10^{-2}$ dane z pracy [16]	$0.373 \pm 0.016$	1.28	$4.44 \pm 0.18$
depolaryzacja neutronów [37]	$x < 3 \cdot 10^{-3}$	$0.50 \pm 0.02$		
mikrofale [43]	$10^{-2} < x < 10^{-1}$	$0.357 \pm 0.008$		

### 3.4. Zestawienie wyników różnych metod

W tabeli 3 uderza znaczna rozbieżność wyników szczególnie jeśli chodzi o wartości wykładnika  $\beta$ . Zwróćmy choćby uwagę na dwa pomiary wykonane przez różnych autorów tą samą metodą kink-point. Wobec tych samych dolnych granic  $x$ , rozbieżność ta nie przemawia korzystnie za metodą. W wyniku wielu pomiarów przyjmuje się obecnie dla niklu następujące wartości wykładników krytycznych:  $\beta = 0.380 \pm 0.007$ ,  $\gamma = 1.31 \pm \pm 0.03$ ,  $\vartheta = 4.4 \pm 0.3$ ,  $\alpha = -0.095 \pm 0.025$ . Warto nadmienić, że wartości te spełniają dobrze prawa skalowania.

Na podstawie analizy szerokiego materiału eksperymentalnego przyjmuje się, że poprawne wyznaczenie wykładników krytycznych może mieć miejsce, gdy dokonywane jest w bezpośrednim sąsiedztwie  $T_c$ . A konkretnie oznacza to, że dolna granica względnej odległości od temperatury krytycznej  $x' \leq 10^{-4}$ , a górna granica  $x'' \leq 10^{-2}$ . Jeżeli natomiast odstęp od temperatury krytycznej rośnie, to uzyskuje się z takich pomiarów zaniżone wartości wykładnika  $\beta$ .

### 3.5. Pomiary wykładnika $\alpha$

Nieco odrębnym zagadnieniem jest wyznaczanie ostatniego ze statycznych wykładników krytycznych  $\alpha$ . W tym celu wykonuje się pomiary kalorymetryczne w pobliżu  $T_c$  (np. prace [44, 45]). Często napotyka się trudności związane z tym, że w pobliżu temperatury krytycznej pojawia się łagodne, zaokrąglone maksimum w miejsce dalszego stromego wzrostu krzywej  $C(T)$ . Przykłady krzywych otrzymanych na drodze teoretycznej i eksperymentalnej zawiera praca Jongha [46].

Konkurencyjną metodą jest wyznaczanie  $\alpha$  poprzez pomiary współczynnika rozszerzalności. Metoda ta została opracowana dzięki istniejącej zależności wzajemnej ciepła właściwego i rozszerzalności cieplnej i była stosowana przez wielu autorów. Dla przykładu przytoczmy tu pracę Majora i współprac. [47]. Inną metodą pośrednią, opartą na pomiarach optycznych (efekt Faradaya) rozwija grupa francuska [48].

### 3.6. Metody jądrowe

Przechodząc do metod jądrowych należy wymienić rezonans jądrowy, efekt Mössbauera oraz metodę zaburzonych korelacji kątowych. Praca Hohenemsera i współp. [49], która posiada w dużej mierze charakter przeglądowy gromadzi bogaty materiał uzyskany metodami jądrowymi.

*Rezonans jądrowy.* Jedną z pierwszych publikacji to badania  $MnF_2$  wykonane przez Hellera [50]. Częstość rezonansowa jest uzależniona od magnetycznego pola wewnętrznego działającego na jądro atomowe. Śledzenie zależności temperaturowej częstości rezonansowej jąder  $^{19}F$  w obszarze przejścia antyferromagnetyk-paramagnetyk pozwoliło na określenie wykładnika  $\beta$  związanego z magnetyzacją podsięci tego antyferromagnetyka.

*Efekt Mössbauera.* Występowanie pola wewnętrznego będącego konsekwencją uporządkowania magnetycznych momentów atomowych objawia się na wyznaczanym widmie rozszczepieniem linii. Z kolei, obserwacja zaniku rozszczepienia przy wzniesieniu temperatury do  $T_c$  prowadzi do określenia wykładnika  $\beta$ , wobec znanych teoretycznie zależności rozszczepienia w polach wewnętrznych. Liczne są prace wykonane na ten temat metodą efektu Mössbauera. I tak np. dla niklu 1%  $^{57}Fe$  prace Gumprechta [51] i Benskiego [52], czy też badania Kachnowskiego [53] wyznaczające wykładnik  $\gamma$  w pomiarach  $^{100}RhNi$ .

*Metoda zaburzonych korelacji kątowych  $\gamma$ - $\gamma$ .* W metodzie tej korzysta się z promieniowania  $\gamma$  emitowanego w kaskadzie z jądra atomowego. Jeśli próbka zawiera jądra niespolaryzowane, promieniowanie będzie emitowane izotropowo. W przypadku polaryzacji nie będzie równomiernego obsadzenia  $2J+1$  poziomów, a promieniowanie będzie emitowane anizotropowo. Rejestrując fotony emitowane w określonym kierunku wybieramy w sposób selektywny jądra spolaryzowane. Obserwacja fotonów z drugiego szczebla kaskady dostarcza informacji o anizotropii tego promieniowania. Korelację kątową pomiędzy fotonem pierwszego i drugiego szczebla określa odpowiedni związek ilościowy. Ta korelacja kątowa może być zakłócona polem magnetycznym wewnętrznym lub zewnętrznym. Oczywiście, w przypadku nas interesującym ważne jest pole wewnętrzne związane z samorzutnym uporządkowaniem magnetycznych momentów atomowych po-

niżej temperatury Curie. W polu magnetycznym spin jądra rozpoczyna precesję. Łącznie z nim rotuje anizotropowy rozkład kątowy fotonów, emitowanych w drugim szczyblu kaskady. Objawia się to periodyczną zmianą natężenia fotonów rejestrowanych np. pod kątem  $90^\circ$  w stosunku do kierunku rejestracji fotonów z pierwszego szczybla. Ponieważ częstość precesji uzależniona jest od natężenia pola magnetycznego, można śledzić zmiany tego ostatniego spowodowane, np. zanikiem wektora namagnesowania próbki. Pomiary wykonuje się dla różnych temperatur zbliżając się od niskich temperatur do  $T_c$ . Jako przykład prac wykonanych techniką zaburzonych korelacji kątowych wymienimy publikację Reno i Hohenemsera [54] oraz pracę doktorską Oddou [55]. Ta ostatnia zawiera bardzo bogaty materiał oraz wykaz publikacji, z którego korzystaliśmy gromadząc literaturę zagadnienia dla potrzeb tego artykułu.

Jako główną zaletę metod jądrowych należy wymienić fakt, że nie wymagają one stosowania zewnętrznych pól magnetycznych. Natomiast ich poważną niedogodność stanowi konieczność wprowadzenia jąder-sond. Zwykle są to atomy innego pierwiastka niż pierwiastek matrycy. Ponadto magnetyczny rezonans jądrowy i efekt Mössbauera wymagają dość znacznych koncentracji jąder aktywnych. Z tego punktu widzenia korzystniej wygląda metoda korelacji. Inne zalety tej metody są następujące: nie ma ograniczeń temperatury (dla innych metod jądrowych pojawiają się trudności w wysokich temperaturach); można stosować duże energie kwantów  $\gamma$ , a zatem próbki mogą być grube, co ważne przy stabilizacji temperatury; słabe pola magnetyczne wyznaczone są z dużą dokładnością w porównaniu z efektem Mössbauera.

Tabela 4

Wyniki pomiarów wykładnika  $\beta$  metodami jądrowymi dla niklu

Metoda	Odległość względna od punktu krytycznego	$\beta$
Magnetyczny rezonans jądrowy [56]	$2 \cdot 10^{-3} < x < 10^{-1}$	$0.354 \pm 0.014$
Efekt Mössbauera [52]	$3 \cdot 10^{-4} < x < 4 \cdot 10^{-2}$	$0.378 \pm 0.010$
Efekt Mössbauera [49]	$3 \cdot 10^{-4} < x < 2 \cdot 10^{-2}$	$0.387 \pm 0.004$
Korelacja kątowa [54]	$10^{-4} < x < 10^{-1}$	$0.385 \pm 0.005$
Korelacja kątowa [49]	$2 \cdot 10^{-4} < x < 2 \cdot 10^{-2}$	$0.375 \pm 0.004$
Korelacja kątowa [55]	$5 \cdot 10^{-5} < x < 2 \cdot 10^{-1}$	$0.408 \pm 0.003$

W celu porównania metod jądrowych z makroskopowymi przytoczmy tabelę 4 za pożyczoną częściowo z pracy Oddou [55].

Jak wynika z Tabeli 4 rezultat pomiarów rezonansowych jest zaniżony w stosunku do średniej wartości podanej w rozdziale 3.4. Związane jest to zapewne z trudnością zbliżenia się do punktu krytycznego. Pozostałe dane otrzymane metodami jądrowymi są

raczej zgodne z przyjmowaną obecnie wartością  $\beta$ , a rozrzut jest mniejszy niż dla metod makroskopowych.

Kończąc należy stwierdzić dużą różnorodność i pomysłowość metod stosowanych do określania wykładników krytycznych. Pomiaru te choć bardzo uciążliwe doczekały się już wielu wyników, a wobec ważnych informacji jakich dostarczają są nadal prowadzone.

#### Literatura

- [1] M. Vicentini-Missoni, *Critical Phenomena*, LI Corso, Acad. Press Inc., New York 1971.
- [2] Shang-Keng Ma, *Modern Theory of Critical Phenomena*, Massachusetts, USA, Adv. Book Program 1976.
- [3] L. P. Kadanoff, W. Götze, D. Hamblen, R. Hecht, E. A. S. Lewis, V. V. Palciauskas, M. Rayl, J. Swift, D. Aspnes, J. Kane, *Rev. Mod. Phys.* **39**, 395 (1967).
- [4] B. Fechner, *Zagadnienia teorii skalowania*, w zbiorze *Problemy fizyki magnetyków*, Poznań 1975.
- [5] P. Ehrenfest, *Proc. Acad. Sci. Amst.* **36**, 153 (1933).
- [6] J. Klamut, artykuł w książce *Fizyka i chemia ciała stałego*, Wydawn. PAN, Wrocław 1977.
- [7] L. D. Landau, *Phys. Z. Sowjet.* **11**, 26 (1937).
- [8] L. D. Landau, E. M. Lifszyc, *Elektrodynamika ośrodków ciągłych*, PWN, Warszawa 1960.
- [9] G. S. Rushbrooke, *J. Chem. Phys.* **39**, 842, (1963).
- [10] R. B. Griffiths, *Phys. Rev. Lett.*, **14**, 623, (1965); *J. Chem. Phys.* **43**, 1958, (1965).
- [11] B. Widom, *J. Chem. Phys.* **43**, 3898 (1965).
- [12] L. P. Kadanoff, Proc. of the 1970 Varenna Summer School on Critical Phenomena, Acad. Press., New York 1971.
- [13] M. Wortis, Proc. of Conference on Renormalization Group in Critical Phenomena and Quantum Field Theory, d. J. D. Gunton, M. S. Green 1973.
- [14] J. S. Kouvel, M. E. Fisher, *Phys. Rev. A* **136**, 1626 (1964).
- [15] J. S. Kouvel, D. S. Rodbell, *Phys. Rev. Lett.* **18**, 973 (1967).
- [16] J. S. Kouvel, J. B. Comly, *Phys. Rev. Lett.* **20**, 1237 (1968).
- [17] J. E. Noakes, A. Arrott, *J. Appl. Phys.* **39**, 1235 (1968).
- [18] S. Hata, S. Chikazumi, *J. Phys. Soc. Jap.* **40**, 52 (1976).
- [19] J. Kappler, R. Kuentzler, *Solid State Comm.* **17**, 729 (1975).
- [20] P. Weiss, R. Forrer, *Ann. Phys. Paris* **5**, 153 (1926).
- [21] K. P. Belov, A. N. Goryaga, *Fiz. Met. Metallov.* **2** (1), 3 (1956).
- [22] J. S. Kouvel, General Electric Res. Lab. Rep. N°57-RL, 1799. (1957).
- [23] S. Arajs, *J. Appl. Phys.* **36**, 1136 (1965).
- [24] S. Arajs, B. L. Tehan, E. E. Anderson, A. A. Stelmach, *Phys. Status. Solidi.* **41**, 639 (1970).
- [25] J. E. Noakes, A. Arrott, *J. Appl. Phys.* **38**, 973 (1967).
- [26] J. E. Noakes, A. Arrott, *J. Appl. Phys.* **39**, 1235 (1968).
- [27] P. J. Wojtowicz, M. Rayl, *Phys. Rev. Lett.* **20**, 1489 (1968).
- [28] M. Rayl, P. J. Wojtowicz, *Phys. Lett.* **28A**, 142 (1969).
- [29] E. E. Anderson, S. Arajs, A. A. Stelmach, B. L. Techan, Y. D. Yao, *Phys. Lett.* **36A**, 173 (1971).
- [30] K. Miyatani, K. Yoshikawa, *J. Appl. Phys.* **41**, 1272 (1970).
- [31] C. Voigt, W. Ross, *Solid. State Phys.* **9**, L469 (1976).
- [32] C. Domb, D. L. Hunter, *Proc. Phys. Soc.* **86**, 1147 (1965).
- [33] A. Arrott, J. E. Noakes, *Phys. Rev. Lett.* **19**, 786 (1967).
- [34] M. Vicentini-Missoni, R. I. Joseph, M. S. Green, J. M. H. Levelt Sengers, *Phys. Rev.* **B1** (5), 2312 (1970).
- [35] J. Kappler, R. Kuentzler, *Sol. State Commun.* **17**, 729 (1975).

- [36] G. E. Bacon, *Neutron Diffraction*, Oxford 1976.
- [37] H. K. Bakker, M. Th. Rekveldt, J. J. Van Loef, *Phys. Lett.* **27A**, 69 (1968).
- [38] M. D. Reichtin, S. C. Moss, E. L. Averbach, *Phys. Rev. Lett.* **24**, (26), 1485 (1970).
- [39] W. Scharf, H. Weitzel, *J. Magn. Magn. Mater.* **4**, 275 (1977).
- [40] C. M. J. van Uijen E. Frikkee, H. W. de Wijn, *Phys. Rev.* **B19**, 509 (1979).
- [41] J. Kociński, L. Wojtczak, artykuł *Metody teoretyczne w badaniach krytycznego rozpraszania w zbiorze Problemy fizyki magnetyków*, Poznań 1975.
- [42] H. Ikeda, *J. Phys. Soc. Jap.* **37**, 660 (1974).
- [43] J. D. Cohen, T. R. Corver, *Phys. Rev.* **B15**, 5350 (1977).
- [44] D. L. Connelly, J. S. Loomis, D. E. Mapother, *Phys. Rev.* **B3**, 924 (1971).
- [45] H. Ikeda, I. Hatta, A. Ikushima, K. Hirakawa, *J. Phys. Soc. Jap.* **39**, 827 (1975).
- [46] L. J. Jongh, *J. Appl. Phys.* **49**, 1305 (1978).
- [47] J. Major, L. G. Mihaly, G. Tichy, Proc. Intern. Confer, Magnet., Moskwa 1973.
- [48] M. Regis, J. Ferre, I. R. Jahn, *Physica* **86—88B**, 599 (1977).
- [49] C. Hohenemser, T. Kochnowski, T. K. Bergstresser, *Phys. Rev.* **B13**, 3154 (1976).
- [50] P. Heller, *Phys. Rev.* **146**, 403 (1966).
- [51] D. Gumprecht, P. Steiner, G. Creclius, S. Hüfner, *Phys. Lett.* **34A**, 79 (1971).
- [52] H. C. Bensi, R. C. Reno, C. Hohenemser, R. Lyons, Ç. Abeledo, *Phys. Rev.* **B 6**, 4266 (1972).
- [53] T. A. Kochnowski, R. M. Suter, A. M. Gottlieb, C. Hohenemser, *Phys. Rev.* **B 14**, 5022 (1977).
- [54] R. C. Reno, C. Hohenemser, *Phys. Rev. Lett.* **25**, 1007 (1970).
- [55] J. L. Oddou, Thèse, Grenoble 1978; *Phys. Rev.* **B17**, 222 (1978).
- [56] M. Shaham, J. Barak, U. El Hanany, W. W. Warren Jr., *Phys. Rev. Lett.* **39**, 570 (1977).

## R Ó Ź N E

*Stefan Król*Instytut Fizyki UMCS  
Lublin75 lat wzoru  $E=mc^2$ 75 Years of the Equation  $E=mc^2$ *Abstract:* This article gives a short history of the formula  $E = mc^2$ .

Wynalazki uszczęśliwiają i świadczą o dobrodziejstwie, nie wyrządzając nikomu krzywdy i przykrości.

F. Bacon

Po raz pierwszy w dziejach człowiek stoi na tym świecie już tylko naprzeciw siebie, nie mając żadnego innego partnera ani przeciwnika [...]. Sytuacja ta kładzie przecież, choć może zrazu w niewyraźny jeszcze sposób, granicę nadziei, iż rozrost materialnej i intelektualnej potęgi człowieka zawsze stanowić będzie postęp; niebezpieczeństwa stają się tym większe, im mocniej bije w tę granicę fala optymizmu niesiona religią postępu.

W. Heisenberg

Z niektórymi podstawowymi teoriami fizycznymi związane są pewne potwierdzenia eksperymentalne, szczególnie silnie przemawiające do wyobraźni, cieszące się dużym rozgłosem i stanowiące swego rodzaju wizytówkę siły przewidywania i zdolności wyjaśniającej potwierdzanych teorii. Dla mechaniki newtonowskiej takim wydarzeniem było odkrycie przez J. G. Gallego planety Neptun w miejscu wskazanym przez obliczenia teoretyczne U. J. Leverriera. Odkrycie fal elektromagnetycznych przez H. Hertza spełniało

podobną rolę w stosunku do elektrodynamiki Maxwella. Dla ogólnej teorii względności takim potwierdzeniem było (przynajmniej do niedawna) zakrzywienie biegu promieni gwiazd w polu grawitacyjnym Słońca. (Przypomnijmy rozgłos, jaki zdobyła ekspedycja angielska, która w 1919 udała się do Brazylii do obszaru całkowitego zaćmienia Słońca w celu wykrycia tego zjawiska). Związek między masą i energią w analogiczny sposób łączy się ze szczególną teorią względności. Jednakże w tym ostatnim przypadku znaczenie odkrycia wykracza daleko poza samą teorię względności, poza fizykę, a nawet poza granice nauki.

W 1980 r. minęło 75 lat od czasu, gdy Albert Einstein napisał słynne zdanie: „masa ciała jest miarą jego energii”. Skorzystajmy z „jubileuszowej” okazji dla krótkiego przypomnienia historii tego ważnego związku.

### 1. Przed teorią względności

Zagadnienie związku między masą i energią wyłoniło się właściwie wraz z rozpoczęciem badań zjawisk związanych z ruchem ciał naładowanych. Za początek historii można uznać rok 1881. W tym właśnie roku J. J. Thomson ogłosił pracę *O efektach elektrycznych i magnetycznych wywołanych ruchem ciał naelektryzowanych* [1], inspirowaną badaniami Crookesa nad promieniami katodowymi. Główny efekt odkryty przez Thomsona to wzrost masy naładowanego ciała. Thomson stwierdził, że naładowany przewodnik kulisty o promieniu  $a$  i ładunku  $e$  poruszający się ruchem jednostajnym prostoliniowym z prędkością  $v$ , wytwarza pole magnetyczne, o energii proporcjonalnej do kwadratu prędkości kulki

$$E = \frac{2}{15} \frac{e^2}{ac^2} v^2.$$

Nadanie naładowanej kulce prędkości  $v$  wymaga więc pracy równej

$$\frac{1}{2} \left( m + \frac{4}{15} \frac{e^2}{ac^2} \right) v^2,$$

gdzie  $m$  jest masą bezwładną kulki nienaładowanej. Oznacza to dalej, że „właściwa” masa kulki naładowanej jest sumą zwykłej masy bezwładnej (masy kulki nienaładowanej) i masy

$$m_e = \frac{4}{15} \frac{e^2}{ac^2},$$

którą później nazwano masą elektromagnetyczną. Zważywszy, iż energia elektrostatyczna naładowanej kulki wynosi  $E = e^2/2a$  stwierdzamy

$$E = \frac{15}{8} m_e c^2.$$

Energia elektrostatyczna naładowanej kulki jest więc wprost proporcjonalna do jej masy elektromagnetycznej. Innymi słowy, energia dostarczona kulce podczas elektryzowania zwiększa jej masę.

Wynik Thomsona poprawił O. Heaviside [2] w 1889 r. Na masę elektromagnetyczną przewodzącej kulki otrzymał wyrażenie

$$m_e = \frac{2}{3} \frac{c^2}{ac^2}.$$

Wobec tego, według Heaviside'a,

$$E = \frac{3}{4} m_e c^2.$$

O ile dla Thomsona zwiększenie masy kulki było zjawiskiem zupełnie podobnym do efektywnego zwiększenia masy ciała poruszającego się w nieściślej cieczy idealnej — ruch kulki odbywa się tak, jakby pozornie jego masa zwiększyła się o  $m_e$  — o tyle Heaviside traktuje ten efekt jako *par excellence* rzeczywisty; mówi wyraźnie o „elektrycznej sile bezwładności”. To właśnie od pracy Heaviside'a rozpoczyna się nagły wzrost liczby publikacji poświęconych mechanicznej interpretacji zjawisk elektromagnetycznych [3] — interpretacji zainicjowanej wcześniej przez J. C. Maxwella i W. Kelvina.

Gdyby przyjąć, że ładunek rozmieszczony jest równomiernie w całej objętości kuli, otrzymalibyśmy

$$E = \frac{5}{8} m_e c^2.$$

Tak więc w wyniku tego rodzaju badań stwierdzono, że naelektryzowanie ciała powoduje wzrost jego masy; konkretna ilościowa postać tego związku zależy od kształtu ciała i szczegółów rozmieszczenia ładunku. Te i podobne zależności zyskały szczególną aktualność na przełomie wieków, gdy zdobył dość szeroką popularność pogląd o elektromagnetycznym pochodzeniu masy.

Jeden z gorących zwolenników tego poglądu W. Wien w następujący sposób wprowadza pojęcie masy [4]. Zgodnie z wynikami G. F. C. Searle'a [5] energia elipsoidy Heaviside'a (elipsoidy, dla której stosunek osi wynosi  $(1-v^2/c^2):1:1$ ) wyraża się wzorem

$$E = E_0 \frac{1 + \frac{v^2}{3c^2}}{\left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right)^{1/2} \arcsin(v/c)}.$$

Tutaj  $E$  jest energią pola elipsoidy poruszającej się z prędkością  $v$ ,  $E_0$  — tą samą energią dla elipsoidy spoczywającej. Po rozwinięciu w szereg wyrażenia na energię Wien otrzymuje

$$E = E_0 \left( 1 + \frac{2}{3} \frac{v^2}{c^2} + \frac{16}{45} \frac{v^4}{c^4} + \dots \right).$$



W rezultacie wzrost energii spowodowany ruchem ładunku wynosi, w pierwszym przybliżeniu,  $\frac{2}{3c^2} E_0 v^2$ . Stąd masa

$$m = \frac{4E_0}{3c^2}.$$

W interpretacji Wiena jest to związek między całkowitą masą bezwładną i energią pola. Przy okazji Wien stwierdził inny istotny efekt. Dla dużych prędkości trzeba uwzględnić dalsze wyrazy przytoczonego szeregu. Wobec tego: masa elektromagnetyczna zależy od prędkości.

Drugi kontekst problemów, w którym wyłoniło się zagadnienie bezwładności energii związany jest z energią i pędem pola elektromagnetycznego.

Jak wykazał Maxwell, praca potrzebna na wytworzenie pola elektromagnetycznego może być równoważnie rozpatrywana jako energia pola rozmieszczona w przestrzeni z gęstością

$$\rho = \frac{1}{8\pi} (E^2 + B^2).$$

Gdy stwierdzenie to zastosuje się do zmiennego pola elektromagnetycznego, od razu wyniknie problem przepływu energii w przestrzeni — może to być pusta przestrzeń — zgodnie ze zmianą pola i prawem zachowania energii. Strumień energii jak wykazał J. H. Poynting [6] i nieco później, niezależnie od niego Heaviside [7], wyraża się wzorem

$$S = \frac{1}{4\pi} (E \times B).$$

Ponieważ gęstość energii i strumień energii spełniają równanie ciągłości

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \operatorname{div} S = 0,$$

przepływ energii pola elektromagnetycznego można traktować jako ruch fikcyjnej cieczy o gęstości  $\rho$ . Analogia ta nasuwała myśl, żeby polu elektromagnetycznemu, oprócz energii, przypisać także pęd. Tego znaczącego w historii fizyki kroku dokonał H. Poincaré w pracy znajdującej się w jubileuszowym tomie poświęconym Lorentzowi [8]. Poincaré pokazał, że promieniowanie elektromagnetyczne posiada pęd (gęstość pędu) równy wektorowi Poyntinga  $S$  podzielonemu przez kwadrat prędkości światła

$$g = \frac{S}{c^2},$$

oraz rozszerzył prawo zachowania pędu także na pole elektromagnetyczne. Rozszerzone prawo pędu zastosował do ciała pochłaniającego promieniowanie. Jeśli energia pochłoniętego promieniowania wynosi  $E$ , to  $S = E c$  i prawo zachowania pędu daje związek

$$mv = \frac{S}{c^2} = \frac{E}{c^2} c,$$

gdzie  $v$  jest prędkością odrzutu ciała o masie  $m$ . Odczytując ten związek zgodnie z ustaloną w mechanice interpretacją, stwierdzamy, że masa promieniowania elektromagnetycznego wynosi  $E/c^2$ . Poincaré nie zdecydował się jednak na taką interpretację; przyjęcie jej przekształciłoby, według niego, ciecż fikcyjną w ciecż rzeczywistą.

Omawiany problem Poincarégo rozważał Einstein w pracy z 1906 [9]. Dowiódł on, że równoważność masy i energii wyrażona wzorem  $\Delta E = \Delta mc^2$  jest warunkiem koniecznym i wystarczającym na to, żeby było spełnione prawo ruchu środka mas układu, w którym obok procesów mechanicznych zachodzą także elektromagnetyczne. We wstępie do tej pracy pisał: „... proste formalne rozważania, jakie trzeba przeprowadzić dla dowodu tego twierdzenia znajdują się w zasadzie w pracy Poincarégo”. Jest to trafna charakterystyka pracy Poincarégo [8] pod względem jej związku z problemem bezwładności energii.

Dodajmy jednakże, że nie jest to jedyny wkład Poincarégo do teorii względności, a więc pośrednio i do interesującego nas zagadnienia. Poincaré przed Einsteinem sformułował zasadę względności i był w pełni świadomy niektórych jej konsekwencji.

W odczycie dla uczestników Narodowego Kongresu Sztuki i Nauki w St. Louis we wrześniu 1904 r. Poincaré dyskutował kwestię, czy przez obserwację zjawisk zachodzących w danym układzie odniesienia, można, czy też nie można, stwierdzić istnienie ruchu jednostajnego tego układu. Konkluzję sformułował w postaci ogólnej zasady, którą nazwał właśnie zasadą względności: „Prawa zjawisk fizycznych są jednakowe zarówno dla obserwatora spoczywającego jak i obserwatora znajdującego się w stanie jednostajnego ruchu postępowego, tak, że nie mamy i nie możemy mieć żadnych środków, żeby stwierdzić, czy znajdujemy się czy nie w ruchu jednostajnym” [10].

Jeśli przeformułuje się, jak to uczynił H. E. Ives [11], wyniki i argumenty Poincarégo z pracy [8] zgodnie z tą zasadą, nieuchronnie otrzyma się jako wniosek wzór  $\Delta m = \Delta E/c^2$ , gdzie  $\Delta m$  jest zmienną masy ciała, a  $\Delta E$  — energią pochłoniętą lub wypromieniowaną przez ciało.

W tym samym, mniej więcej, czasie, F. Hasenöhrł rozważał [12, 13] inny rodzaj poruszającego się układu z promieniowaniem. Była to pusta wnęka z doskonale odbijającymi promieniowanie ściankami. Masa poruszającej się wnęki jest, jak wykazał Hasenöhrł, większa od masy wnęki spoczynkowej o wielkość  $(\frac{4}{3})(E/c^2)$ ;  $E$  jest energią promieniowania zawartego we wnęcie.

Tak wyglądały, w ogólnych zarysach, problemy związku między masą i energią, gdy Einstein zaczynał ogłaszać swe prace z teorii względności.

## 2. „Czy masa ciała zależy od jego energii?”

W słynnej pracy *O elektrodynamice ciał w ruchu* [14] rozpoczynającej długi szereg prac Einsteina poświęconych teorii względności autor podał — między innymi — prawo transformacji dla energii pola elektromagnetycznego przy zmianie układu odniesienia.

Niech wypromieniowana przez jakieś ciało fala elektromagnetyczna porusza się w kierunku tworzącym kąt  $\varphi$  z osią  $x$  prostokątnego układu współrzędnych  $(x, y, z)$ . Energię wypromieniowanej fali odniesioną do tego układu oznaczmy przez  $E$ . Przez  $E'$  ozna-

czyemy energię fali mierzoną względem układu  $(x', y', z')$  poruszającego się względem poprzedniego z prędkością  $v$  w kierunku osi  $x$ . Związek między  $E$  i  $E'$  podany przez Einsteina jest następujący:

$$E' = E \frac{1 - \frac{v}{c} \cos \varphi}{\sqrt{1 - v^2/c^2}} \quad (1)$$

„Wyniki wcześniej opublikowanych w *Annalen der Physik* badań, prowadzą nas do niezwykle interesującego wniosku, którego wyprowadzenie podamy w tym artykule” — tak rozpoczyna Einstein następną, krótką, trzystronicową pracę *Czy masa ciała zależy od jego energii?* [15]. Wniosek ów, to zależność między masą i energią, która zapisana później w postaci  $E = mc^2$ , stała się z czasem dla szerokiego ogółu niemalże synonimem nazwiska Einsteina.

Einstein rozważa następujący problem. W układzie  $(x, y, z)$  znajduje się w spoczynku ciało emitujące fale elektromagnetyczne, np. kwanty  $\gamma$ . Niech w pewnej chwili ciało wyemituje jednocześnie dwa kwanty  $\gamma$ : jeden w kierunku tworzącym kąt  $\varphi$  z osią  $x$ , drugi w kierunku przeciwnym (pod kątem  $\pi + \varphi$ ). Jeśli energia każdego z kwantów mierzona w układzie  $(x, y, z)$  wynosi  $(\frac{1}{2})E_\gamma$ , to w układzie  $(x', y', z')$  energie tych kwantów będą

$$\frac{1}{2} E_\gamma \frac{1 - \frac{v}{c} \cos \varphi}{\sqrt{1 - v^2/c^2}} \quad \text{i} \quad \frac{1}{2} E_\gamma \frac{1 + \frac{v}{c} \cos \varphi}{\sqrt{1 - v^2/c^2}} \quad (2)$$

Prawo zachowania energii zastosowane do rozważanego procesu emisji ma postać

$$E_0 = E_1 + \frac{1}{2} E_\gamma + \frac{1}{2} E_\gamma \quad (3)$$

w układzie  $(x, y, z)$ , i

$$E'_0 = E'_1 + \frac{1}{2} E_\gamma \frac{1 - \frac{v}{c} \cos \varphi}{\sqrt{1 - v^2/c^2}} + \frac{1}{2} E_\gamma \frac{1 + \frac{v}{c} \cos \varphi}{\sqrt{1 - v^2/c^2}} = E'_1 + \frac{E_\gamma}{\sqrt{1 - v^2/c^2}} \quad (4)$$

w układzie  $(x', y', z')$ , gdzie  $E_0$  i  $E_1$  są energiami emitującego ciała względem układu nieprimowanego, odpowiednio przed i po emisji kwantów  $\gamma$ .  $E'_0$  i  $E'_1$  są analogicznymi energiami w układzie primowanym.

Z równań (3) i (4) otrzymujemy

$$(E'_0 - E_0) - (E'_1 - E_1) = E_\gamma \left( \frac{1}{\sqrt{1 - v^2/c^2}} - 1 \right). \quad (5)$$

W tym miejscu następuje kluczowy dla dowodu fragment pracy Einsteina. „W związku z tym — pisze Einstein o równaniu (5) — obie różnice postaci  $E' - E$  mają prosty sens fizyczny. Wielkości  $E$  i  $E'$  są wartościami energii tego samego ciała odniesionymi do dwu układów współrzędnych poruszających się względem siebie, przy czym względem

jednego z nich ciało jest w spoczynku (względem układu  $(x, y, z)$ ). Jest więc jasne, że różnica  $E' - E$  może różnić się od energii kinetycznej  $T$  ciała względem drugiego układu (układu  $(x', y', z')$ ) jedynie o pewną stałą addytywną  $C$  zależną od wyboru dowolnych stałych addytywnych w wyrażeniach na energie  $E'$  i  $E$ . Możemy zatem położyć

$$E'_0 - E_0 = T'_0 + C, \quad (6)$$

$$E'_1 - E_1 = T'_1 + C, \quad (7)$$

ponieważ stała  $C$  nie zmienia się przy emisji". Po uwzględnieniu ostatnich związków otrzymujemy

$$T'_0 - T'_1 = E_\gamma \left( \frac{1}{\sqrt{1 - v^2/c^2}} - 1 \right). \quad (8)$$

W pierwszym przybliżeniu możemy przyjąć

$$T'_0 - T'_1 = \frac{1}{2} \frac{E_\gamma}{c^2} v^2. \quad (9)$$

W tym przybliżeniu powinien obowiązywać klasyczny wzór na energię kinetyczną. Wobec tego

$$T'_0 - T'_1 = \Delta \left( \frac{1}{2} m v^2 \right) = \frac{1}{2} \Delta m v^2. \quad (10)$$

Stąd

$$E_\gamma = \Delta m c^2 \quad (11)$$

Zanim przejdziemy do przedstawienia dalszych wywodów Einsteina wróćmy jeszcze do równań (6) i (7). Jak zauważył Ives [11], argumenty Einsteina prowadzące do tych równań nie są zasadne.

Energia kinetyczna ciała, zgodnie z teorią względności, wyraża się wzorem

$$T = m_0 c^2 \left( \frac{1}{\sqrt{1 - v^2/c^2}} - 1 \right). \quad (12)$$

Wzór (12) występuje już w *Elektrodynamice ciał w ruchu*, jako wyrażenie na energię kinetyczną elektronu „powoli przyspieszanego”. Einstein podkreśla jednak jego stosowność także dla punktu materialnego nienaładowanego, gdyż „taki punkt materialny po przyłączeniu *dowolnie małego* (podkreślenie Einsteina) ładunku elektrycznego przekształca się w elektron (w naszym sensie)”.

Zastosujmy wzór (12) do rozważanego promieniującego ciała. Otrzymamy

$$\begin{aligned} T'_0 &= m_0 c^2 \left( \frac{1}{\sqrt{1 - v^2/c^2}} - 1 \right) \\ T'_1 &= m_1 c^2 \left( \frac{1}{\sqrt{1 - v^2/c^2}} - 1 \right) \end{aligned} \quad (13)$$

gdzie  $m_0$  i  $m_1$  są masami ciała przed i po wypromieniowaniu kwantu. Korzystając z powyższych wyrażeń, równanie (5) można teraz przepisać w postaci

$$(E'_0 - E_0) - (E'_1 - E_1) = \frac{E_\gamma}{(m_0 - m_1)c^2} (T'_0 - T'_1). \quad (14)$$

To ostatnie będzie spełnione gdy

$$\begin{aligned} E'_0 - E_0 &= \frac{E_\gamma}{(m_0 - m_1)c^2} (T'_1 + C) \\ E'_1 - E_1 &= \frac{E_\gamma}{(m_0 - m_1)c^2} (T'_1 + C) \end{aligned} \quad (15)$$

Porównując (15) z (6) i (7), stwierdzamy, że przyjęcie wyrażeń (6) i (7) oznacza równość

$$\frac{E_\gamma}{(m_0 - m_1)c^2} = 1$$

którą właśnie należało dowieść. Tak więc „z pewnością najstynniejszy wzór z leksykonu fizyki” [16] okazuje się wynikiem *petitio principii*. Jeszcze raz potwierdziła się reguła, że znaczące odkrycia wchodzą na scenę naukową z nienajlepszym uzasadnieniem.

Przedstawiona niezasadność wywodu wzoru  $E = mc^2$  — pierwszego na gruncie teorii względności — w żadnym wypadku nie umniejsza wkładu Einsteina do rozważanego zagadnienia. Związek między masą i energią jest logicznym wnioskiem z teorii względności i jako taki może być wyprowadzony na wiele różnych sposobów. Sam Einstein podał jeszcze trzy inne uzasadnienia tego związku [9, 17, 18]. Nie sposób wyprowadzenia tego związku był tu więc najistotniejszy, ważniejsza była jego interpretacja.

Oto komentarz Einsteina do wzoru (11): „Z równania tego od razu wynika, że jeśli ciało oddaje energię  $E$  w formie promieniowania, to masa tego ciała maleje o wartość  $E/c^2$ . Fakt, że utracona przez ciało energia staje się energią promieniowania nie gra tu istotnej roli; w ten sposób dochodzimy do bardziej ogólnego wniosku.

Masa ciała jest miarą jego energii; jeżeli energia zmienia się o  $E$ , to jego masa zmienia się o  $E/9 \cdot 10^{20}$  — w przypadku gdy energię mierzymy w ergach, a masę w gramach.

Nie jest wykluczone, że dla ciał, które w znacznym stopniu zmieniają swoją energię (np. sole radu) powiedzie się sprawdzenie teorii.

Jeśli więc teoria odpowiada faktom, to promieniowanie przenosi masę między ciałami emitującymi i absorbującymi”.

Wystarczy porównać te konkluzje Einsteina ze stwierdzeniem: Hasenöhrł wyprowadził „godne uwagi prawo, że ciśnienia w pustych obszarach wewnątrz ciała nieprzenikliwego dla promieniowania, powstające przy jego ruchu wobec eteru świetlnego powodują pozorne zwiększanie się masy danego ciała”, znajdującym się w piśmie Akademii Wiedeńskiej uzasadniającym przyznanie Hasenöhrłowi nagrody Haitingera [19] (nagrodę przyznano w 1905 r.), żeby mieć właściwe rozeznanie o postępie dokonany przez Einsteina. Einstein traktuje związek między masą i energią jako fakt rzeczywisty, postulując jego ogólną ważność i przewidując zadziwiająco trafnie ten krąg zjawisk fizycznych,

w których zależność ta została eksperymentalnie potwierdzona i to w wymiarze także takim, że określenie „eksperymentalnie” wydaje się eufemizmem.

Zwiększenie bezwładności ciała przy wzroście jego energii elektromagnetycznej było, jak widzieliśmy, znane przed Eisteinem, jednakże wartość liczbową tego zwiększenia zależała, jak sądzono, nie bez podstaw na gruncie istniejących teorii, od takich szczegółów jak np. rozkład ładunku. Einstein ustalił tu związek jasny i prosty zarazem. Cena owej prostoty wydawała się jednak nazbyt wysoka. Trzeba było przyjąć do wiadomości nie tylko fakt, że nakręcenie zegarka zwiększa jego masę — z tym można się było zgodzić, efekt jest znikomy — ale także cały zestaw twierdzeń teorii względności nie mniej paradoksalnych, przypomnijmy choćby względność równoczesności zdarzeń. Przytoczmy w związku z tym opinię O. D. Chwolsona o teorii względności o dziesięć lat późniejszą. „Pod względem głębokości swej głównej koncepcji, radykalność z jaką ta nowa teoria ... wywraca wszystkie nasze podstawowe przedstawienia, burząc prawie wszystko czym do tej pory żyła i dzięki czemu rozwijała się fizyka, nie można znaleźć analogii w historii w żadnej z nauk o otaczających nas i obserwowanych przez nas zjawiskach. Teoria ta buduje nowy światopogląd różniący się w szczegółach i w samym rdzeniu od istniejącego dotychczas, niwecząc akurat te jego cechy, które jako aksjomaty, jako prawdy oczywiste same przez się, nawet nie wypowiedano, nie sformułowano, a wszystkie, jako coś niewątpliwego, przyjmowano nieświadomie” [20].

Nic dziwnego, że prostota tego związku, jego płodność w wyjaśnianiu zjawisk, przede wszystkim w fizyce jądrowej, odegrała w powszechnym (w końcu) przyjęciu teorii względności, rolę, którą trudno przecenić. Każdy sukces wzoru  $E = mc^2$  był, rzecz jasna, również sukcesem teorii względności.

### 3. Zakres stosowalności i potwierdzenie eksperymentalne

Jeśli to prawda, że „granice mego języka oznaczają granice mego świata”, to fizyka, jak każda rozwijająca się nauka, poszerzając granice poznanego świata, przekracza ciągle granice języka. Rozwijając się musi mówić o tym, o czym nie można „mówić” — by jeszcze raz nawiązać do cytowanego przed chwilą Wittgensteina. („o czym nie można mówić, o tym trzeba milczeć”). Dzieje się to zawsze wtedy, gdy aparat pojęciowy dotychczasowej teorii, nie jest w stanie ująć i wyjaśnić nowego kręgu zjawisk. Sprawdzoną historycznie metodą stosowaną w takich sytuacjach jest uciekanie się do swego rodzaju metafor. Poincaré przypisując polu elektromagnetycznemu pęd i energię traktował przepływ energii jako ruch cieczy fikcyjnej. Dla Lorentza czas  $t'$  występujący w jego transformacjach był czasem pozornym. Akademia Wiedeńska wynik Hasenöhrla także nie traktowała dosłownie. Przez z górą dwadzieścia lat metaforą matematyczną była funkcja delta Diraca. Bywa także i tak, że obrońcy starej teorii wyniki nowej interpretują metaforycznie. Przedmowa Osjandra do *De Revolutionibus* jest tutaj przykładem. Swoim stwierdzeniem „masa ciała jest miarą jego energii” sprowadził Einstein metaforę do dosłowności, rozszerzając tym samym, dotychczasowy sens fizyczny masy i energii. Rozpoczęło się funkcjonowanie formuły  $E = mc^2$  jako fragmentu sprawnej aparatury pojęciowej, formuły, mającej rzeczywiste — nie metaforyczne — odniesienie zjawiskowe. Trzeba było oczywiście wyjaś-

nić jeszcze szereg wątpliwości, usunąć wiele zastrzeżeń, by związek między masą i energią — mówiąc słowami Poincarégo — mógł być podniesiony do godności zasady, a więc osiągnąć status prawa empirycznego, sprawdzanego właściwie jedynie w sytuacjach kryzysowych w rozwoju nauki, normalnie zaś funkcjonującego jako składnik „perspektywy poznawczej”, jako element języka, w którym się myśli, przy pomocy którego formuluje się, dedukuje i uzasadnia nowe twierdzenia. Odbywało się to już jednak przy dobrze określonych regułach interpretacyjnych i było zadaniem dla kontynuatorów Einsteina. Jak pisze G. H. Keswani „Na szczęście młodego Einsteina nie męczyły wątpliwości. Ze śmiałością, którą daje jedynie młodość, Einstein widział tylko to, co koniecznym było widzieć wtedy (w 1905 r.). Było to widzenie niepełne, ale natchnione” [21].

W 1906 r. ukazała się praca *Zasada względności i podstawowe prawa mechaniki* [22], pierwsza w historii fizyki zawierająca w tytule zasadę względności. Autorem jej był M. Planck. Postawił on i rozwiązał ważne zagadnienie: jak należy zmienić newtonowskie równania ruchu dla punktu materialnego, żeby spełniały zasadę względności. Odpowiedź otrzymał rozważając ruch naładowanego punktu materialnego w polu elektromagnetycznym i wykorzystując wyprowadzone przez Einsteina wzory transformacyjne dla wektorów pola elektromagnetycznego. Wynik nie jest dzisiaj niespodzianką:

$$\frac{d}{dt} \left( \frac{m_0 \mathbf{v}}{\sqrt{1-v^2/c^2}} \right) = \mathbf{F}.$$

Stąd już w prosty sposób mógł otrzymać wyrażenie na energię kinetyczną cząstki

$$T = \frac{m_0 c^2}{\sqrt{1-v^2/c^2}} + C.$$

Dla  $v = 0$ , energia kinetyczna  $T = 0$  i wobec tego  $C = -m_0 c^2$ . Zatem

$$T = \frac{m_0 c^2}{\sqrt{1-v^2/c^2}} - m_0 c^2.$$

Wartości stałej  $C$  Planck jednak nie wyznaczał i nie interpretował. Celem jego było zbudowanie podstaw dla nowej relatywistycznej mechaniki analitycznej. Dla tego celu wartość stałej  $C$  nie była potrzebna. Jak się później okazało, w stałej  $C$  kryła się jedna z ważniejszych nowości teorii względności.

Główny jednak wkład Plancka do rozważanego zagadnienia zawierają dwie inne prace [23, 24]. Zauważając, że pojęcie pędu wymaga uogólnienia podobnego do tego, jakie stało się udziałem energii w elektrodynamice Planck traktuje Poincarégo definicję pędu pola elektromagnetycznego jako szczególny przypadek uniwersalnego stwierdzenia: pęd dowolnego poruszającego się obiektu jest równy strumieniowi energii związanego z tym ruchem podzielonemu przez kwadrat prędkości światła. Masa ciała natomiast jest równa stosunkowi pędu ciała do jego prędkości. Określenia te Planck ilustruje następującym przykładem. Rozważmy ciecz o gęstości  $\rho$  poruszającą się pod ciśnieniem  $p$  z prędkością  $v$ . Przez element powierzchni  $df$  prostopadły do prędkości cieczy przechodzi w ciągu czasu  $dt$  energia równa pracy mechanicznej  $p df v dt$  powiększona o energię konwekcji  $\epsilon df v dt$ ,

gdzie  $\varepsilon$  oznacza gęstość energii. Pęd związany z tym ruchem, zgodnie z określeniem, wynosi

$$\frac{(\varepsilon + p)v}{c^2}.$$

Po podzieleniu przez  $v$  otrzymujemy

$$\rho = \frac{\varepsilon + p}{c^2}$$

„znany związek teorii względności” — pisze Planck cytując (przykładowo) swoją wcześniejszą pracę [23].

Prace Plancka stanowiły istotny postęp: zawierały pierwsze poprawne i ogólne ujęcie równoważności masy i energii, choć oczywiście nie wyjaśniały wszystkich konkretnych szczegółów; te ostatnie były przedmiotem dyskusji jeszcze przez lat kilkanaście.

Tak na przykład w 1908 roku D. F. Comstock [25] z rozważań elektromagnetycznych wyprowadził wzór  $E = (\frac{3}{4})mc^2$  potwierdzając tym samym wcześniejsze wyniki Heaviside'a i Hasenöhrla, jawnie niezgodne z teorią względności. Ta sama zależność wynikała z pracy Borna z 1909 r. [26]. Właściwą drogę rozwiązania sprzeczności znalazł dopiero E. Fermi w 1922 r. [27], [28]. Zarówno w przypadku kulki Thomsona jak i wnęki Hasenöhrla przyczyną rozbieżności wyników z teorią względności było nieuwzględnianie pełnej energii ciała. Pole elektromagnetyczne nie może istnieć bez obecności sił innej natury: promieniowanie we wnęce istnieje dzięki obecności ścianek, naładowana kula jest obiektem trwałym dzięki nieelektrycznym siłom przyciągającym. W obu przypadkach powstaje w „więzach” strumień energii przeciwny do ruchu ciała. Uwzględnienie tego strumienia i związanego z nim pędu przekształca w jedność współczynnik  $\frac{3}{4}$ .

Różniczkową postać  $dE = c^2 dm$  wzoru  $E = mc^2$  znalazł G. N. Lewis [29] w 1908 r. wychodząc z teorii ciśnienia promieniowania. Choć jego wywód nie miał charakteru ogólnego, Lewis podkreślał, że przyjęcie wzoru  $dE = c^2 dm$  jako zależności uniwersalnej wymaga traktowania stałej  $m_0 c^2$  we wzorze na energię kinetyczną jako energii spoczynkowej cząstki. Całkowita energia cząstki wynosi więc

$$E = \frac{m_0 c^2}{\sqrt{1 - v^2/c^2}}.$$

Potwierdzenia swoich przypuszczeń szukał Lewis w eksperymentach W. Kaufmanna [30] i A. H. Bucherera [31]. Wyznaczali oni zależność masy elektronu od prędkości z odchyleń cząstki  $\beta$  w polach elektrycznych i magnetycznych. Wyniki Kaufmanna nie dawały jednoznacznej odpowiedzi, natomiast Bucherer potwierdził relatywistyczną zależność masy od prędkości z dokładnością do 10% w zakresie prędkości  $0,38 \leq v/c \leq 0,69$ ; tym samym w granicach tego błędu potwierdzono także związek między masą i energią. W latach sześćdziesiątych w udoskonalonych wersjach eksperymentów Kaufmanna i Bucherera potwierdzono formułę  $m = m_0 [1 - (v/c)^2]^{-1/2}$  z dokładnością 0,05% [32]; jest to porównywalne z dokładnością potwierdzeń metodami spektroskopowymi.



Rok 1909 był przełomowym w rozwoju teorii względności: ukazał się właśnie tekst słynnego odczytu H. Minkowskiego *Przestrzeń i czas* [33], wygłoszonego kilka miesięcy wcześniej. Minkowski dokonał geometryzacji teorii względności, co miało doniosłe konsekwencje dla dalszego rozwoju teorii. Energia i pęd cząstki zostały połączone w jeden obiekt geometryczny zwany czterowektorem pędu. Czterowektor pędu cząstki, czyli wektor o składowych  $E/c, p_1, p_2, p_3$  ( $p_i, i = 1, 2, 3$  — składowe pędu cząstki) w czterowymiarowej pseudoeuklidesowej czasoprzestrzeni Minkowskiego przekształca się, przy ogólnych transformacjach Lorentza, zgodnie ze wzorami

$$\mathbf{p} = \mathbf{p}' + \frac{\mathbf{v}(\mathbf{v} \cdot \mathbf{p}') [1 - (1 - v^2/c^2)^{1/2}] - E' v^2/c^2}{(1 - v^2/c^2)^{1/2}}$$

$$E = \frac{E' + \mathbf{v} \cdot \mathbf{p}'}{(1 - v^2/c^2)^{1/2}} \quad (16)$$

gdzie  $v$  jest prędkością układu primowanego względem nieprimowanego. Długość wektora czteropędu jest niezmiennikiem transformacji Lorentza i wyraża się przez masę spoczynkową cząstki:

$$E/c^2 - \mathbf{p}^2 = m_0^2 c^2$$

Ostatni wzór jest równoważny formule  $E = mc^2$ .

W ten sposób masa spoczynkowa cząstki uzyskała dodatkowe znaczenie: jako niezmiennik transformacji Lorentza stała się absolutną, tzn. niezależną od układu odniesienia charakterystyką cząstki.

Łatwo teraz uzasadnić interpretację Lewisa stałej  $m_0 c^2$  jako energii spoczynkowej cząstki. Otóż, jeśli interpretacja taka ma mieć sens realny, powinna istnieć możliwość przejścia energii odpowiadającej masie spoczynkowej w inne formy energii np. w energię kinetyczną cząstek. Istnienia tego faktu z teorii wydedukować nie można, ale można pokazać, że jeśli takie procesy anihilacyjne (a właściwie anihilacyjno-kreacyjne) w określonych warunkach rzeczywiście istnieją i spełniają zasadę względności oraz prawa zachowania energii i pędu, to ilość wydzielonej energii w procesie anihilacji masy  $m_0$  równa się dokładnie  $E_0 = m_0 c^2$ .

Rzeczywiście, przypuśćmy, iż w stanie początkowym mamy układ  $P$  nie oddziałujących ze sobą cząstek  $P_1, P_2, \dots, P_m$  i dodatkowo pewną cząstkę  $A$ . Po jakimś czasie, np. w wyniku zbliżenia się do siebie, wszystkie te cząstki ( $P_1, P_2, \dots, P_m$  i  $A$ ) zaczynają ze sobą oddziaływać i biorą udział w pewnej reakcji cząstkowej. Mechanizm reakcji jest dla naszych rozważań obojętny. Następnie, w stanie końcowym, wskutek np. oddalania się od siebie produktów reakcji, mamy znowu układ cząstek swobodnych, ale tylko cząstek typu  $P$ :  $P_1, P_2, \dots, P_n$  ( $n > m$ ), a cząstka  $A$  w stanie końcowym w ogóle nie występuje. Krótko mówiąc, w wyniku reakcji nastąpiła anihilacja cząstki  $A$  i zwiększyła się liczba cząstek typu  $P$ . Zastanówmy się, jaka będzie zmiana całkowitej energii cząstek typu  $P$ , przy przejściu od stanu początkowego do końcowego, zakładając, że dla wszystkich cząstek występujących w obu tych stanach spełnione są zasady zachowania całkowitej energii i pędu, przy czym, prawa te obowiązują, zgodnie z zasadą względności, we wszystkich inercjalnych układach odniesienia.

Niech  $S$  będzie dowolnym układem inercyjnym, a  $S_A$  układem spoczynkowym cząstki  $A$ . Jeśli  $\Delta p$  i  $\Delta E$  oznaczają zmiany, mierzone w układzie  $S$ , pędu i energii cząstek typu  $P$  przy przejściu ze stanu początkowego do końcowego, a  $\Delta p_0$  i  $\Delta E_0$  te same wielkości mierzone w układzie  $S_A$ , to zgodnie z (16) mamy

$$\Delta p = \Delta p_0 + \frac{v(v \cdot \Delta p_0)[1 - (1 - v^2/c^2)^{1/2}] + v^2 \Delta E_0/c^2}{(1 - v^2/c^2)^{1/2}} \quad (17)$$

gdzie  $v$  jest prędkością cząstki  $A$  względem układu  $S$ .

Zmiana pędu cząstek typu  $P$  jest oczywiście równa zmianie, ze znakiem minus, pędu cząstki  $A$ , a ta ostatnia wynosi zero ( $\Delta p_0 = 0$ ) w układzie  $S_A$  i

$$-\Delta p = -p = -\frac{m_0 v}{\sqrt{1 - v^2/c^2}}$$

w układzie  $S$ , gdzie  $m_0$  jest masą spoczynkową cząstki  $A$ . Podobnie, ponieważ energia cząstki po anihilacji równa się zero, więc zmiana energii cząstki  $A$  (równa ujemnej zmianie energii cząstek typu  $P$ ) wynosi (w układzie  $S_A$ )  $-\Delta E_0 = -E_0$ ; tutaj  $E_0$  jest nieznaną energią zawartą w cząstce (energiją spoczynkową) przed aktem anihilacji. Podstawiając powyższe dane otrzymujemy

$$E_0 = m_0 c^2. \quad (18)$$

Rzeczywiste istnienie procesów anihilacyjnych zostało stwierdzone wkrótce po odkryciu przez C. D. Andersona [34] dodatniego elektronu. Najpierw P. M. S. Blackett i G. P. Occhialini [35] odkryli proces przekształcania się fotonu w parę elektron-pozyton. W rok później (w 1934 r.) O. Klemperer [36] wykazał istnienie procesu odwrotnego. W obydwu przypadkach energia fotonów wynosiła co najmniej  $2m_0 c^2$ . Wzór (18) otrzymał potwierdzenie eksperymentalne, a energia utraciła swoją klasyczną nieokreśloność polegającą na swobodzie wyboru stałej addytywnej.

Eksperymenty z anihilacją par elektronowo-pozytonowych były ważnym, ale tylko jednym z wielu potwierdzeń równoważności masy i energii w zjawiskach jądrowych. Proces ekspansji formuły  $E = mc^2$ , a właściwie  $\Delta E = \Delta mc^2$ , na fizykę jądrową rozpoczął się w 1913 r. wraz z opublikowaniem przez P. Langevina pracy *Bezwładność energii i jej konsekwencje* [37]. Przy pomocy pojęcia defektu masy Langevin wyjaśniał odchylenia mas atomowych od liczb całkowitych. Po dwudziestu kilku latach od ukazania się pracy Langevina, W. Braubeck mógł dokonać szczegółowej analizy potwierdzeń wzoru  $E = mc^2$  na obszernym materiale z fizyki jądrowej [38]. Zestawił on cały szereg reakcji jądrowych, dla których masa i energia reagujących jąder były mierzone przed i po reakcji niezależnie od siebie. Z tych danych wyliczał prędkość światła. Otrzymana średnia wartość prędkości światła różniła się jedynie o 0,4% od wartości z pomiarów elektrycznych i optycznych. W konkluzji Braunbeck stwierdzał: równoważność masy i energii jest tak dobrze potwierdzonym faktem eksperymentalnym, iż należy ją włączyć do zasobu podstawowych praw fizyki, takich jak zasada zachowania energii, niezależnie od tego czy, i jak, może

być wyprowadzona z innych zasad podstawowych; ewidentność eksperymentalna tych ostatnich jest na ogół mniej bezpośrednia.

Równoważność masy i energii przez swoje interpretacje jądrowe miała także decydujący wpływ na rozwój współczesnej astrofizyki, w szczególności teorii wewnętrznej budowy i ewolucji gwiazd. Gdy C. F. Weizsäcker [39] i H. A. Bethe [40] znaleźli ciąg reakcji jądrowych o odpowiedniej wydajności i tempie produkcji energii kosztem defektu masy, można było wreszcie zrozumieć, dlaczego gwiazdy świecą.

W artykule z 1923 r. *Masa w teorii względności* [41] E. Fermi zwracając uwagę na fakt, że wnioski teorii względności te najbardziej bulwersujące opinię intelektualną są z praktycznego punktu widzenia bez znaczenia — skrócenie ciała o długości 1 m poruszającego się z prędkością 30 km/s wynosi 5 milionowych części milimetra — natomiast mniej paradoksalny wniosek o równoważności masy i energii prowadzący do wielkości liczbowych niewyobrażalnie dużych ma dla fizyki znaczenie nie mniej istotne i ciągle wzrastające, pisał: „Jeśliby udało się wyzwolić energię zawartą w gramie materii, to wydzielona energia byłaby większa od energii potrzebnej dla trzyletniej ciągłej pracy silnika o mocy 1000 kW (komentarze zbyteczne!). Można zasadnie wątpić, czy uda się znaleźć sposób na wyzwolenie takich potwornych ilości energii, przynajmniej w najbliższej przyszłości. W każdym razie można mieć nadzieję, że to nie nastąpi, ponieważ pierwszym rezultatem gwałtownego wyzwolenia takich przerażających ilości energii byłoby rozerwanie na drobne kawałki tego nieszczęsnego fizyka, który znalazłby na to sposób”.

2 grudnia 1942 r. w laboratorium mieszczącym się na kortach tenisowych Uniwersytetu w Chicago uruchamiano pierwszy reaktor jądrowy (stos atomowy, jak się wtedy mówiło). Grupą „nieszczęsnych fizyków” manipulujących prętami kadmowymi kierował Enrico Fermi (Włoski żeglarz dobił do Nowego Świata — informował A. Compton szefem o udanym doświadczeniu Biuro Badań Naukowych i Rozwoju w Haward [42]). Tego samego dnia firma Du Pont de Nemours podpisała umowę o budowie stosów na skalę przemysłową. Wzór  $E = mc^2$  stał się formułą inżynierską.

W niespełna trzy lata później dały znać o sobie „mroczne aspekty postępu technicznego związane z formułą Einsteina” [43].

W 1954 r. rozpoczęła pracę w Obmińsku pod Moskwą pierwsza doświadczalna elektrownia jądrowa o mocy 5 MW. W 1966 r. łączna moc zainstalowanych w Wielkiej Brytanii elektrowni jądrowych wynosiła 3354 MW. Od wielu lat pływa pierwszy amerykański okręt podwodny „Nautilus” o napędzie jądrowym. W niektórych dziedzinach zastosowań energia związana z defektem masy awansowała do roli liczącego się konkurenta tradycyjnych źródeł energii.

## 5. Zasady zachowania masy, energii i pędu

Najogólniejsze swoje prawa fizyka formułuje w postaci zasad zachowania. W fizyce klasycznej (przedrelatywistycznej) głównymi prawami zachowania były zasady zachowania ładunku, masy, energii i pędu. Rozwój fizyki nie zmienił klasycznego statusu poznaw-

czego prawa zachowania ładunku, natomiast sens fizyczny pozostałej trójki praw uległ zasadniczej modyfikacji.

Dwie podstawowe jakości materii: bezwładność mierzona jej masą i zdolność wykonywania pracy mierzona jej energią były, w fizyce klasycznej, niezależne od siebie, przy czym bardziej podstawową wydawała się masa; uważano nawet, że jest także miarą ilości materii. „Według teorii względności między masą i energią nie ma istotnej różnicy. Energia posiada masę, a masa przedstawia energię. Zamiast dwóch praw zachowania mamy tylko jedno, prawo zachowania masy-energii” [44]. Jest to bardzo głęboka unifikacja — i głęboka zmiana — naszej wiedzy o świecie substancji, choć, być może, nie wszyscy zgodziliby się z takim „tożsamościowym” sformułowaniem.

W mechanice klasycznej prawa zachowania energii i pędu były powiązane zasadą względności Galileusza: drugie wynika z pierwszego i galileuszowskiej zasady względności [45].

Rozpatrzmy izolowany układ punktów materialnych o masach  $m_i$  i prędkościach  $v_i$  względem pewnego inercjalnego układu odniesienia oraz o energii potencjalnej  $U$  zależącej od względnych współrzędnych punktów. Zgodnie z prawem zachowania energii mamy

$$\frac{1}{2} \sum_i m_i v_i^2 + U = C,$$

gdzie  $C$  jest stałą niezależną od czasu. W drugim układzie odniesienia poruszającym się względem pierwszego z prędkością  $u$ , punkty materialne poruszają się z prędkością  $v_i - u$  i wobec tego prawo zachowania energii zapisujemy w postaci

$$\frac{1}{2} \sum_i m_i (v_i - u)^2 + U = C'.$$

$C'$  jest znowu stałą niezależną od czasu, a  $U$  w obu układach ma te same wartości. Odejmując pierwsze równanie od drugiego otrzymujemy

$$\frac{1}{2} u^2 \sum_i m_i - u \cdot \sum_i m_i v_i = C' - C$$

Wynika stąd, że iloczyn  $u \cdot \sum_i m_i v_i$  nie zależy od czasu niezależnie od wielkości i kierunku prędkości  $u$ . Jest to możliwe jedynie wtedy, gdy całkowity pęd układu nie zmienia się w czasie.

Gdy zasadę zachowania energii rozszerzono także na zjawiska niemechaniczne wydawało się, że wskazany wyżej związek utracił swoje znaczenie. Zasada zachowania energii była prawem o uniwersalnym zastosowaniu, zasada zachowania pędu ograniczała się do mechaniki.

Po rozszerzeniu pojęcia pędu na niemechaniczne zjawiska fizyczne przez związanie go ze strumieniem energii, związek ten został w nowej, ogólniejszej formie przywrócony. Dokonało się to na gruncie einsteinowskiej zasady względności w postaci zachowania czterowymiarowego wektora energii-pędu.

W ten sposób trzy klasyczne prawa zachowania zostały połączone w jedno prawo. Dodajmy może, że połączenie praw zachowania energii i pędu nie jest prostym zestawieniem czterech składowych czterowektora. Jedność tych praw wynika z jedności czasoprzestrzeni.

## 6. Równoważność masy i energii w strukturze fizyki współczesnej

W historii społecznej wprowadzono pojęcie „czasu długiego” w celu konstataowania opisu i wyjaśniania zjawisk historycznych, dla których właściwą miarą czasową jest miara stuleci, jako przeciwieństwo „czasu krótkiego”, czasu wydarzeń — czasu bitew i koronacji. Jeśliby w historii fizyki szukać zjawisk o podobnej długiej rozciągłości czasowej, nie można by zapewne ominąć tego co Born i Pauli [46] nazwali stylem myślenia fizykalnego. Pod tym terminem rozumieli oni względnie stabilne cechy teorii fizycznych umożliwiające prognozowanie rozwoju fizyki — w pewnym zakresie, oczywista — ograniczające zarazem różnorodność tych prognoz. Byłyby to więc cechy łączące np. fizykę Arystotelesa z teoriami jego kontynuatorów, komentatorów i epigonów, czy — w następnym okresie rozwoju fizyki — wspólne podejście do zagadnienia ruchu w mechanice Newtona, Lagrange’a i Hamiltona, jeśli ograniczyć się tylko do jędnj dyscypliny fizycznej. Byłby to także ideał teorii fizycznej, który, w danej epoce usiłowali realizować fizycy w swoich konkretnych teoriach. -

Dla Arystotelesa ideałem teorii fizycznej dotyczącej sfery ziemskiej był integralny opis objaśniający wszystkie zjawiska przyrodnicze. Jest to widoczne najbardziej w kosmologii i mechanice Arystotelesa. Skończony wszechświat był zestawem dwu sfer stanowiących miejsca naturalne, dla różnych żywiołów. Ciała wyprowadzone ze swoich miejsc naturalnych ruchami wymuszonymi dążyły na powrót do zajęcia właściwego im miejsca. Ruch — jeśli przestawała działać siła wymuszająca — musiał kończyć się spoczynkiem w miejscu naturalnym. W tej zasadzie wyjaśniającej brak było mechanizmu kauzalnego wiążącego stan ciała ze stanem bezpośrednio go poprzedzającym.

Od Galileusza i Newtona rozpoczyna się nowa era w nauce ruchu: „stabilizuje się” różniczkowy opis ruchu, osiągając pełny rozwój w mechanice Lagrange’a i Hamiltona. Ruch jest continuum stanów, poruszające się ciało rozpatruje się od punktu do punktu, od chwili do chwili; położenie ciała jest lokalnie jednoznaczłą funkcją czasu. Głównym elementem w teoretycznym obrazie świata stają się ciągłe trajektorie cząstek wyznaczone przez dane początkowe i różniczkowe prawa ruchu. Świat przedstawia się jako wielki mechanizm o dokładnie zdeterminowanej przyszłości i odtwarzalnej przeszłości.

Jednakże tego rodzaju system teoretyczny jest zasadniczo niezupełny. Nie daje możliwości indywidualizowania poruszającej się cząstki, jeśli cząstka nie posiada innych, poza przestrzennymi, własności. To co mechanika przewiduje, to przede wszystkim trajektorie cząstek (w teorii względności — linie świata), a więc obiekty czysto geometryczne. Tor cząstki nie może stać się jednak przedmiotem eksperymentu, gdy z cząstką nic się nie dzieje, poza przemieszczaniem się od punktu do punktu. Dlatego, między innymi, Einstein poszukiwał teorii, która określałaby nie tylko kształt linii świata, ale także rozkład masy wzdłuż linii. Cząstka tym różni się od punktu czasoprzestrzeni, że oddziałuje z innymi cząstkami. Miarą oddziaływania z określonym rodzajem cząstek jest ładunek i ze wszystkimi cząstkami — masa. I ładunek i masa znajdują się poza granicami analizy mechaniki, są parametrami zewnętrznymi.

Powiązanie energii z bezwładnością było pierwszym krokiem w kierunku stworzenia jednolitej teorii oddziaływań i cząstek elementarnych, teorii, która jako cel do osiągnięcia, ogniskowała główne wysiłki twórcze fizyki współczesnej decydując o „stylu myślenia”

fizyki XX wieku. Wprawdzie poszukiwanie podstawowych składników materii, osnowy wszystkich zjawisk przyrodniczych nie jest wyłączną cechą naszych czasów — rozpoczęło się jeszcze w VI w. p.n.e. w jońskich koloniach Grecji od wody Talesa i ápeironu Anaksymandra, jako pratworzywa wszechrzeczy i od tego czasu zawsze było obecne w nauce w sformułowaniach zarówno fizycznych, jak i filozoficznych — jednakże, żadna epoka, jak się wydaje, nie była tak bliska realizacji tego ideału jak czasy współczesne; w żadnej też nie poświęcono temu zagadnieniu tyle nakładów intelektualnych i finansowych. Współczesność także i tym się wyróżnia, że pratworzywa i prazasady szuka się w dziedzinie skrajnie wysokich energii. W ślad za tym głównym obszarem zastosowań teorii względności stała się fizyka cząstek elementarnych, a jednym z pomostów, po którym dokonało się to przejście, była właśnie równoważność masy i energii.

Podstawowym zjawiskiem, które każda teoria cząstek elementarnych musi wyjaśniać, jest tworzenie się i unicestwianie cząstek. Równoważność masy i energii jest tutaj nie tylko instrumentem ilościowego opisu zjawiska, nie tylko, wraz z innymi prawami zachowania, formułuje reguły i zakazy dla wzajemnej transformacji cząstek, ale — i to jest najważniejsze — jest środkiem artykulacji założeń ontologicznych teorii; jest także istotną zasadą heurystyczną.

Jako przykład występowania równoważności masy i energii w tej ostatniej roli przytoczymy „uzasadnienie ideowe” podane przez Weizsäckera [47] nieliniowej teorii pola Heisenberga [48].

Zgodnie z twierdzeniem Noether, każdy parametr grupy symetrii określa prawo zachowania odpowiedniej wielkości. Z przesunięciami w czasie jako parametrem grupy symetrii, czyli z jednorodnością czasu, związana jest energia. Każde równanie ruchu poprzez swoją grupę wyznacza więc odpowiedni zbiór wielkości zachowywanych, w szczególności równanie ruchu niezmiennicze względem translacji czasu określa pewien rodzaj energii. Jednakże głównym sensem pojęcia energii, w całej jego historii, była możliwość, przynajmniej w zasadzie, wzajemnego przekształcania się jednej formy energii w drugą oraz istnienie ich wspólnej miary ilościowej. Wobec tego powinno istnieć ogólne równanie ruchu, coś w rodzaju „równania świata” opisujące wszystkie rodzaje energii, przy założeniu — podkreślmy, — że czas nie wykazuje niejednorodności w żadnych oddziałyvaniach. Heisenberg podał równanie kandydujące częściowo (nie uwzględnia wszystkich oddziaływań) do tej ważnej roli. Jest to równanie pola oddziałyującego z sobą (stąd nieliniowość) kojarzącego w jednym substracie własności substancjalne (masa) i dynamiczne (energia). Cząstki elementarne matematycznie reprezentowane przez rozwiązania owego fundamentalnego równania, fizycznie byłyby jedynie odpowiednimi stanami hipotetycznego pola pierwotnego.

Teoria Heisenberga nie zdobyła szerszego uznania. Rozwój fizyki cząstek elementarnych wyznaczały inne równoległe rozwijane teorie. Nowe odkrycia teoretyczne i doświadczalne postawiły nas twarzą w twarz przed najbardziej fundamentalnymi problemami przyrodniczymi: elementarności i podzielności podstawowych składników materii. Nie mało jest danych sugerujących, że już osiągnęliśmy kres podzielności. Kresem jest kwark. W dyskusjach nad tymi problemami nie zabrakło oczywiście zasady równoważności masy i energii. „Zamiana energii w materię jest procesem decydującym, nie ma sensu mówić o „podziale” cząstek pierwotnych. Z doświadczalnego punktu widzenia pojęcie

„podzielności” straciło sens” — przytoczmy dla przykładu wypowiedź Heisenberga [49].

Ponieważ „dowiedzieliśmy się z fizyki współczesnej..., że każde słowo lub pojęcie, choćby wydawało się najbardziej jasne, może mieć jedynie ograniczony zakres stosowności” [50], zapytajmy w jakim obszarze zjawisk równoważność masy i energii może spotkać granice owego zakresu. Obszar taki, jak się wydaje, przynajmniej z pewnego punktu widzenia, to klasyczna teoria grawitacji, czyli ogólna teoria względności, w której istnieją podstawowe trudności z pojęciem energii. Korzenie trudności tkwią w zasadzie równoważności, głównej zasadzie konstytutywnej teorii Einsteina. W ogólnym przypadku czasoprzestrzeń Einsteina nie posiada jakichkolwiek symetrii. Prowadzi to, między innymi do niemożności sformułowania globalnego prawa zachowania energii. Energia staje się pojęciem lokalnym, związanym z czasem mierzonym w lokalnym układzie współrzędnych. Z drugiej strony masa jest, zgodnie z zasadą Macha, miarą oddziaływania ciała z całym układem, stanowi więc globalną własność układu. Z tego punktu widzenia masa i energia są pojęciowo równymi, chociaż komplementarnymi, cechami materii. W takim razie związek  $E = mc^2$  trudno byłoby nazwać równoważnością, jeśli równoważność rozumiałoby się podobnie do spójnika logicznego „wtedy i tylko wtedy gdy”, nie należy się przecież spodziewać, że własności globalne dadzą się wyprowadzić w ogólnym przypadku z własności lokalnych układu [51].

Nie wdając się w szczegółową dyskusję zarysowanego wyżej poglądu stwierdzić możemy, że równoważność masy i energii jako jeden ze składników ontologicznych współczesnego myślenia fizycznego narażona jest na rewizję (co najmniej interpretacyjną) wraz z teoriami, które współtworzy i które z kolei określają jej pełny sens fizyczny.

Znany historyk pojęć fizycznych Max Jammer w książce *Concepts of Mass* [3] tak podsumowuje historię pojęcia masy: „Mimo swojej pierwszorzędnej ważności we wszystkich gałęziach fizyki, mimo statusu niezbędnego instrumentu pojęciowego myślenia naukowego, pojęcie masy wydaje się wymykać wszystkim w pełni wyczerpującego wyjaśnienia wolnego od obiekcji logicznych i naukowych. W ciągu długiej historii rozwoju pojęcia masy w myśleniu ludzkim, poczynając od wczesnych mglistych idei w filozofii neoplatonickiej, mistycznych i nieokreślonych prezentacji w teologii, poprzez naukową manifestację w fizyce Keplera i Newtona, skrupulatnie przemyślane definicje w sformułowaniach pozytywistycznych i aksjomatycznych, aż do głębokich modyfikacji we współczesnych teoriach fizycznych, nauka nigdy nie zdobyła pełnego władania i kontroli nad wszystkimi powikłaniami zawartymi w tym pojęciu. Trzeba przyznać, że mimo wspólnych wysiłków fizyków i filozofów, matematyków i logików, nie osiągnięto żadnego końcowego wyjaśnienia pojęcia masy”.

Zmieniając ramy czasowe i nazwiska jako cezurę chronologiczną i kwalifikującą to samo można powtórzyć o wielkości  $E$  występującej po drugiej stronie tytułowego wzoru.

Formuła  $E = mc^2$  występuje w wielu kontekstach teoretycznych i doświadczalnych, także technicznych i inżynierskich. Konteksty te tworzyli i inspirowali uczeni tej miary co N. Bohr, P. A. M. Dirac, A. Einstein, E. Fermi, W. Heisenberg, H. Lorentz, M. Planck, H. Poincaré; wszyscy oni są ludźmi „długiego trwania” w historii nauki. Gmach wiedzy zbudowany na założonych przez nich fundamentach jest zapewne największym przewrotem intelektualnym — a przez swoje przedłużenia technologiczne, również cywilizacyj-

nym — jaki przydarzył się nauce od czasu, gdy profesor średniowiecznego Oxfordu, Roger Bacon wydzielił z grona nauk *scientia experimentalis*. Unikalnym doświadczeniem nauki XX wieku, ściśle związanym z tym przewrotem, jest fakt, że konteksty owe stały się jednocześnie miejscem koncentracji palących potrzeb gospodarczych, konieczności militarnych, zagrożeń ekologicznych. Pytania o strukturę nukleonu, czy rozwiązania równania różniczkowego przestały być pytaniami czysto poznawczymi. Fizyk to już nie tylko „poszukiwacz prawdy”, w klasycznym, sokratesowym sensie, ale nie bardzo wiadomo, „czy pracuje w dziedzinie nauki, czy w dziedzinie produkcji, w dziedzinie fizyki, czy w dziedzinie metafizyki, energetyki czy medycyny, dla wojny czy dla pokoju” (P. Teilhard de Chardin). Zaczyna dochodzić do głosu świadomość, że obok wyniku poznawczego równie ważne jest stanowisko poznawcze, to, co ktoś określił związkami rozumu i dobrej woli. Ta nowa sytuacja zmienić musiała poglądy na miejsce i rolę nauki w ogólnym systemie wytworów ludzkich.

Gdy Einstein rozpoczął działalność naukową, w świadomości społecznej funkcjonowała opinia sformułowana u początków ery nowożytnej przez F. Bacona — przytoczona tu jako pierwsza część motta — uzasadniająca i nobilitująca pracę uczonego w oczach społeczeństwa. U schyłku życia Einsteina, Heisenberg dał już wyraz nowej świadomości (druga część motta). W tym przewartościowaniu ma także udział, przez swoje praktyczne konsekwencje, skromny formalnie wzór  $E = mc^2$ .

#### Literatura

- [1] J. J. Thomson, *Phil. Mag.* **11**, 229, (1881).
- [2] O. Heaviside, *Phil. Mag.* **27**, 324 (1889).
- [3] M. Jammer, *Concepts of Mass*, Harvard University Press, Cambridge 1961.
- [4] W. Wien, w: *Recueil de travaux offerts par les auteurs*, à H. A. Lorentz, The Hague 1900.
- [5] G. F. C. Searle, *Phil. Mag.* **44**, 329 (1897).
- [6] J. H. Poyting, *Phil. Trans.* **175**, 343 (1884).
- [7] O. Heaviside, *Electrician* **14**, 178, 306 (1885).
- [8] H. Poincaré, *Archives Néerlandaises des science exacts et naturelles* **5**, 252 (1900).
- [9] A. Einstein, *Ann. Phys.* **20**, 627 (1906).
- [10] H. Poincaré, *The Monist* **15**, 5 (1905).
- [11] H. E. Ives, *J. Opt. Soc. Amer.* **42**, 540 (1952).
- [12] F. Hasenöhr, *Ann. Phys.* **15**, 344 (1904).
- [13] F. Hasenöhr, *Ann. Phys.* **16**, 589 (1905).
- [14] A. Einstein, *Ann. Phys.* **17**, 891 (1905).
- [15] A. Einstein, *Ann. Phys.* **18**, 639 (1905).
- [16] L. N. Cooper, *Istota i struktura fizyki*, PWN, Warszawa 1975.
- [17] A. Einstein, *Ann. Phys.* **32**, 371 (1907).
- [18] A. Einstein, *Bull. Amer. Math. Soc.* **61**, 223 (1935).
- [19] Cytat za A. Teske, *Marian Smoluchowski, życie i twórczość*, PWN, Warszawa 1955.
- [20] Cytat za J. G. Dorfmanem, *Vsiemirnaja Istorija Fiziki*, t. 2, Nauka, Moskwa 1979.
- [21] G. H. Keswani, *Brit. J. Science* **15**, 286 (1965); **16**, 19 (1965).
- [22] M. Planck, *Verhandl. Dtsch. Phys. Ges.* **8**, 136 (1906).
- [23] M. Planck, *Ann. Phys.* **26**, 1, (1908).
- [24] M. Planck, *Verhandl. Dtsch. Phys. Ges.* **10**, 728 (1908).



- [25] D. F. Comstock, *Phil. Mag.* **15**, 1 (1908).
- [26] M. Born, *Ann. Phys.* **30**, 1 (1909).
- [27] E. Fermi, *Rend. Lincei* **32**, 184, 306, (1922); **32**, 162, (1923).
- [28] E. Fermi, *Nuovo Cim.* **25**, 159 (1923).
- [29] G. N. Lewis, *Phil. Mag.* **16**, 705 (1908).
- [30] W. Kaufmann, *Ann. Phys.* **19**, 487 (1906).
- [31] A. H. Bucherer, *Ann. Phys.* **38**, 513 (1909).
- [32] W. D. Schmidt-Ott, *Naturwissenschaften* **23**, 636 (1965).
- [33] H. Minkowski, *Phys. Zs.* **10**, 104 (1909).
- [34] C. D. Anderson, *Phys. Rev.* **43**, 491 (1933).
- [35] P. S. M. Blackett, P. S. Occhialini, *Proc. Royal Soc.* **139**, 699 (1933).
- [36] O. Klemperer, *Proc. Camb. Phil. Soc.* **30**, 347 (1934).
- [37] P. Langevin, *J. Phys. Théor. Appl.* **3**, 553 (1913).
- [38] W. Braunbeck, *Zeit. Phys.* **107**, 1 (1937).
- [39] C. F. von Weizsäcker, *Phys. Zs.* **39**, 633 (1938).
- [40] H. A. Bethe, *Phys. Rev.* **55**, 436 (1939).
- [41] E. Fermi, *Naučnyje Trudy*, t. I. Nauka, Moskwa 1971.
- [42] L. Fermi, *Atomy w naszym domu*, PWN, Warszawa 1961.
- [43] M. Born, *Einstein's Theory of Relativity*, Dover Publications, Inc., New York 1962.
- [44] A. Einstein, L. Infeld, *Ewolucja fizyki*, PWN, Warszawa 1959.
- [45] M. von Laue, *Uspekhi Fiz. Nauk.* **67**, 721 (1959).
- [46] M. Born, *Proc. Phys. Soc.* **66**, 501 (1953).
- [47] C. F. von Weizsäcker, *Jedność przyrody*, PWN, Warszawa 1979.
- [48] W. Heisenberg, *Introduction to the Unified Field Theory of Elementary Particles*, Interscience Publishers, London 1966.
- [49] Cytat za J. Zakrzewskim, *Postępy Fizyki* **31**, 33 (1980).
- [50] W. Heisenberg, *Fizyka i filozofia*, PWN, Warszawa 1965.
- [51] M. Sachs, *Inter. J. Theor. Phys.* **8**, 377 (1973).

## ZAGADNIENIA DYDAKTYKI FIZYKI W SZKOŁACH WYŻSZYCH

*Paweł E. Tomaszewski*

Institut Niskich Temperatur  
i Badań Strukturalnych PAN,  
Wrocław

### **„Przedszkola” kuźnią kadr polskiej fizyki \* W 15-lecie działalności Przedszkoli Fizyki Doświadczalnej i Teoretycznej**

**„Kindergarten” — a Training Centre of Polish Physicists  
15 Years of Activity of „Kindergartens” of Experimental and Theoretical Physics**

*Abstract:* Since 1966 students of physics at the University of Wrocław have organized a sort of winter schools to which they gave the name „Kindergarten of Experimental and Theoretical Physics”. The idea was conceived by the students themselves and it is an outstanding achievement of students’ scientific movement. In this article the role that „Kindergarten” plays in the formation of future physicists is discussed.

Młodości! Ty nad poziomy wylatuj ...

Adam Mickiewicz, 1820

Stużencki ruch naukowy ma bogate i wieloletnie tradycje. Szczególną, jak się wydaje, rolę odegrali studenci wydziałów matematyczno-fizycznych. Wszak najstarszym kołem naukowym w Polsce było Towarzystwo Fizyczno-Matematyczne powołane w maju 1805 roku na Uniwersytecie Wileńskim jako studenckie towarzystwo naukowe wzorowane na podobnych zrzeszeniach ludzi nauki. Mało kto wie, że w słynnym Towarzystwie Filomatów aktywnie działał tzw. wydział II — matematyczno-fizyczny [1]. Nie bez powodu

---

\* Poszerzona wersja pracy prezentowanej na sesji plakatowej XXVI Zjazdu Fizyków Polskich w Toruniu (24—29.IX.1979).

więc, jako motto wybrałem fragment „Ody do młodości” — wiersza programowego filomatów.

Pomimo tak długiej historii ruch naukowy studentów fizyki nie doczekał się, jak dotychczas, nawet skromnej monografii. Niniejsza praca, przez ukazanie drobnego fragmentu z najnowszej historii kół naukowych fizyków, powinna choć w części wypełnić tę lukę.

Jedną z pierwszych kart powojennych dziejów zapisano we Wrocławiu. To tutaj bowiem w maju 1947 r. powołano Związek Kół Matematyczno-Fizycznych Polskiej Młodzieży Studenckiej i tu odbył się pierwszy zjazd tegoż Związku. Spadkobiercą organizatorów zjazdu, Koła Matematyczno-Fizycznego Studentów Uniwersytetu i Politechniki powołanego na początku 1946 r., jest działające przy Instytucie Fizyki Teoretycznej Uniwersytetu Wrocławskiego Koło Naukowe Fizyków<sup>1</sup>. Trzech członków tego koła uczestniczyło zimą 1965 r. w Zimowej Szkole Fizyki Teoretycznej w Karpaczu, organizowanej co roku przez IFT UW. Aby udział studentów nie był wyłącznie bierny, KNF postanowiło zorganizować własną imprezę towarzyszącą Szkole Zimowej, swoisty rodzaj obozu naukowego.

I tak w 1966 roku narodziły się Przedszkola Fizyki Doświadczalnej i Teoretycznej. Oryginalna nazwa szybko przyjęła się, i dziś, po 15 latach, choć okrojona o słowo „doświadczalnej”, jest znana nie tylko w krajowych ośrodkach akademickich, lecz również za granicą i oznacza spotkanie z porywającą przygodą intelektualną. Bo czyż początkujących fizyków może nie interesować pytanie o szczególnie ważne i interesujące problemy szeroko pojętej fizyki, o to czym zajmują się fizycy na świecie? Odpowiedzi na te i pod obne pytania poszukują studenci na Przedszkolach i, co najważniejsze, znajdują! Tu student, znający z wykładów spoiłą strukturę zdawałoby się ukończonego już gmachu fizyki, spotyka się z nieznanymi, nie tylko sobie, problemami, z białymi plamami na mapie fizyki. Najczęściej tylko bezpośredni i szeroki kontakt z twórcami wielkiej fizyki i z ich pracami daje właściwy obraz żywej fizyki współczesnej. I nie zawsze może zastąpić to choćby najlepiej napisana książka popularnonaukowa. Wrocławscy fizycy znaleźli receptę — dzięki odbywającym się równocześnie w Karpaczu Szkole i Przedszkolu dali młodym adeptom fizyki z całego kraju oraz ich zagranicznym kolegom szansę takiego kontaktu. O tym, że jest ona wykorzystywana świadczy coroczne organizowanie Przedszkoli i to niezależnie od wlotów czy upadków w samym kole naukowym. Więcej — tradycja niejako „zmusza” kolejne władze Koła do dobrego przygotowania i ciekawego poprowadzenia obozu, a to z kolei rzutuje na pracę w ciągu całego roku. Nie trzeba przekonywać nikogo, że pozostawienie imprezy w rękach jednego koła jest dodatkową sprzyjającą okolicznością. Wypada tu dodać, że Przedszkola są jedyną w kraju imprezą studencką organizowaną systematycznie przez tyle lat przez to samo koło naukowe. Ostatnio obserwujemy wzrost liczby zgłoszeń spoza Wrocławia co wprowadziło element rywalizacji, czyli zalecany „Regulaminem Przedszkola ...” konkurs prac nadsyłanych przez kandydatów. Niektóre z tych prac są później prezentowane na zajęciach Przedszkola.

<sup>1</sup> Od około sześciu lat działają na Uniwersytecie Wrocławskim dwa koła studentów fizyki: Koło Naukowe Fizyki Doświadczalnej i Koło Naukowe Fizyków Teoretyków. Organizatorem Przedszkoli jest drugie z tych kół.

Ogółem, przez dwutygodniowe zimowe obozy w Karpaczu przewinęło się ponad 300 osób, a ponieważ wiele przyjeżdżało kilkakrotnie (rekordziści byli na pięciu Przedszkolach), przeto liczba wykorzystanych miejsc wyniosła blisko pół tysiąca! W liczbie tej znajduje się prawie 150 studentów z innych uczelni, w tym czterech technicznych i czterech zagranicznych. Nawiązane kontakty i przyjaźnie okazały się dla wielu „przedszkolaków” bardzo trwałe i owocne. Zresztą spora grupa wracała do Karpacza w latach późniejszych już jako uczestnicy Szkoły Zimowej. Ci również chętnie zjawiali się na zajęciach Przedszkola, co także świadczyć może o naukowej atrakcyjności obozu. Pełną listę uczestników czternastu Przedszkoli zamieszczono w [2]. Wypada podkreślić, że tematyka teoretyczna, choć z reguły wiodąca, nie odstraszała doświadczalników, którzy stanowili jedną trzecią uczestników Przedszkoli, a i dzisiaj są mile widziani na obozie. Nie jest natomiast wykluczone, że udział w tych obozach wpływa na wybór sekcji przez studentów niższych lat studiów. Warto również zwrócić uwagę na mały udział studentek w obozach (zaledwie 20%), co może być odzwierciedleniem małej w ogóle liczby studentek na fizyce.

Wzorując się na Przedszkolach, Koło Naukowe Fizyków Politechniki Wrocławskiej organizuje od 1975 r. własny obóz zapraszając nań głównie studentów uczelni technicznych. Obozy te jednak nie są związane ze Szkołami Zimowymi.

Oprócz wspomnianej już prezentacji prac studenckich, podstawową formą działalności Przedszkola są referaty gości-wykładowców Zimowej Szkoły Fizyki Teoretycznej. Nie trzeba dodawać, że warunkiem powodzenia obozu była właśnie życzliwość tych wykładowców. Niektórzy po kilku latach ponownie stawali przed gronem studenckim by dzielić się informacjami o „ciepłych” jeszcze wynikach pomiarów czy dociekań teoretycznych nie w pełni jeszcze zakończonych. Często właśnie tutaj można było odnaleźć piękno odkrywania tajemnic przyrody, a także znaleźć miejsce dla prowadzenia własnych prac.

Aby zachować dla młodych kolegów wartości z tych, często specjalnie dla studentów przygotowanych referatów i opracowań, warto je publikować. Jak dotąd udało się to zamierzenie zrealizować zaledwie dla jednego z takich wykładów [3] (mimo przygotowania do druku większej ich ilości [4]).

Inną rozwijaną formą pracy są cykle wykładów na jeden określony wcześniej temat (np. teoria katastrof, problemy fizyki cząstek elementarnych, algebry Clifforda, teoria względności, metody badania powierzchni ciała stałego). Najczęściej wykładowca jest wtedy specjalnym gościem studentów, a nie Szkoły<sup>2</sup>. Dodatkową atrakcją dla studentów jest możliwość uczestniczenia we wszystkich rodzajach zajęć Szkoły Zimowej i przysłuchiwanie się dyskusjom tych, którzy kształtują współczesne oblicze fizyki.

W sumie minione 15 lat dostarczyło pokaźnej „dawki” informacji w postaci 72 wykładów ujętych w cykle tematyczne, 77 wykładów i spotkań z gośćmi ze Szkoły Zimowej (byli nimi głównie obcokrajowcy z 15 państw całego świata) i ponad 100 referatów studenckich (pełny wykaz tematów zawiera [2]). Stanowi to ponad 300 godzin zajęć! I co ciekawe, nawet świetne warunki rekreacyjne, jakie oferowała zimowa aura w Karkonoszach nie potrafiły odciągnąć studentów od zajęć Szkoły czy Przedszkola i umiano sprawiedliwie łączyć przyjemne z pożytecznym. Nie można również pominąć codziennego

<sup>2</sup> Jeden z tych cykli, po pewnych uzupełnieniach, ukazał się niedawno drukiem w postaci obszernego (250 stron) skryptu Politechniki Wrocławskiej (J. Geresz *Zarys podstawowych idei teorii Thoma*).

kontakty studentów z językiem obcym (głównie angielskim), co jednoznacznie przekonuje młodych ludzi o konieczności znajomości tzw. języków kongresowych.

O tym jak przebiegały niektóre z Przed szkoli organizatorzy starali się informować na łamach różnych czasopism [5, 6, 7] czy prasy codziennej. Na podstawie znanych do roku 1976 materiałów opracowano pierwszą próbę ujęcia historii obozów młodych fizyków w Karpaczu [8]. Niestety, razi ona dziś dużymi skrótami i nie zawsze zgadza się z obecnymi danymi. W sposób sumaryczny stan wiedzy o uczestnikach Przed szkoli przedstawia tabela zaczerpnięta z [2] i uzupełniona danymi o XV Przed szkolu.

Warto na piętnaście Przed szkoli spojrzeć i z innej strony — jak potoczyły się dalsze losy ich uczestników? To również w pewien sposób świadczy o randze imprezy, jej roli w środowisku studenckim i wpływie na przyszłość młodych fizyków. Okazuje się (patrz

Tabela 1

Uczestnicy Przed szkoli Fizyki Doświadczalnej i Teoretycznej 1966—1980

			wykorzystane miejsca	Uczestnicy		Obecne zajęcia			
				razem	w tym kobiety	Pracownicy naukowi ze stopniem:		studenci	inne zawody lub brak danych
						dr	mgr		
Studenci <sup>1</sup>	goście	uniwersytety i WSP	121	94	14	19	32	36	8
		uczelnie techniczne	37	30	2	6	13	7	4
		zagraniczni	21	20	4	—	—	6	14
		razem:	179	144	20	25	45	49	26
	gospodarze — KNF UW r.		301	157	41	36	70	32	18
	razem:		408	301	61	61 <sup>2</sup>	115	81	44
Naukowcy	opiekunowie i zaproszeni wykładowcy <sup>3</sup>		18	13	1				
	goście ze Szkół Zimowych <sup>4</sup> :								
		— zagraniczni	61	56	1				
		— krajowi	21	18	—				
	razem:		82	74	1				

<sup>1</sup> w tym studenci uczestniczący w Szkole Zimowej w 1965 r.,

<sup>2</sup> do końca 1980 r. obroniło swoje prace doktorskie dalszych 9 osób,

<sup>3</sup> przebywający w Karpaczu na koszt organizatorów Przed szkoli,

<sup>4</sup> uczestnicy Szkół Zimowych zaproszeni przez studentów do wygłoszenia referatu na Przed szkolu.

tabela), że co najmniej trzy czwarte „przedszkolaków” wybrało karierę naukową. A z pierwszych dziesięciu roczników, które miały szansę wykonać pracę doktorską — wykorzystało ją do końca 1979 r. 61 osób. A więc co najmniej co trzeci „przedszkolak” doktoryzował się! Natomiast poza zawodem fizyka (np. jako muzyk w filharmonii czy oficer marynarki handlowej) pracuje tylko kilkanaście osób.

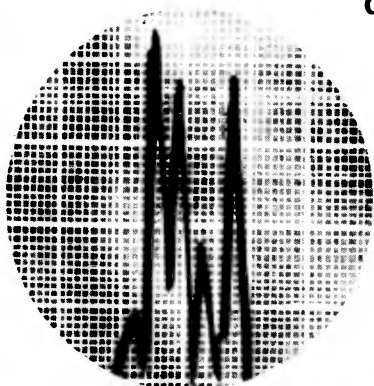
Nie ma więc chyba zbyt przesady w stwierdzeniu umieszczonym w tytule, choć Przedszkola nie roszczą sobie pretensji do wyłączności w tworzeniu młodych kadr polskiej fizyki.

#### Literatura

- [1] A. Kamiński, *Polskie związki młodzieży w I połowie XIX w.*, cz. II: 1804—1831, PWN, Warszawa 1963.
- [2] *Materiały źródłowe do historii Przedszkoli Fizyki Doświadczalnej i Teoretycznej*, KNF UW, Wrocław 1979 (maszynopis).
- [3] M. L. Glasser, preprint N° 330, IFT UW, Wrocław 1975.
- [4] *Materiały Przedszkoli Fizyki Teoretycznej*, zeszyt 1, KNF UW, Wrocław 1976 (maszynopis).
- [5] *Postępy Fizyki* 21, 306, (1970) (Kronika).
- [6] P. Tomaszewski, *PSRN (Problemy Studenckiego Ruchu Naukowego)* 6 (5), 34 (1976).
- [7] K. Pilch, J. Sobczyk, *PSRN* 9 (2), 102 (1979).
- [8] P. Tomaszewski, *PSRN* 8 (1), 58 (1978).

# Dyfraktometry o przeznaczeniu ogólnym DRON-3 i DRON-UM1

do szerokiego zakresu badań  
rentgenostrukturalnych  
różnych materiałów



**Przyrządy odznaczają się wysoką precyzją pomiaru  
kątów dyfrakcji**

dyfraktometr DRON-UM1 w odróżnieniu od DRON-3 jest  
urządzeniem zautomatyzowanym, sterowanym przez kom-  
pleks obliczeniowy „Iskra”

**Podstawowe charakterystyki techniczne**

błąd pomiaru kąta . . . .  $\pm 0,005^\circ$

podstawowy błąd pomiaru prędkości obliczania impul-  
sów, % . . . . nie więcej niż 0.5

 **Techsnabexport**  
USSR MOSCOW

**Zapytania prosimy kierować na adres :**  
**ZSRR, 121200, Moskwa, Smolenskaja-Siennaja pl., 32/34**  
**V/O „Techsnabexport” Telefon: 244-32-85, teleks: 411328 TSE SU**  
**lub do Punktu Gwarancyjno-Konsultacyjnego V/O „Techsnabexport”**  
**przy Przedstawicielstwie Handlowym ZSRR , 02 - 515 Warszawa**  
**ul. Puławska 3 m. 3**

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

Symposium na temat ciekłego i stałego  $^3\text{He}$  w Uniwersytecie Cornella \*

Symposium to odbyło się w dniach od 21 do 26 lipca 1980 r. Było zorganizowane przez i w Laboratorium Fizyki Atomowej i Ciała Stałego Uniwersytetu Cornella. Przewodniczącym Symposium był prof. Robert C. Richardson, autor wielu prac doświadczalnych o podstawowym znaczeniu dla problematyki Konferencji. W trakcie Konferencji odbyło się 26 referatów plenarnych, po 40 minut każdy, dwie sesje plakatowe oraz dyskusja okrągłego stołu poświęcona magnetycznemu przejściu fazowemu w stałym  $^3\text{He}$ .

W referatach plenarnych najwięcej uwagi poświęcono problematyce stałego helu-3, w szczególności zaś kwestii przejścia fazowego, polegającego na uporządkowaniu spinów jądrowych i zachodzącego w okolicy 1 mK. Nagromadziło się tu dużo danych doświadczalnych, dla różnych kombinacji ciśnień i pól magnetycznych, natomiast teoria, mimo pewnych sukcesów, znajduje się wyraźnie we wstępnym stadium rozwoju. Zasadnicza trudność polega tu na uwzględnieniu oddziaływań wymiennych w warunkach, w których amplituda drgań zerowych atomów  $^3\text{He}$  jest rzędu stałej sieci. Z drugiej strony, mamy tu do czynienia, najprawdopodobniej, z antyferromagnetyzmem dwupodsieciowym w płaszczyznach [001] lub też strukturę helikoidalną, dla których to przypadków niezwykle trudno jest ocenić dokładność teorii wychodzącej z mikroskopowego hamiltonianu. Dodajmy jeszcze, że dla stałego  $^3\text{He}$  głównym mechanizmem wymiany jest, najprawdopodobniej, wymiana czteroatomowa w płaszczyźnie. (J. M. Delrieu i M. Roger z Saclay). (Wyobraźmy sobie, że jesteśmy w zatłoczonym tramwaju, wtedy wejście na miejsce bezpośredniego sąsiada będzie znacznie ułatwione, jeśli w ruchu weźmie udział paru innych uczestników).

Duże zainteresowanie wywoływała również problematyka spolaryzowanego  $^3\text{He}$ . Wyobraźmy sobie, że działamy metodą „sily brutalnej”, a więc, przyłożyliśmy do ciekłego  $^3\text{He}$  silne pole magnetyczne. Jeśli wyłączymy następnie to pole w taki sposób, aby polaryzacja jąder  $^3\text{He}$  nie uległa istotnej zmianie, to otrzymamy układ o wolno zanikającej polaryzacji, ze względu na słabość oddziaływań nie zachowujących spinu (oddziaływanie dipolowe lub też oddziaływanie z momentami magnetycznymi atomów naczynia zawierającego ciecz). Rzeczywiście, udaje się utrzymać np. polaryzację od 60 do 20% z kilkunastominutowym czasem zaniku. Ponieważ wszystkie inne czasy relaksacji są o wiele rzędów wielkości krótsze, więc układ taki można traktować jako układ kwazirównowagowy. Jest to jakby ferromagnetyk jądrowy, o sferycznych powierzchniach Fermiego dla obydwu spinów i izotropowym oddziaływaniu, ze zlaną jedynie symetrią obrotu spinu, przez wybór kierunku polaryzacji. W odróżnieniu od ferromagnetyków metalicznych, można tu dokonać penetracji wnętrza przez pole, ze względu na niewystępowanie efektu naskórkowego. Z drugiej strony, w układzie takim może występować dźwięk zerowy (dokładniej: sprzężony mod gęstości i gęstości polaryzacji), którego odpowiednikiem dla metali są wysokoenergetyczne w skali energii Fermiego plazmony. Wobec tego, mamy tu do czynienia z wręcz idealnym układem do testowania teorii mikroskopowych o charakterze fenomenologicznym, stosowalnych właśnie w obszarze niskoenergetycznym. W szczególności, należy tu zastosować, przy silnej polaryzacji, teorię ferromagnetycznej cieczy Fermiego, wpro-

\* Wiadomości o ciekłym (w tym nadciekłym)  $^3\text{He}$  można znaleźć w artykule autora, *Postępy Fizyki* 29, 387 (1978).



wadzoną w połowie lat sześćdziesiątych przez Działoszyńskiego i Kondratienkę i następnie rozwijaną m. in. przez autora do końca lat sześćdziesiątych. Do tej pory stosowano w tym zagadnieniu jedynie wariant słabo-ferromagnetyczny (Baszkin i Mejerowicz).

Pewnemu osłabieniu uległa problematyka nadciekłego  $^3\text{He}$ , przynajmniej w części dotyczącej wzbudzeń elementarnych, co najbardziej interesowało autora, z powodu względnego wyczerpania się metod ultraakustycznych i NMR w tym zagadnieniu. Tym niemniej, pojawiły się doniesienia na temat dodatkowego wąskiego maksimum pochłaniania dźwięku w izotropowej szczelinie energetycznej fazy B,  $2\Delta$  (grupy Cornell University i Northwestern University). Okazuje się, że oprócz maksimum położonego w okolicach  $(2,4)^{1/2}\Delta$ , którego pochodzenie powszechnie wiązane jest ze wzbudzeniem par ze stanu orbitalnego i spinowego  $P$ , ale o całkowitym momencie pędu  $J$  zerowym, do stanu  $J = 2$ , pojawia się wąskie maksimum w okolicach  $\Delta$ . Jego występowanie wiąże się z niezerowością dodatkowych (oprócz wiążącej w pary) amplitud oddziaływania w kanale cząstka-cząstka (grupy Serene'a i Makiego), bądź też ze złamaniem symetrii dziura—cząstka w teorii (Wölffe).

Wydaje się, że pierwsze z tych tłumaczeń jest bardziej prawdopodobne, ponieważ asymetria dziura—cząstka prowadzi do trudności w niezmienniczości cechowania teorii (L. Jacak, Biuletyn PAN, w druku). Autor wielce żałował, że nie dowiedział się wcześniej o wykryciu nowego maksimum pochłaniania dźwięku; jest on bowiem również autorem pierwszej pracy, w której badano wpływy dodatkowych harmonik oddziaływania w kanale cząstka—cząstka na wzbudzenia kolektywne układów Baljana-Werthamera, opublikowanej już w 1968 roku. W omawianej problematyce cieczy nadciekłej dominowała kwestia hydrodynamiki, głównie w anizotropowej fazie A, w szczególności zaś kwestia warunków brzegowych na ściankach, związana z tym kwestia przepływów w ograniczonej geometrii oraz zagadnienie tekstur. Należy dodać, że w dalszym ciągu trwa proces przetwarzania danych eksperymentalnych dotyczących dwu pierwszych normalnych parametrów Landaua, w stosunku do danych Wheatleya (1975). Chodzi przy tym nie o poprawienie dokładności pomiarów, ale o zwrócenie uwagi, iż w pomiarach Wheatleya popełniono pewne błędy systematyczne. Należy również dodać, że rozbieżności różnych skal temperatur w zakresie poniżej 1mK sięgają w dalszym ciągu 10% i że najniższa osiągalna temperatura jest rzędu 0,2mK (udaje się uzyskiwać jeszcze niższe temperatury dla kwazirównowagowego układu spinów jądrowych ciał stałych).

W ramach Sympozjum prezentowana była również problematyka cieczy najbardziej kwantowych — spinowo spolaryzowanego zewnętrznym polem magnetycznym, atomowego wodoru (ciecz Bosego) i deuteru (ciecz Fermiego). Prezentowano je na sesji o huxleyowskiej nazwie — „nowy wspaniały świat”. Atomy wodoru czy deuteru nie mogą się związać w molekułę przy równoległych spinach elektronów, ze względu na odpychający charakter potencjału międzyatomowego w tym przypadku. Nie jest to jedynie konstrukcja teoretyczna; utrzymuje się obecnie stężenia rzędu  $10^{17}$  cm $^{-3}$  atomowego wodoru w czasie parogodzinym. Referaty na ten temat, nawiasem mówiąc, finansowane w ramach programu rozwoju nowych źródeł energii w USA, były również reprezentowane na sesji plakatowej.

Sympozjum odbywało się na terenie Uniwersytetu Cornella, położonym na zboczach wzgórza, przeciętych malowniczo wyłobionymi przez wodę w skałach, wązozami Cascadilla i Fall Creek. W środku tego terenu znajduje się Jezioro Beeby, opodal — znacznie większe Jezioro Cayuga. Program Konferencji był bardzo napięty, organizacja konferencji — bardzo sprawna. Autor podróżował tam na koszt Politechniki Wrocławskiej, przebywał na koszt własny i organizatorów. Przedstawił poster pod świadomie prowokacyjnym tytułem „Czy wszystkie nierówności stabilnościowe są spełnione dla  $^3\text{He-B?}$ , o zakończeniu koincydującym z ostatnią frazą „Ferdydurke”. Był jedynym reprezentantem krajów socjalistycznych. Do pełnej reprezentatywności 150-osobowego Sympozjum zabrakło kilkunastu osób z ZSRR, m. in. nie odbył się zapowiadany referat G. Wołowika pt. „Przepływy dysypatywne w  $^3\text{He-A}$ ”. Temperatury w początkowych dniach Konferencji sięgały 313 K, przy dużej wilgotności powietrza; autor żałował, iż nie zabrał z kraju krótkich spodenek, będących w tych dniach niejako oficjalnym strojem Konferencji. Organizatorzy starali się urozmaicić pobyt (piknik, ciekawy koncert etc.); organizowano także zwiedzanie laboratoriów. Pewnego dnia, tuż przed rozpoczęciem sesji popołudniowej, nad budynkiem, w którym odbywały się posiedzenia konferencji, wznosił się balon o objętości ok. 10 m $^3$  z napisem  $^3\text{He}$ . Prof. Richardson, zapytany przez autora, czy w balonie znajduje się rzeczywiście hel-3 (wartości rzędu 10 $^8$  dolarów) nie udzielił na to pytanie zdecydowanej odpowiedzi. Organizatorzy uwzględniali również fakt,

że fizyka ultraniskich temperatur jest domeną głównie mężczyzn, którzy na ogół lubią wieczorem pogawędzić sobie przy piwie. W związku z tym, beczki tego napoju były dostarczane na koszt organizatorów na sesje wieczorne. Ponieważ Laboratorium Fizyki Atomowej i Ciała Stałego Uniwersytetu Cornell'a nie ma kłopotów z uzyskiwaniem temperatur od 0,2 mK do co najmniej pokojowych, więc można nie mieć wątpliwości, iż dostarczane były w odpowiedniej temperaturze.

Materiały Konferencji nie będą publikowane.

*Jerzy Czerwonko*

Instytut Fizyki  
Politechnika Wrocławska  
Wrocław

## I Wiosenna Szkoła Akustooptyki i jej zastosowań

Szkoła odbyła się w dniach 26—30 maja 1980 r. w Wieżycy koło Gdańska. Zorganizowana została przez Instytut Fizyki Uniwersytetu Gdańskiego przy współudziale Sekcji Akustyki Kwantowej, Molekularnej i Sonochemii Polskiego Towarzystwa Akustycznego i poparcia Instytutu Podstawowych Problemów Techniki PAN. Szkoła miała zasięg międzynarodowy zarówno jeśli chodzi o zaproszonych do wykładów specjalistów (9 zagranicznych i 7 krajowych) jak i słuchaczy (5 zagranicznych i 51 krajowych). Oprócz 22 wykładów szkoleniowych, przedstawiono także 15 prac na sesjach plakatowych.

Celem Szkoły było dokonanie przeglądu osiągnięć i przeszkolenie uczestników w dziedzinie fizycznych problemów oddziaływań pomiędzy światłem i dźwiękiem (głównie w zakresie ultra- i hiperdźwiękowym) w cieczech i ciałach stałych. Zjawiska akustooptyczne znane są w fizyce od kilkudziesięciu lat, jednak dopiero w ostatnim 10-leciu dziedzina ta bardzo się rozwinęła. Pojawiło się bardzo wiele oryginalnych jej zastosowań w tzw. procesorach akustooptycznych jak ultradźwiękowe deflektory wiązek światła, modulatory, filtry i inne, które wykorzystuje się w optyce zintegrowanej, wizualizacji ultradźwięków (także holograficznej), analizie sygnałów, spektroskopii itd.

W ostatnich latach rozwój akustooptyki wskazywał na to, że jest to dziedzina samodzielnie istniejąca i rokująca nadzieje na przyszłość. To właśnie skłoniło organizatorów do zainicjowania międzynarodowego spotkania specjalistów w formie roboczej, tj. w formie szkoły.

Wśród referatów szkoleniowych bardzo fundamentalny cykl wykładów wygłosił R. Mertens (Uniwersytet w Gandawie, Belgia) pod ogólnym tytułem: „Niektóre ostatnie osiągnięcia w teorii ugięcia światła na falach ultradźwiękowych”. Wykłady te objęły sformułowanie równania falowego i jego przybliżenia oraz metod jego rozwiązywania dla przypadku światła zwykłego, a także dla przypadku światła laserowego o dużym natężeniu, w zjawisku jego ugięcia na ultradźwiękach.

A. Breazeale (Uniwersytet Tennessee, USA) poświęcił swój wykład tematyce dyfrakcji Bragga światła na ultradźwiękach, przy czym przedstawił wyniki badań tego zjawiska w przypadku oddziaływań nieliniowych, kiedy pojawiają się wyższe rzędy ugięcia niż pierwszy, a obrazy dyfrakcyjne zostają zwielokrotnione. Nie wszystkie wyniki eksperymentalne uzyskane w wyższych rzędach można wyjaśnić nieliniowymi efektami fal ultradźwiękowych. O szerokich możliwościach wykorzystania dyfrakcji Bragga na ultradźwiękach w ciałach stałych do badania własności stanu stałego materii mówili: A. Zarembowitch (Uniwersytet w Paryżu), A. Opilski (Politechnika Śląska) i Z. Kleszczewski (Politechnika Śląska). Doświadczenia prowadzone wykazują, że metody dyfrakcji Bragga w ciałach stałych dają pełną informację o stałych elastooptycznych, o stanach powierzchniowych, także o stałych wyższego rzędu w przypadku akustooptycznych oddziaływań nieliniowych.

Dwa wykłady na temat urządzeń akustooptycznych i ich działania, a także perspektyw dalszego rozwoju w zastosowaniu do obróbki sygnałów i sterowania wiązką laserową wygłosił M. Szustakowski, (WAT, Warszawa). Problemy te w odniesieniu do urządzeń działających na zasadzie fal powierzchniowych zostały szerzej jeszcze omówione w referacie A. Alipii (Istituto de O. M., Corbino, Rzym). J. C. Somer (Uniwersytet w Limburgu, Holandia) omówił w swym referacie bardzo ciekawy przykład wykorzystania urządzenia akustooptycznego w optycznym desploterze (dekonwolutorze) przy uzyskiwaniu ultradźwiękowych obrazów diagnostycznych. Możliwości i wyniki wykorzystania akustycznych fal powierzchniowych w teoretycznych i doświadczalnych badaniach ośrodków warstwowych omówił A. Defebvre (Uniwersytet w Lille, Francja).

Ostatnie osiągnięcia w dziedzinie przestrzennej i czasowej modulacji światła w ugiętych na falach ultradźwiękowych wiązkach (także w przypadku dwóch sąsiadujących wiązek ultradźwiękowych) przedstawił Prof. I. Gabrielli z Triestu. Również referat A. Sliwińskiego (Uniwersytet Gdański) dotyczył tych zagadnień w odniesieniu do eksperymentalnej weryfikacji teorii Leroy (O. Leroy — Uniwersytet Katolicki w Leuven, Belgia, mimo zgłoszenia nie mógł wziąć udziału w Szkole) dyfrakcji światła na dwóch sąsiadujących ze sobą równoległych wiązkach ultradźwiękowych biegnących w tym samym lub przeciwnym kierunku, gdy częstotliwości ultradźwięków są w stosunku 1:2 i 1:4. Przedstawione wyniki eksperymentalne w całej rozciągłości potwierdzają teorię Leroy, a stwierdzone efekty modulacji światła są obiecujące dla zastosowań.

Interesujące są także ostatnie wyniki zastosowań holografii optycznej do wizualizacji i pomiarów pola ultradźwiękowego. Referaty z tej dziedziny wygłosili R. Reibold (Instytut Fizyczno-Techniczny, Braunschweig, RFN), który głównie przedstawił możliwości pomiaru nateżeń pól ultradźwiękowych o dowolnym kształcie przy wykorzystaniu holografii dwuekspozycyjnej, oraz A. Sliwiński, który przedstawił zasady teoretyczne oraz wyniki doświadczeń dotyczące holograficznej obserwacji pola ultradźwiękowego (P. Kwiek) oraz pomiaru rozkładu amplitud drgań przetworników ultradźwiękowych (I. Wojciechowska) uzyskane w Instytucie Fizyki Uniwersytetu Gdańskiego.

Zagadnienia wpływu koherencji i długości fali na holograficzne obrazy ultradźwiękowe omówił Z. Ziemiak (IPPT PAN, Warszawa).

Osobne zagadnienie oddziaływań akustooptycznych stanowi tzw. efekt fotoakustyczny, na temat którego referat przedstawił R. W. B. Stephens (Chelsea College, Londyn). Wykorzystanie tego efektu pozwala uzyskać widmo sygnału akustycznego wywołanego przez oświetlenie próbki gazu lub ciała stałego, dzięki czemu można określić optyczne i termiczne własności badanych substancji.

Ważnym zagadnieniem dla akustooptyki jest dysponowanie odpowiednimi materiałami piezoelektrycznymi i piezooptycznymi. Rozchodzenie się fal ultradźwiękowych w ceramikach piezoelektrycznych, stanowiących ośrodki niejednorodne, poświęcony był referat I. Maleckiego (IPPT PAN Warszawa). Własności piezoelektryczne i elastooptyczne kryształów omówił w swym referacie W. Pajewski (IPPT PAN Warszawa).

Dwa ostatnie plenarne referaty dotyczyły bioakustyki. L. Pimonow (CNRS, Paryż) omówił doświadczenia nad wpływem ultradźwięków na przekazywanie informacji wewnątrzkomórkowych. D. Watmough (Uniwersytet w Aberdeen) przedstawił wyniki swoich badań telemikroskopowych oraz mikroskopem elektronowym efektów biologicznych wywołanych ultradźwiękami na przykładzie niszczenia guzów nowotworowych.

Prace własne uczestników Szkoły przedstawione zostały na sesjach plakatowych. Przedstawiono wyniki ostatnich prac z zakresu akustooptyki uzyskane w takich ośrodkach jak: Uniwersytet Gdański, Politechnika Śląska (Gliwice), WAT (Warszawa), Uniwersytet Wrocławski, a także Wyższa Szkoła Techniczna w Merserburgu (NRD).

Niezależnie od wielu dyskusji, które towarzyszyły wszystkim wykładom i sesjom plakatowym, odbyła się również osobna dyskusja okrągłego stołu. Wykazała ona dużą aktualność tematyki zaprezentowanej na spotkaniu i wytyczyła najbardziej perspektywiczne kierunki rozwoju akustooptyki, do których zaliczono zagadnienia oddziaływań akustooptycznych w ciałach stałych, dyfrakcji Bragga, dyfrakcji światła na dwóch wiązkach ultradźwiękowych, wykorzystanie holografii optycznej do wizualizacji ultradźwięków, wykorzystanie procesorów akustooptycznych w obróbce sygnałów telekomunikacyjnych i innych.

Materiały Szkoły zostały wydane drukiem przez Uniwersytet Gdański jako osobny zbiór.

Spotkanie to w opinii uczestników jak i organizatorów było bardzo pożyteczne i postanowiono urządzić następne takie szkoły akustooptyki co dwa lata.

*Antoni Śliwiński*

Uniwersytet Gdański  
Gdańsk

## XI Międzynarodowa Konferencja Defektów i Efektów Radiacyjnych w Półprzewodnikach w Oiso, Japonia

W letniskowej miejscowości Oiso, położonej 70 km na południowy zachód od Tokio, u wybrzeży Pacyfiku, odbyła się w dniach 8—11 września 1980 r. międzynarodowa konferencja poświęcona defektom sieci oraz efektom radiacyjnym w materiałach półprzewodnikowych. Stanowiła ona jedenastą z kolei konferencję na ten temat, jakie organizowano ostatnio co dwa lata. Warto może przypomnieć, że poprzedzały ją kolejno konferencje w Gatlinburgu — USA (1959), Kyoto — Japonia (1962), Royaumont — Francja (1964), Tokio — Japonia (1966), Santa Fe — USA (1967), Albany — USA (1970), Reading — Anglia (1972), Freiburg — RFN (1974), Dubrownik — Jugosławia (1976) i wreszcie Nicea — Francja (1978).

Mimo dużej odległości zarówno dla uczestników z Europy, jak też i z obu Ameryk (a tym samym i dużych kosztów podróży), konferencja w Oiso była równie licznie obsadzona jak i poprzednie, zaś wpływ zgłoszonych komunikatów z prac własnych był tak duży, że zdecydowano przyjąć tylko te prace, które były wygłaszane przez autora. Nie uchroniło to organizatorów Konferencji od konieczności wprowadzenia dwóch równoległych sesji. Gwoli ścisłości należy dodać, że na Konferencji nie było sesji plakatowej.

Podobnie jak na poprzedniej konferencji w Nicei, program obejmował defekty radiacyjne wytwarzane w kryształach wysokoenergetycznymi cząstkami jądrowymi oraz defekty nieradiacyjne powstające w innych procesach, jak np. w czasie wzrostu kryształu. Dyslokacje uznano za dostatecznie ważną klasę defektów, aby ją włączyć do programu. Głównymi tematami konferencji były: teoria defektów, mechanizm powstawania defektów radiacyjnych i nieradiacyjnych, własności defektów, wpływ defektów na własności fizyczne półprzewodników, dyfuzja termiczna i wzmożona radiacyjnie, implantacja jonów, wygrzewanie laserowe oraz techniki pomiarowe.

Jak oczekiwano, jedną z najliczniej obsadzonych i najżywiej dyskutowanych sesji była sesja poświęcona laserowemu wygrzewaniu defektów sieci. Problem ten, od kilku ostatnich lat znajduje się w centrum uwagi fizyków zajmujących się implantacją jonów do materiałów półprzewodnikowych (zwłaszcza do Si) oraz rekrytalizacją sieci po procesie implantacji przy użyciu wiązek laserowych.

W wyniku badań ostatnich lat stwierdzono, że użycie impulsowanych wiązek laserowych stanowi bardzo skuteczną metodę usuwania poimplantacyjnych defektów sieci a ponadto, że uzyskiwana jakość tak traktowanych kryształów jest często lepsza od tej jaką otrzymuje się na drodze obróbki cieplnej. Okazało się wkrótce, że mechanizmy odpowiedzialne za rekrytalizację implantowanych warstw o grubości rzędu 1000 Å pod wpływem pojedynczego impulsu laserowego o czasie trwania rzędu 10 ns nie są w pełni rozumiane. Dotychczasowy pogląd o wyłącznie termicznym charakterze procesów prowadzących do rekrytalizacji warstwy implantowanej z fazy ciekłej, a więc zakładający stopienie tej warstwy, został zakwestionowany przez Van Vechtena (1979). Zaproponowany przez niego model wygrzewania plazmowego opiera się na wytworzeniu przez impuls laserowy gęstej plazmy dziurowo-elektronowej słabo oddziałującej z siecią. W tych warunkach głównym czynnikiem decydującym o usuwaniu defektów poimplan-

tacyjnych byłyby procesy jonizacyjne, a nie procesy termiczne, z uwagi na niedostateczny wzrost temperatury kryształu. Tak więc, centralnym zagadnieniem rozstrzygającym o słuszności jednego lub drugiego modelu stał się problem temperatury warstwy i jej pomiaru w czasie trwania przyłożonego impulsu laserowego.

Pierwsze informacje na ten temat przedstawione zostały na obecnej konferencji przez Lo i Compaana. Zreferowali oni własne wyniki pomiarów temperatury sieci Si przy użyciu techniki rozpraszania ramanowskiego w warunkach wygrzewania laserowego. Pomiar stosunku natężenia linii stokesowskiej do antystokesowskiej dla ramanowskiej linii fononowej  $520 \text{ cm}^{-1}T_{25+}$  stanowią bezpośrednią miarę temperatury implantowanej warstwy Si. W eksperymencie zastosowano konfigurację dwuwiązkową — z wiązką silną grzejącą warstwę i z wiązką słabą „mierzącą” temperaturę warstwy i podlegającą regulowanemu opóźnieniu w stosunku do pierwszej wiązki do ok. 200 ns. Stwierdzono, że dla gęstości mocy ok.  $1 \text{ J/cm}^2$  w 7 ns impulsie lasera o  $\lambda = 485 \text{ nm}$  temperatura Si wzrosła zaledwie do ok.  $300^\circ\text{C}$ . Temu wzrostowi temperatury towarzyszył charakterystyczny skok współczynnika odbicia od około 35% do ok. 70%. Skok taki zawsze uważany był za świadectwo stopienia warstwy. Ponieważ jednak wzrost temperatury ( $300^\circ\text{C}$ ) był zbyt mały i niewystarczający do stopienia implantowanej warstwy Si ( $T_m = 1412^\circ\text{C}$ ), skok współczynnika odbicia należy wiązać z powstaniem plazmy dziurowo-elektronowej wytworzonej impulsem laserowym. O braku występowania fazy ciekłej wnioskowano z faktu rejestrowania linii ramanowskiej  $520 \text{ cm}^{-1}$ , obecnej jedynie dla materiału krystalicznego.

Przedstawione rezultaty stanowią bardzo silny dowód na to, że wygrzewanie laserowe jest wynikiem procesów jonizacyjnych, a nie termicznych. Tym samym stanowiłyby potwierdzenie dla wysuniętej wcześniej teorii Van Vechtena wygrzewania plazmowego.

Należy się spodziewać dalszego rozwoju badań nad wygrzewaniem laserowym, a w szczególności prac mających na celu pełniejsze wyjaśnienie licznych aspektów oddziaływania plazmowego.

*Henryk Rzewuski*

Instytut Badań Jądrowych  
Świerk

## R E C E N Z J E

P. A. Lindsay: *Podstawy fizyczne elektroniki kwantowej*. Tłumaczyli z języka angielskiego Irena i Zygmunt Uhrynowscy, WNT, Warszawa 1979, str. 262, cena zł 30.—

Recenzowana książka obejmuje następujące zagadnienia. Rozdział I — wprowadzenie — problemy ogólne. Poruszono w nim charakterystyki źródeł promieniowania elektromagnetycznego, kształt i szerokość linii emisyjnej i przyczyny poszerzenia linii (tłumienie naturalne, efekty zderzeniowe, efekt Dopplera). W rozdziale II omówiono oddziaływanie promieniowania z materią (podejście półklasyczne). Zjawisko polaryzacji i dyspersji światła przedstawiono w rozdziale III. Z kolei rozdział IV traktuje o poziomach energetycznych atomu oraz omawia sposoby zapisów (symbolikę) spektroskopowych. Macierzowe sformułowanie mechaniki kwantowej znajdujemy w rozdziale V. Elektryczne i magnetyczne przejścia dipolowe omówiono w rozdziale VI, a w rozdziale VII — zagadnienia szumu kwantowego oraz metody kwantowania pola. Optyczne zjawiska nieliniowe zawiera rozdział VIII. Dalej w rozdziale IX (ostatni rozdział) przedstawiono drgania sieci krystalicznej oraz oddziaływania fotonów z fotonami, w tym także oddziaływania parametryczne. Książka zawiera 7 dodatków (uzupełnień) na następujące tematy:  $D_1$  (równanie pola elektromagnetycznego),  $D_2$  (podstawowe pojęcia optyki fizycznej),  $D_3$  (szereg Fouriera i całka Fouriera),  $D_4$  (macierze),  $D_5$  (zależność operatorów od czasu),  $D_6$  (właściwości śladu operatora) i  $D_7$  (polaryzacja źródłowa). W każdym rozdziale przygotowano po kilkanaście ćwiczeń, a w zakończeniu książki podano ich rozwiązania. Książka zawiera dość obszerny zestaw zalecanej literatury, głównie jednak typu podręcznikowego lub monograficznego. Podano również zestawienie ważniejszych stałych fizycznych. W polskim przekładzie uzupełniono spis literatury o pozycje osiągalne w naszym kraju.

Szata graficzna książki nie budzi zastrzeżeń, a okładka zasługuje nawet na wyróżnienie. W zamierzeniu Autora książka przeznaczona jest dla studentów wyższych szkół technicznych i inżynierów. Sądzę, że może być ona użyteczna dla studentów fizyki technicznej, a niektóre jej fragmenty także dla doktorantów.

Najpierw o zaletach książki. Jest ona opracowana starannie. Zagadnienia przedstawione są jasno, bez uciążliwych dłużyń. Dzięki temu książka może przyciągać czytelnika, oferując mu szybkie przyswojenieżądanego materiału. Nie wymaga ona od niego zbyt wysokiego zaawansowania w wiadomościach fizycznych, bowiem wiele zagadnień, szczególnie w części pierwszej książki, podano w sposób elementarny. Odniosłem wrażenie, że tłumacze książki włożyli niemało wysiłku, aby książkę czytało się dobrze. Ich zasługą jest również zamieszczenie dodatkowych objaśnień terminologicznych w wielu miejscach książki.

Moje uwagi ogólne o książce są następujące. Książka ma nierówny charakter. Pewne zagadnienia przedstawione są elementarnie, a inne, jak np. elektryczne i magnetyczne przejścia dipolowe, macierzowe sformułowanie mechaniki kwantowej — ze znacznie wyższym stopniem zaawansowania. Odczuwa się w tym przypadku własną specjalizację Autora, który napisał uprzednio książkę *Introduction to Quantum Mechanics for Engineers*. Pewną wadą książki może być również fakt, że w zasadzie obejmuje ona wybrane rozdziały podręcznika fizyki, szczególnie przydatne w elektronice kwantowej, jednak na ogół nie powiązane z nią bezpośrednio. Chodzi o to, że Autor mógłby w wielu miejscach przedłużyć nieco swoje rozważania i ukazać praktyczną stosowalność wyłożonego materiału w fizyce laserów. Można odnieść wrażenie, że poza nielicznymi wyjątkami, książka ta jest oderwana od elektroniki kwantowej. W tym sensie polski tytuł książki jest znacznie lepszy od tytułu, nadanego jej przez Autora — *Introduction to Quantum Electronics*.

Ze względu na niewielkie rozmiary książki pewna ilość zagadnień fizycznych, potrzebna przy studio-  
waniu elektroniki kwantowej nie została w niej ujęta. Dotyczy to np. teorii rezonatorów optycznych, zja-  
wiska dyfrakcji, zjawiska nasycenia, nowszych właściwości statystycznych światła (porównanie światła  
klasycznego ze światłem lasera) itp.

Ogólnie oceniam książkę jako dobrą i godną polecenia polskim czytelnikom, chociaż nie można po-  
traktować jej jako w pełni wyczerpujące opracowanie zagadnień fizycznych, stanowiących podstawę ele-  
ktroniki kwantowej (laserów). Tego zwrotu użyłem celowo, bowiem nie chciałbym ukrywać, że na zle-  
cenie WNT opracowałem książkę pt. *Podstawy działania laserów*, w której przedstawiłem nieco obszerniej  
zagadnienia fizyczne w ścisłym związku z ich zastosowaniem w technice laserowej. Nie sądzę jednak,  
aby z tego powodu groził nam nadmiar książek z tej szybko rozwijającej się dziedziny, która w sposób  
niemal wzorcowy ukazuje ścisłą więź fizyków i techników elektroników.

A oto kilka uwag szczegółowych. Na str. 16 i 17 Autor wymienia dwa poziomy energetyczne  $n$  i  $m$   
( $E_n > E_m$ ), a następnie wprowadza czas życia stanu  $n$  w postaci

$$\tau_n = \frac{1}{\sum_m A_{nm}},$$

gdzie suma w mianowniku wyskakuje tutaj jak *deus ex machina*. Po czym tu sumować, skoro Autor wpro-  
wadza tylko jeden poziom końcowy  $m$ ? Na str. 18 zamiast słowa „pobudzony” powinno być „wzbudzony”  
(o poprawną nazwę tego procesu walczył zmarły niedawno prof. A. Jabłoński). Na str. 19 (rys. 1,5) Autor  
podaje krzywą zaniku eksponencjalnego jako prostą. Jest to dość rażący błąd. Uważam, że nawet dla  
małego tłumienia lepiej jest przesadnie rysować zanik amplitudy. Na str. 20 powinno być lorentzowski,  
a nie lorenzowski. Str. 76 — najczęściej używany polski skrót dla jądrowego rezonansu magnetycznego  
jest JRP (a nie JRM), a dla elektronowego rezonansu magnetycznego ERP (a nie ERS). Litera P oznacza  
tutaj „paramagnetyczny”. Str. 75 — zdanie z książki: „w elektronice kwantowej materiały o dobrze okre-  
ślonych właściwościach paramagnetycznych zazwyczaj otrzymuje się przez wprowadzenie domieszek  
w postaci jonów materiałów o właściwościach magnetycznych do ciekłych kryształów” (!). Nie znając  
oryginału nie wiem komu przypisać to wyraźne nieporozumienie. Słowa „ciekły kryształ” mogą wywołać  
niewłaściwe skojarzenia. Wprowadzanie domieszek dokonuje się na ogół w samym procesie krystalizacji  
(np. proszki  $\text{Cr}_2\text{O}_3$  i  $\text{Al}_2\text{O}_3$  stapia się w wysokiej temperaturze i po ostudzeniu powstaje od razu kryształ  
z pewną ilością jonów obcych). Na str. 91 słowo triplet należy zastąpić słowem tryplet. Tak już się przy-  
jęło w języku polskim, że pojedynczy nazywa się singletem, a potrójny — trypletem. Na stronie 207 zwrot  
„moc przenoszenia przez falę elektromagnetyczną ...” nie jest moim zdaniem zbyt dobry. Sugeruje bowiem  
jakoby fala przenosiła tylko jakąś moc, a tymczasem ona sama o tej mocy stanowi.

Uwagi te w części odnoszą się do tłumaczy. Ogólnie jednak tłumaczenie książki jest bardzo dobre,  
a samą książkę oceniam jako *pożyteczną*.

*Franciszek Kaczmarek*

Instytut Fizyki  
Uniwersytet Adama Mickiewicza  
Poznań

Robert L. Weber: *Pioneers of Science: Nobel Prize Winners in Physics*, ed. by J. M. A. Lenihan,  
The Institute of Physics, Bristol and London 1980, str. 272, cena £ 9,95

Recenzja niniejsza jest dla *Postępów Fizyki* trochę nietypowa, gdyż jest recenzją książki wydanej nie  
w Polsce. Wydaje się jednak, że książka może zainteresować wszystkich fizyków i warto o jej ukazaniu  
się wiedzieć.

Napisana została przez fizyka amerykańskiego, profesora (od 1979 r. emerytowanego) The Pensyl-  
vania State University. Jest on autorem lub współautorem kilkunastu książek, wśród nich dość znanej

*A Random Walk in Science* (1973) oraz przetłumaczonej na język polski *Physics for Teachers: A Modern Review* (1964) (*Fizyka współczesna dla nauczycieli*, PWN 1969).

Książka przedstawia 114 uczonych, którzy w latach 1901—79 otrzymali Nagrody Nobla z fizyki. Są to więc wszyscy laureaci, z wyjątkiem tylko dwóch ostatnich J. W. Cronina i V. Fitcha, którzy otrzymali Nagrodę w 1980 r., już po ukazaniu się książki. Wydaje się, że podobnego opracowania dotychczas nie było. Stosunkowo najbliższe ukazało się w r. 1953 (N. H. de Vaudray Heathcote, *Nobel Prize Winners in Physics 1901—50* (Schuman, New York 1953)) i obejmowało laureatów do 1950 r.

W języku polskim, pozycją, którą znam, jest tłumaczenie z języka niemieckiego książki W. von Bonina, E. Baggego i R. Herrlingera *Laureaci Nagrody Nobla: chemia, fizyka i medycyna*, Iskry 1969. Obejmuje ona laureatów z chemii, fizyki i medycyny z lat 1901—62 i została uzupełniona przez tłumaczy o lata 1963—68. Stanowi opracowanie syntetyczne osiągnięć wszystkich laureatów w poszczególnych trzech dziedzinach, uzupełnione w wydaniu polskim krótkimi notami biograficznymi. W porównaniu z nią, dzięki ograniczeniu się tylko do dziedziny fizyki, recenzowana książka Webera jest opracowaniem niewątpliwie bardziej szczegółowym, nowocześniejszym i pełniejszym, także i przez to oczywiście, że doprowadzonym niemal do obecnej chwili.

Książka Webera przedstawia dane biograficzne laureatów, ich zainteresowania naukowe i pozanaukowe. Złożona jest ze 114 oddzielnych opracowań, z których każde (ok. dwóch stron tekstu) poświęcone jest jednemu laureatowi. Ułożone są one chronologicznie wg roku przyznania Nagrody. Główny nacisk położony jest na osiągnięcia naukowe, przede wszystkim te, za które Nagroda została przyznana. Wszystko to jest starannie włożone w kontekst współczesnego tym osiągnięciom stanu wiedzy. W tym sensie, książka jest krótka i niezbyt systematyczną, ale dość pełną historią fizyki XX wieku, aż do chwili obecnej.

Tak krótkie przedstawienie głównych osiągnięć fizyki naszego wieku wymaga naturalnie pewnego zaawansowanego już języka czy nawet żargonu fizyki. Utrzymany on jest w książce mniej więcej na poziomie *Scientific American*. Książka dostępna jest więc dla każdego fizyka, a nawet dla szerszego grona czytelników interesujących się postępami nauki naszego wieku.

Przed opublikowaniem książki Autor rozesłał do żyjących laureatów (a jest ich 55, więc prawie połowa wszystkich) poświęcone im opracowania, z prośbą o poprawki i uzupełnienia. Dodawali oni z reguły informacje o swoich ostatnich zainteresowaniach i podkreślali zasługi swoich wybitnych kolegów, przede wszystkim współlaureatów.

Dużym walorem książki są portrety laureatów wykonane przez troje artystów (C. S. Hauschka, P. G. Cook i J. B. Fleming), którzy sami w sobie stanowią interesujące postacie. Na przykład pierwsza z nich, pani Carola S. Hauschka (która wykonała portrety laureatów z lat 1901—45) była także pianistką, uczennicą słynnego Leszetyckiego, u którego kształcił się Paderewski; w Princeton, gdzie mieszkała od 1921 r., często akompaniowała Einsteinowi. Na podstawie podobizn tych laureatów, których miałem możliwość poznać osobiście, portrety wydają mi się na ogół bardzo udane i trafne. Oddają coś istotnego z ich osobowości. Dla przykładu reproduujemy tu portret B. R. Mottelsona, ubiegłorocznego laureata Medalu Smoluchowskiego. Wydaje się, że przy całej wierności rysów, bardzo dobrze oddaje on takie cechy jak bezpośredniość, pogoda, zapał i wprost entuzjazm tego człowieka dla pracy i życia.

Interesujący jest także Wstęp książki, gdzie Autor pisze o Noblu, jego fundacji i regulach przyznawania Nagrody. Na przykład, jeden z warunków fundatora, by nagradzano pracę ukończoną w ciągu ostatniego roku, Komitet Nagród uznał za nie do spełnienia przy dosłownej jego interpretacji. Właściwa ocena osiągnięcia wymaga bowiem dłuższego czasu. Postanowiono więc interpretować go raczej jako zostawiający sporo swobody warunków, by znaczenie nagrodzonego osiągnięcia stało się widoczne w ciągu ostatniego roku. Nagrodę przyznaje się za bardzo konkretne, szczegółowe osiągnięcie, a nie za całokształt dorobku. To ostatnie (dodają to już od siebie) też nie zawsze jest w pełni (i chyba na szczęście) spełnione. Przy nagrodach przyznawanych po kilkunastu, ponad dwudziestu czy nawet trzydziestu latach po danym osiągnięciu (np. Wigner czy Bethe) dorobek taki z pewnością ma wpływ na sam fakt przyznania Nagrody.

We Wstępie wymienia także Autor listę 18 fizyków, którzy otrzymali Nagrody Nobla z chemii: od Rutherforda (1909) poprzez Joliotów, Hahna, Seaborga i innych, aż do Herzberga (1971).

W konsultacji z innymi fizykami, w tym z laureatami Nagrody, Autor sporządził także listę fizyków, którzy powinni być lub powinni jeszcze otrzymać Nagrodę Nobla, a nie otrzymali jej. Są to zmarli już: Mendelejew (uważany raczej za chemika — tu poniósł Autora chyba „patriotyzm” fizyka), Sommerfeld,



Langevin, Moseley, Goudsmit i Mueller oraz żyjący, znany i bliski także wielu polskim fizykom (por. rozmowę z nim *Postępy Fizyki* 29, 523 (1978) i artykuł jego *Postępy Fizyki* 30, 467 (1979)) J. A. Wheeler. Jest to naturalnie prywatna lista Autora. Wydaje się jednak, że wielu z nas chętnie by ją zaakceptowało, dorzucając być może kilku swoich kandydatów.



B. R. Mottelson

Książka wydana jest bardzo starannie, na świetnym papierze. Zaopatrzona jest w spis treści oraz alfabetyczny spis laureatów. Podaje też sporą bibliografię. Z bardziej drastycznych pomyłek zauważyłem tylko, że w tytule artykułu o żyjącym jeszcze Louisie de Broglie'u wpisano ... datę śmierci. Jest to data śmierci (1960 r.) jego starszego brata Maurice'a. Wydaje się, że błąd ten jest błędem raczej Wydawcy niż Autora, bo cały artykuł jest napisany poprawnie o Louisie. Pocięchą może być tu chyba tylko to, że braci tych, obu fizyków, mylono dość często.

Podobnie jak inni recenzenci książek wydawanych na Zachodzie, chętnie podkreślałem szybkość wydania książki. Włączyła ona materiał o ostatnich laureatach i ukazała się przed wybraniem nowych, a więc przed upływem roku. Kontrastuje to z długim z reguły cyklem wydawniczym u nas, wskutek którego wiele książek naukowych pojawia się w naszych wydawnictwach w sporym stopniu zdezaktualizowanych.

Książka napisana jest interesująco, żywo, przystępnie. Zawiera wiele informacji, wypowiedzi, które trudno byłoby znaleźć gdzie indziej. Warta jest polecenia. Sprawa dostępności jej na naszym rynku jest naturalnie oddzielnym problemem. Być może znajdzie się ona jednak przynajmniej w dużych bibliotekach. Ewentualne polskie jej tłumaczenie rozwiązałoby problem.

*Adam Sobiczewski*

Instytut Badań Jądrowych  
Warszawa

## L I S T D O R E D A K C J I

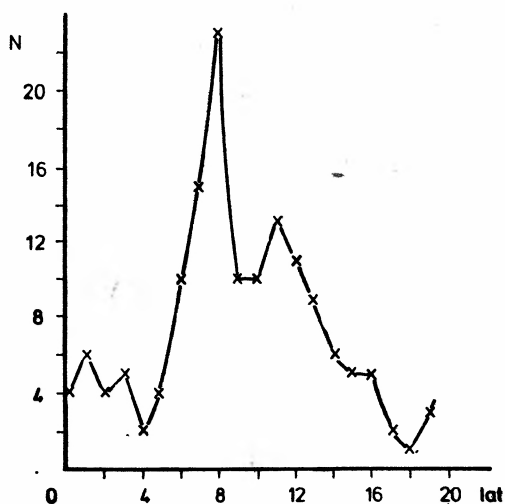
## Sytuacja kadry naukowej w IBJ

Pragnąłbym omówić niektóre sprawy pracowników naukowych w Instytucie Badań Jądrowych. Mam tutaj na względzie osoby zajmujące stanowiska od asystenta do profesora, zdając sobie sprawę, że jest to podejście formalne. Dzielenie pracowników naukowych na niesamodzielną i samodzielną (zwłaszcza, że część tych ostatnich zajmuje się — całkowicie lub w części — administrowaniem nauką, a nie nią samą) byłoby zbytnim formalizowaniem zagadnień.

Stan liczbowy profesorów i docentów zatrudnionych w IBJ na dzień 9. 2. 1980 r. wynosił 109 osób, w tym 22 profesorów (8 zwyczajnych) i 87 docentów (w tym 49 habilitowanych, 31 z doktoratem i 7 bez doktoratu). W stosunku do pozostałej kadry naukowej informacje pochodzą z roku 1978 i podają liczbę 318 adiunktów (ok. 57% posiada doktorat), 137 starszych asystentów i 65 asystentów.

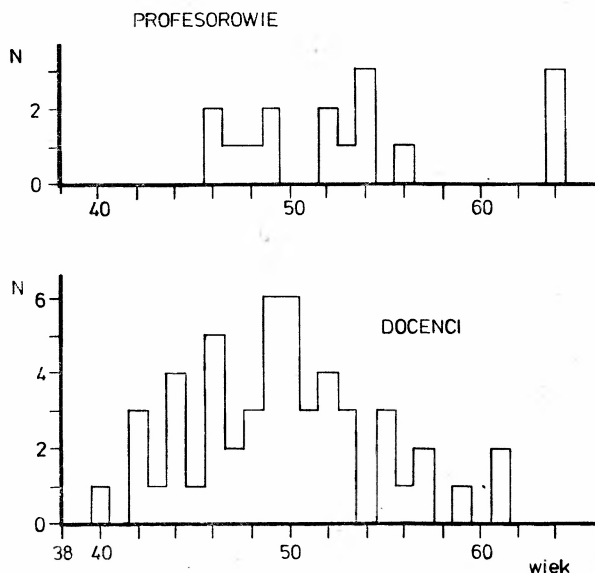
W latach 1961—1979 zrealizowano 315 doktoratów (125 z fizyki, 113 z chemii i 77 z techniki), 70 habilitacji (37 z fizyki, 20 z chemii i 13 z techniki) oraz 41 osób uzyskało tytuł profesora (25 z fizyki, 11 z chemii i 5 z techniki). Jest to jak widać dorobek poważny, którego nie powstydziałaby się niejedna czołowa wyższa uczelnia w kraju.

By zdać sobie sprawę jak przebiega proces rozwoju kadry naukowej, na rys. 1 przedstawiłem zależność liczby doktoratów  $N$  od czasu dzielącego moment rozpoczęcia pracy w IBJ i moment uzyskania doktoratu. Przedstawiona krzywa ma dwa wyraźne maksima: ostre maksimum po 8 latach pracy (dotyczy to prawdopodobnie tych normalnie rozwijających się pracowników naukowych) i po 11-12 latach pracy w IBJ (są



Rys. 1. Widmo doktoratów: zależność liczby nadanych stopni doktora od czasu, jaki upłynął od rozpoczęcia pracy w IBJ (dotyczy okresu 1969-1979)

to najczęściej pracownicy, którzy tworzyli zręby IBJ w drugiej połowie lat pięćdziesiątych). Z przedstawionej zależności wynika, że przeciętny czas realizacji doktoratu w IBJ wynosi ok. 8 lat. Jest on nieco dłuższy niż w uczelniach, gdzie przestrzegana jest rotacja pracowników, ale też przypuszczam, że wpływa to korzystnie na jakość doktoratu.



Rys. 2. Rozkład wieku profesorów i docentów (dotyczy ośrodka Świerk)

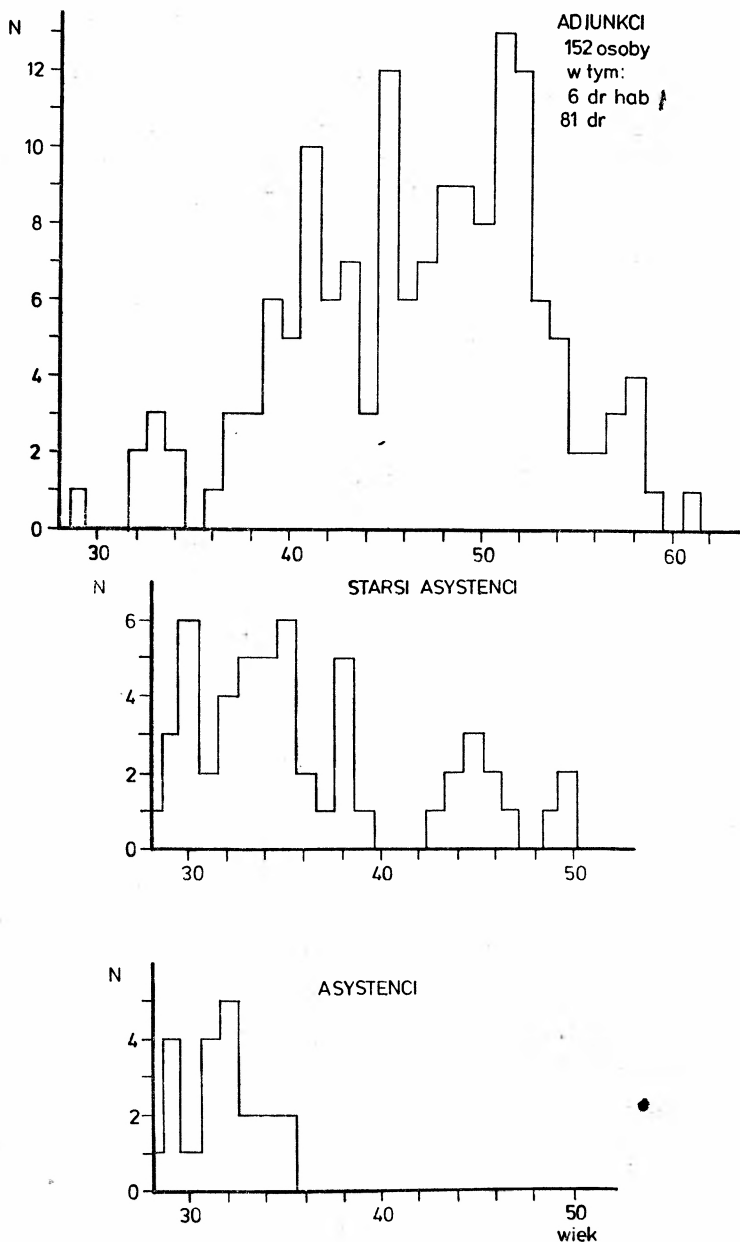
Inną formą rozwoju kadry naukowej w naszym Instytucie są studia doktoranckie prowadzone w trzech specjalnościach: fizyka, chemia i energetyka jądrowa. Na studia doktoranckie, zapoczątkowane w roku 1969, przyjęto dotychczas 87 kandydatów (43 fizyka, 33 chemia, 11 energetyka), z których do marca 1980 r. doktoraty zrealizowało 34 osoby, tj. 39% (20 fizyka, 9 chemia, 5 energetyka). Żaden ze słuchaczy przyjętych po 1973 r. nie obronił do tego czasu doktoratu. Z przeprowadzonej analizy wynika, że większość słuchaczy kończy studia doktoranckie po 5-7 latach, co niewiele odbiega od czasu realizacji doktoratu w normalnym trybie.

Kolejnym czynnikiem charakteryzującym kadre naukową jest jej wiek, który w przypadku profesorów, docentów i adiunktów wynosi średnio ok. 50 lat (rys. 2 i 3). Średni wiek pracowników naukowych obniża się nieco w grupie starszych asystentów do 34 lat (nie uwzględniając niewielkiej grupy rzeczywiście starszych asystentów — pod 50-tkę) i do 32 lat w grupie asystentów (rys. 3).

Kadra naukowa IBJ starzeje się i za 10—15 lat odejdzie bezpowrotnie, zaś w istniejącej strukturze i działających mechanizmach nie jest w stanie przekazać swych umiejętności następcom. Młodych naukowców bowiem jest w Instytucie dwukrotnie mniej niż ich potencjalnych nauczycieli. Jest więc już najwyższa pora, by stan ten zmienić.

W pracach IBJ można wyróżnić trzy główne kierunki: prace poznawcze, energetyka jądrowa i techniki jądrowe. W pracach poznawczych mamy wielu uczonych zaliczanych w ich specjalności do czołówki światowej. W dziedzinie fizyki jądrowej działalność doświadczalna oparta jest przede wszystkim na współpracy z dużymi ośrodkami zagranicznymi (posiadającymi duże urządzenia badawcze), jak ZIBJ (Dubna, Sierpuchow), CERN w Genewie czy Batawia w USA.

„Energetyka jądrowa” — jak oświadczył dyrektor IBJ prof. J. Minczewski na konferencji zorganizowanej z inicjatywy KC PZPR w styczniu 1980 r. „została sprowadzona na boczny tor przez brak odpowiednich decyzji w latach 60 i brak intensyfikacji prac w latach 70. W wyniku tego będziemy ostatnim liczącym się krajem w Europie, który uruchomi elektrownię jądrową (przy groźącym deficycie energii w latach 90.)”.



Rys. 3. Rozkład wieku adiunktów i asystentów (dotyczy ośrodka Świerk)

Nie najlepiej jest również z możliwościami szerokiego stosowania technik jądrowych. Jesteśmy np. na ostatnim miejscu w naszym obozie pod względem liczby akceleratorów zainstalowanych u użytkowników na 1 mln mieszkańców (nauka, przemysł, medycyna).

Realizacja zadań naukowych wymaga nowoczesnej aparatury, a wg oświadczenia prof. Minczewskiego na wspomnianej konferencji — „w kraju prace poznawcze wykorzystują aparaturę nabytą w ogromnej większości przed rokiem 1975. Istnieje udokumentowana obawa, że za parę lat wobec braku uzupełnień tej aparatury, głównie z II strefy płatniczej, rozwój tych prac ulegnie gwałtownemu zahamowaniu.

Wskaźnik wartości bieżącej aparatury naukowo-badawczej IBJ od paru lat maleje i osiągnął na koniec ubiegłego roku wartość 0,35".

Techniki jądrowe cierpią na brak zaplecza przemysłowego. Stałe zabiegi Dyrekcji IBJ o poprawę tej sytuacji są jak na razie nieskuteczne. Należałoby tu również wspomnieć o zachwianiu właściwych proporcji między badaniami podstawowymi i użytkowymi, na korzyść tych ostatnich. Wydaje się, że właściwy poziom, jakość i odpowiedni postęp w danej dziedzinie gospodarki narodowej mogą zapewnić jedynie odpowiednio uwzględnione badania podstawowe.

Jednym z zadań pracowników naukowych jest kształcenie innych. Jak już powiedziano, kadra naukowa w IBJ starzeje się. Przy obecnej strukturze zatrudnienia nie ma możliwości przekazywania ogromnego arsenału wiedzy młodym pracownikom naukowym, ponieważ jest ich w Instytucie niewiele. Aby zmienić te proporcje, należałoby zapewnić, na odpowiednich warunkach, wymianę pracowników naukowych z przemysłem i uczelniami. Dopływ doświadczonych kadry naukowej do przemysłu mógłby ułatwić w przyszłości kontakty między zakładami naukowymi i zakładami przemysłowymi, co niewątpliwie miałyby wpływ na wprowadzenie nowych opracowań do przemysłu. Tymczasem system wynagrodzeń (dodatek za wysługę lat) premiuje stabilność, a nie konieczny moim zdaniem, ruch. Ze stabilizacją kadry naukowej w Instytucie będzie musiał się wkrótce wiązać spadek liczby doktoratów i habilitacji, gdyż można przypuścić, że wszyscy potencjalni kandydaci zdobędą wreszcie stopnie naukowe. Przeszło 100 profesorów i docentów mogłoby kształcić znacznie szersze grono adeptów nauki, niż to ma obecnie miejsce. Chyba że jest to niepotrzebne.

Wielu pracowników naukowych naszego Instytutu prowadzi zajęcia na wielu wyższych uczelniach w kraju, raczej jednak na skutek osobistych kontaktów niż w sposób zorganizowany.

Jednym z kolejnych aspektów działalności pracowników naukowych jest zarządzanie nauką. Bierze w tym udział niewielka tylko część naukowców i może nie warto byłoby o tym wspominać, gdyby nie byli w to zaangażowani znani i uznani ich przedstawiciele. Na podstawie obserwacji i zebranych opinii stwierdziłbym, że w większości przypadków działalność ta została zwulgaryzowana przez zalew biurokracji, rozdmuchane planowanie i sprawozdawczość miesięczną, kwartalną, roczną, wieloletnią i sprowadzona do załatwiania formalności administracyjnych mających niewiele wspólnego z działalnością merytoryczną. Uproszczenie tego systemu wydaje się konieczne. Dla dobra nauki i oszczędności papieru.

Gdyby mnie ktoś zapytał, jak jest wykorzystywana kadra naukowa w IBJ, to na podstawie własnych obserwacji odpowiedziałbym bez wahania, że nie w pełni i nie zawsze właściwie. Składa się na to wiele czynników, z których kilka przykładowo spróbuję omówić.

Nie wchodząc w sprawę prawidłowości postawionych przed Instytutem zadań, dla ich realizacji są potrzebne odpowiednie środki gotówkowe, dewizowe, zaopatrzeniowe, warsztatowe. Wszystkie one są obecnie wysoce niewystarczające. Nieuzupełniana od lat aparatura naukowa, zwłaszcza dewizowa, kończy się. Duża maszyna cyfrowa CYBER-73 jest u kresu możliwości obliczeniowych (naukowcy nie mając czym mierzyć, przeczucili się na liczenie). Jest to pierwszy, ważny czynnik obniżający efektywność działania naukowców.

Uzyskane rozwiązania problemów nie zawsze mają szansę na wdrożenie. Brak jest własnych mocy produkcyjnych na wykonanie unikalnych lub krótkoseryjnych urządzeń opracowanych w IBJ.

Kolejnym czynnikiem wpływającym na wydajność jest, moim zdaniem, wspomniany już system planowania i sprawozdawczości, chociaż są u nas prowadzone pewne działania na rzecz ich uproszczenia.

Ostatnim czynnikiem, jaki wymienię, są relatywnie niskie zarobki pracowników naukowych, zwłaszcza tych młodszych, co wymusza często szukania innych rozwiązań (np. dodatkowych prac) prowadzących nawet do porzucenia kariery naukowej.

Przedstawiony skrótowo obraz sytuacji pracowników naukowych IBJ, przypuszczalnie kształtuje się podobnie w innych instytutach naukowych, jako że podobnie przebiegają procesy działalności naukowej. Także wnioski płynące z przedstawionego opisu zmierzające do poprawy stanu rzeczy, mogą znaleźć zastosowanie w innych instytutach. Ważne jest, by nie zostały one tylko na papierze, by wywołały dyskusję i doprowadziły do poprawienia stanu naszej nauki.

*Tadeusz Rzeszot*

Instytut Badań Jądrowych  
Świerk

## K R O N I K A

## PTF

**Ben Mottelson otrzymuje Medal Smoluchowskiego**

Dnia 16 lutego 1981 w Instytucie Fizyki Doświadczalnej Uniwersytetu Warszawskiego odbyło się uroczyste wręczenie Medalu Mariana Smoluchowskiego duńskiemu fizykowi Benowi Mottelsonowi. Medal ten przyznało mu Polskie Towarzystwo Fizyczne za osiągnięcia naukowe w teorii jądra atomowego, a również za zasługi przy rozwoju współpracy z fizykami polskimi.

Prof. Zdzisław Szymański, który jest jednym z fizyków polskich utrzymujących stałe kontakty naukowe z prof. Mottelsonem, przedstawił go zebraniem w krótkim i dowcipnym przemówieniu, po czym Prezes Polskiego Towarzystwa Fizycznego prof. Zdzisław Wilhelmi dokonał wręczenia medalu.

Laureat podziękował za otrzymane wyróżnienie i wygłosił interesujący referat na temat własności jąder przy wysokich momentach pędu.

*B. W.*

## EPS

**Nowi przewodniczący Wydziałów**

Podajemy nazwiska nowych przewodniczących Wydziałów lub Grup:

— Wydział Fizyki Atomowej, Sekcja Spektroskopii Atomowej (EGAS): B. Cagnac (Uniw. Piotra i Marii Curie, Paryż),

— Wydział Astronomii i Astrofizyki: C. Cesarsky (SEP-CEN, Saclay),

— Grupa Fizyki Obliczeniowej: R. Żelazny (IBJ, Świerk),

— Wydział Fizyki Jądrowej: V. Meyer (Uniw. w Zurychu),

— Wydział Elektroniki Kwantowej: K. L. Kompa (Max-Planck Gesellschaft, Garching)

*Europhysics News 11, No 12 (1980)*

**Wydział Materii Skondensowanej**

Rada Wydziału Materii Skondensowanej podjęła decyzję co do następujących konferencji generalnych Wydziału. Odbędą się one

— w 1982 r. w Manchesterze, przewodniczący prof. V. Heine (Cavendish Laboratory, Cambridge),  
— w 1983 r. w Lozannie, przewodniczący prof. E. Mooser (Uniw. w Lozannie).

Styl tych konferencji będzie taki sam jak konferencji w 1980 r. w Antwerpii (por. *Postępy Fizyki 31, 600 (1980)*). Celem tych konferencji jest stworzenie europejskiego forum najnowszych badań w dziedzinie fizyki ciała stałego i ułatwienie międzynarodowej współpracy na tym polu. W programie znajdują się zarówno referaty przeglądowe plenarne, jak i sympozja na węższe tematy. Uczestnictwo w konferencjach nie jest ograniczone jedynie do członków EPS.

*Europhysics News 11, No 12 (1980)*

**Nowe władze PAN**

Rada Ministrów zatwierdziła nowe władze PAN na kadencję 1981—1983 wybrane podczas sesji Zgromadzenia Ogólnego PAN w dn. 12 grudnia 1980:

prezes — Aleksander Gieysztor, wiceprezesa — Jan Karol Kostrzewski, Jerzy Litwiniszyn, Leonard Sosnowski, Maciej Wiewiórski. W skład Prezydium weszli fizycy: Włodzimierz Kołos, Roman Teisseyre, Andrzej Trautman. Sekretarzem naukowym jest Zdzisław Kaczmarek, a Sekretarzem Wydziału III Włodzimierz Kołos.

#### **Zdzisław Wilhelmi członkiem honorowym BTF**

Bułgarskie Towarzystwo Fizyków wybrało na swego członka honorowego Zdzisława Wilhelmi, profesora Uniwersytetu Warszawskiego i prezesa Polskiego Towarzystwa Fizycznego, w uznaniu zasług w zacieśnianiu stosunków między oboma Towarzystwami i rozwijaniu współpracy ich członków.

#### **Komisja Porozumiewawcza Towarzystw Nauk Ścisłych i Przyrodniczych**

W dniu 16 stycznia 1981 odbyło się zebranie założycielskie Komisji Porozumiewawczej Towarzystw Nauk Ścisłych i Przyrodniczych (KPTNŚiP), na którym przedstawiciele dwudziestu Towarzystw podjęli decyzję powołania Komisji Porozumiewawczej.

Zadaniem utworzonej KPTNŚiP ma być podejmowanie wspólnych inicjatyw we wszystkich zagadnieniach gospodarki, nauki i oświaty znajdujących się w sferze statutowej działalności Towarzystw. Udział w pracach KPTNŚiP zgłosiły: Polskie Towarzystwo Astronomiczne, Polskie Towarzystwo Biochemiczne, Polskie Towarzystwo Biofizyczne, Polskie Towarzystwo Botaniczne, Polskie Towarzystwo Chemiczne, Polskie Towarzystwo Entomologiczne, Polskie Towarzystwo Fitopatologiczne, Polskie Towarzystwo Fizyczne, Polskie Towarzystwo Genetyczne, Polskie Towarzystwo Geofizyczne, Polskie Towarzystwo Geograficzne, Polskie Towarzystwo Geologiczne, Polskie Towarzystwo Hydrobiologiczne, Polskie Towarzystwo Matematyczne, Polskie Towarzystwo Miłośników Astronomii, Polskie Towarzystwo Mineralogiczne, Polskie Towarzystwo Przyjaciół Nauk o Ziemi, Polskie Towarzystwo Przyrodników im.

M. Kopernika, Polskie Towarzystwo Parazytologiczne i Polskie Towarzystwo Zoologiczne.

Zebranie założycielskie postanowiło powołać 3 zespoły robocze KPTNŚiP: do spraw oświaty, do spraw legislacyjnych i do spraw środowiska. Przewodniczącym KPTNŚiP został doc. J. Stodókievicz z Polskiego Towarzystwa Astronomicznego, a jako adres Komisji przyjęto adres PT Astronomicznego, 00-716 Warszawa, ul. Bartycka 18.

*Jan Tóke*

#### **Sześćdziesiąt lat Hożej**

Dnia 30 stycznia 1981 minęło 60 lat od rozpoczęcia w gmachu na Hożej 69 działalności Zakładu Fizyki Doświadczalnej Uniwersytetu Warszawskiego, ośrodka, który stworzył i którym przez ponad 30 lat kierował Stefan Pieńkowski. Z okazji tej rocznicy odbyło się na Hożej uroczyste konwersatorium, w czasie którego Leonard Sosnowski scharakteryzował działalność naukową ośrodka w latach przedwojennych, a Jerzy Pniewski mówił o nauczaniu fizyki w tajnym Uniwersytecie w czasie okupacji, stratach wojennych i wysiłku odbudowy w pierwszych latach powojennych.

#### **Pracownia Historii Fizyki w Bibliotece Uniwersyteckiej w Toruniu**

Od dawna przy planowaniu prac naukowych w bibliotekach uniwersyteckich w Polsce stawiano postulaty zajmowania się historią nauk, w szczególności dziejami dyscyplin reprezentowanych w poszczególnych szkołach wyższych, bądź też dziejami tych szkół. Postulaty te realizowane były dotychczas w nikłym procencie, zwykle w formie opracowań bibliograficznych czy biograficznych. Tak więc plany włączenia prac z dziedziny historii nauki do działalności naukowej bibliotek są nadal jak najbardziej aktualne.

Stworzenie w Bibliotece Głównej Uniwersytetu Mikołaja Kopernika pracowni o zadaniach nie tylko dokumentacyjnych, ale i badawczych, było zbieżne z inicjatywą Komisji Historii Fizyki PTF, której przewodniczy prof. R. S. Ingarden. Dn.

1 kwietnia 1977 doszło do podpisania „Umowy o współpracy naukowej między Komisją Historii Fizyki Polskiego Towarzystwa Fizycznego a Biblioteką Główną Uniwersytetu Mikołaja Kopernika w Toruniu” (por. *Postępy Fizyki* 28, 461 (1977)), przewidującej m. in. utworzenie w ramach struktury organizacyjnej Biblioteki Gabinetu Historii Fizyki — termin „gabinet” został z czasem zastąpiony bardziej odpowiednim terminem „pracownia”. Zakres działań Pracowni Historii Fizyki ma, według umowy, obejmować w szczególności organizację czytelni ze zbiorami specjalistycznymi, prowadzenie prac bio- i bibliograficznych w zakresie historii fizyki polskiej, gromadzenie spuścizn i wszelkich innych materiałów dokumentacyjnych do dziejów fizyki polskiej, opracowywanie i udostępnianie tych materiałów dla celów naukowych i popularyzacji nauki. Ze swej strony Zarząd Główny PTF zadeklarował udzielanie stałej i wszechstronnej pomocy, inspirowanie kierunków działań Pracowni, zwłaszcza poprzez udzielaną w różnych formach pomoc w gromadzeniu dokumentacji dla dziejów fizyki w Polsce. Dla sprawnej zaś realizacji współpracy Komisja Historii Fizyki PTF skierowała do Pracowni swego przedstawiciela — konsultanta, którym obecnie jest prof. Roman S. Ingarden.

Prace przygotowawcze, prowadzone od początków roku 1977, wykonywane były przez dwóch pracowników Biblioteki, jednego pracującego w wymiarze 1/4 etatu, drugiego — 1/2 etatu. W pierwszym rzędzie należało zorientować się w posiadanym materiale i zorganizować podręczny warsztat pracy oraz czytelnię. Księgozbiór podręczny, posiadający katalogi alfabetyczny i rzeczowy, a także topograficzny, objął następujące działy: A. Informatory, encyklopedie i bibliografie; B. Czasopisma z historii nauk fizycznych i matematycznych; C. Czasopisma fizyczne (chodzi tu głównie o periodyki XIX w. posiadające już tylko wartość historyczną); D. Historia nauk fizycznych i matematycznych — opracowania ogólne; E. Filozofia i metodologia nauk fizycznych i matematycznych — opracowania ogólne; F. Filozofia i metodologia fizyki; G. Historia fizyki — opracowania; H. Historia fizyki — materiały (tu znalazły się jedynie książki zarówno wydania dawne, jak i współczesne wydania dzieł klasycznych); I. Historia fizyki — osoby: monografie, i wydania zbiorowe dzieł.

Pracownia gromadzi też spuścizny i inne materiały do dziejów fizyki polskiej (rękopisy, pamiętki, źródła ikonograficzne, mikrofilmy itp.).

Miejszem przechowywania tego typu dokumentów są odpowiednie agendy Biblioteki, głównie zbiory specjalne, natomiast zadaniem Pracowni jest ich centralna rejestracja.

Rejestracją taką objęto już książki i czasopisma od roku 1800, związane z dziejami fizyki, a znajdujące się w Bibliotece Głównej UMK. W najbliższym okresie planuje się poszerzenie tej rejestracji o zbiory bibliotek zakładowych i instytutowych UMK, a następnie innych bibliotek Torunia. Mógłby to być, pokazuje to jednak przeszłość — sprawa bowiem, jak wiadomo, nie jest zbyt łatwa, zaczątek ogólnopolskiego centralnego katalogu historii fizyki.

Rozpoczęto również rejestrację posiadanych przez Bibliotekę Główną starodruków — prace te w zasadzie ukończono dla XVII w..

Z postulowanych prac bio- i bibliograficznych na ukończeniu jest już kartoteka materiałów do historii fizyki w Polsce za cały okres powojenny.

Warto też odnotować próbę zarejestrowania polskiej terminologii fizycznej z XVIII w. Tymczasową kartotekę opracowano na podstawie ówczesnych podręczników fizyki. Z innych, jak dotychczas jedynie sporadycznych, działań Pracowni wspomnieć należy uzyskanie pierwszych materiałów (w postaci nagrań magnetofonowych i odpisów) wywiadów z fizykami polskimi starszego pokolenia.

Wiesław Mincer

## AIP

Styczniowy numer *Physics Today* przynosi interesujący artykuł B. F. Portera o Amerykańskim Instytucie Fizyki (American Institute of Physics — AIP). W skład AIP, który powstał w 1931 r., wchodzi 9 towarzystw skupiających 60 000 członków. Są to: American Physical Society (założone w 1899 r.), American Astronomical Society (1899 r.), Optical Society of America (1916 r.), Acoustical Society of America (1929 r.), Society of Rheology (1919 r.), American Association of Physics Teachers (1930 r.), American Crystallographic Association (1949 r.), American Vacuum Society (1953 r.) i American Association of Physicists in Medicine (1958 r.). Towarzystwa te różnią się



liczbą członków, widmem ich zawodów i głównymi kierunkami zainteresowań. Jednak celem ich wszystkich jest postęp wiedzy i techniki w dziedzinie fizyki i nauk pokrewnych.

Wiosną 1979 r. AIP przeprowadził badanie niewielkiej, losowo wybranej próbki członków towarzystw. Okazało się, że jest wśród nich 60% fizyków i ok. 20% inżynierów. Najwięcej fizyków w stosunku do ogólnej liczby członków danego towarzystwa jest w Stowarzyszeniu Fizyków Medycznych (90%) oraz w Stowarzyszeniu Nauczycieli Fizyki (75%) i w Towarzystwie Fizycznym (75% – reszta to głównie inżynierowie i chemicy). Średni udział kobiet w globalnej liczbie członków wynosi tylko 5%.

Średni wiek członków wynosi 43 lata, prawie jedna piąta ma poniżej 30 lat. Prawie 90% pracuje w pełnym wymiarze godzin. Zatrudnieni w niepełnym wymiarze to przeważnie doktoranci lub emeryci. Niecałe 50% pracuje w szkolnictwie wyższym lub średnim, 29% w przemyśle, 11% w administracji rządowej, 10% w ośrodkach badawczych i rozwojowych finansowanych przez rząd federalny, 3% w innych organizacjach nieakademickich.

W 1979 r. średnia zarobków rocznych wynosiła ok. 30 000 dol. Najwyższe płace były w organizacjach państwowych i przemysłowych, najniższe w szkolnictwie.

*Phys. Today* 34, No 1 (1981)

B. W.

### Bistabilność optyczna czyli ku komputerom optycznym

Bistabilny układ optyczny jest urządzeniem, którego zdolność osłabiania wiązki przechodzącej zależy od jej natężenia. Przy pewnej krytycznej wartości natężenia zdolność osłabiania nagle spada – następuje „włączenie” przyrządu. Jeżeli następnie natężenie wiązki padającej maleje, to przy przejściu przez wartość krytyczną nie następuje „wyłączenie”, czyli nagle zmniejszenie transmisji. „Wyłączenie” zachodzi dopiero przy osiągnięciu pewnej określonej wartości natężenia, znacznie mniejszej od tej, przy której zachodzi „włączenie”. Występuje więc tu histereza optyczna. Zasadniczym elementem urządzenia jest rezonator Fa-

bryego-Pérot'a wypełniony ośrodkiem o współczynniku załamania, którego wartość zależy od natężenia padającego światła. Stosując na wejściu dwie wiązki światła, z których jedna jest wiązką sterującą, uzyskuje się charakterystykę wejście-wyjście będącą bezpośrednim analogiem charakterystyki tranzystora, co pozwala na uzyskanie wzmocnienia sygnału. Taki element obwodu optycznego „z trzema końcówkami” nazwany jest tranzafazorem.

Wyprodukowano już szereg przyrządów wykorzystujących bistabilność optyczną, a wśród nich urządzenia pamięciowe, wzmacniacze, bramki AND i OR, urządzenia do obcinania impulsów oraz ograniczniki mocy. Tak więc elementy obwodu niezbędne do skonstruowania komputera z elementów optycznych przeszły już testy laboratoryjne.

Historycznie rzecz biorąc, wykorzystanie bistabilności optycznej rozwinęło się począwszy od prac Abrahama Szöke z MIT (bistabilność absorbcyjna) oraz Sama McCalla i Hayatta Gibbsa z Bell Laboratories (bistabilność dyspersyjna), chociaż właściwie radykalny postęp w tej dziedzinie datuje się od odkrycia efektów nieliniowych w półprzewodnikowym InSb przez Davida Millera z Heriot-Watt University w Edynburgu w 1978 r. oraz w GaAs przez grupę naukowców z Bell Laboratories w 1979 r. Uzyskano w tych materiałach zmianę współczynnika załamania ok. 0,1% dla 1 W/cm<sup>2</sup>.

Nasuwa się intrygujące pytanie czy komputer optyczny będzie w stanie konkurować z przyrządami mikroelektronicznymi wielkiej skali integracji lub też z przyrządami wykorzystującymi efekt Josephsona? Na odpowiedź jest może jeszcze za wcześnie, ale już dziś można przytoczyć pozytywne cechy urządzeń optycznych zarówno natury jakościowej, jak i ilościowej. Wystarczy wziąć pod uwagę możliwość przetwarzania obrazów (dwuwymiarowość), wielostabilność, czas odpowiedzi rzędu pikosekund, energię przełączania rzędu 10<sup>-16</sup>J dla światła o długości fali w zakresie od ok. 0.25 do ok. 1 μm. Bistabilność optyczna daje co najmniej możliwość uzyskania przełączających elementów optycznych dla optyki zintegrowanej działających podobnie do zwykłego przełączania elektronicznego; w najlepszym razie oferuje w dalszej przyszłości alternatywny sposób szybkiego przetwarzania danych.

## Symposium i pokaz francuskiej aparatury do badań naukowych

## Lutet jako chronometr

W celu zaprezentowania środowisku naukowemu osiągnięć francuskiego przemysłu w zakresie aparatury naukowej, Polska Akademia Nauk, Ministerstwo Nauki, Szkolnictwa Wyższego i Techniki oraz Agencja ds. Współpracy Technicznej, Przemysłowej i Gospodarczej (ACJM, Francja) zorganizowały symposium połączone z pokazem francuskiej aparatury do badań naukowych. Impreza ta odbyła się w dniach 22–24 października 1980 r. w siedzibie Instytutu Fizyki PAN w Warszawie. Na otwarcie przybył ambasador Francji p. Jacques Dupuy.

Podczas symposium następujące referaty wygłosili:

- M. C. Dubloc (firma RIBER) *Technika ultrawysokiej próżni i jej zastosowanie*  
 M. R. Krishnan (CNRS) *Amorficzne materiały magnetyczne*  
 M. G. Arie (firma QUANTEL) *Laser barwnikowy pompowany laserem YAG*  
 M. R. Dowmontt (firma PRESI) *Automatyczne polerowanie próbek metalograficznych*  
 M. J. Brault (firma SEFRAM) *Rejestracja stanów niestabilnych*  
 M. J. J. Fombon (firma SOLEA-TACCUSEL) *Najnowsze osiągnięcia w dziedzinie elektrochemicznej aparatury analitycznej i badawczej*  
 M. L. D. Nguyen (CIAME-CNRS) *Aparatura naukowa we Francji*  
 M. F. Danion (firma PROLABO) *Chromatografia cieczowa wysokiej rozdzielczości*  
 M. J. Bessot (firma ALCATEL) *Ostatnie osiągnięcia w technologii wykonywania układów mikroelektronicznych metodą trawienia jonowego*  
 M. H. Stehle (firma SOPRA) *Spektroskopia przy użyciu manochromatora o wysokiej zdolności rozdzielczej i lasera przestrajalnego*

Przeprowadzono również rozmowy dotyczące organizacji dalszej współpracy naukowo-technicznej między PAN, MNSzWiT oraz ACJM. Na wystawie przedstawiono aparaturę do badań fizyko-chemicznych, optycznych, urządzenia laserowe, aparaturę do badań w ultra wysokiej próżni (w szczególności do badań powierzchni), jak również odczynniki chemiczne.

Wystawę zwiedziło ponad tysiąc osób z różnych ośrodków naukowych i przemysłowych kraju.

Mirosława Jastrzębska

W Centrum Badań Jądrowych w Karlsruhe (KfK) oceniono wiek naszego układu słonecznego na 10 miliardów lat. Otrzymana wartość jest niezależnym potwierdzeniem wieku wyznaczonego metodami astronomicznymi. W procesie powstawania pierwiastków, jądra ciężkich atomów tworzyły się w wysokich temperaturach przez „stopienie” lżejszych jąder i wychwyty neutronów. Powstawały wtedy również pierwiastki promieniotwórcze. Znając ich stałe rozpadu można obliczyć czas, jaki upłynął od ich powstania. Precyzja oszacowania wieku zależy od dokładności wyznaczenia przekroju czynnego na wychwyty neutronów.

W Instytucie Stosowanej Fizyki Jądrowej KfK wybrano do tych badań  $^{176}\text{Lu}$  o czasie połowicznego zaniku  $36 \times 10^9$  lat. Izotop ten powstaje drogą tzw. procesu *s* w temperaturze wyższej od  $3 \times 10^8$  K przez wychwyty powolnych neutronów. Przekroje czynne, których wartość jest tu miarodajna, mogą być wyznaczone w laboratorium przy pomocy akceleratorów nadających protonom niezbyt wysokie energie. Wiązka protonów o energii 3 MeV padała na tarczę litową, która stawała się źródłem neutronów o energii 30 keV, co odpowiada temperaturze ponad  $3 \times 10^8$  K. Dokładność tej metody wynosi  $\pm(4 \times 10^9)$  lat i jest na poziomie dokładności innych metod wyznaczania wieku. Poprawienie dokładności wyznaczania przekrojów czynnych pozwoli na zwiększenie dokładności wyznaczania wieku układu słonecznego tą metodą.

Phys. Bl. 36, No 9 (1980)

B. W.

## Fizyka — kierunki rozwoju

W jednym z ubiegłorocznych numerów *Current Contents - Physical, Chemical and Earth Sciences* (20, No 30 (1980)) prezes amerykańskiego Instytutu Informacji Naukowej (ISI) E. Garfield opublikował artykuł „Najczęściej cytowane w latach 1977–1979 prace opublikowane w 1977 roku”. Zamierzeniem autora było zidentyfikowanie „gorących” kierunków rozwoju fizyki ostatnich lat. Analizie (komputerowej) poddano prace opu-

blikowane w 28 czasopismach, z których najczęściej były wymieniane: *Phys. Rev. Lett.*, *Phys. Lett. B.*, *Nucl. Phys. B.*, *Phys. Rev. D.*, *Astrophys. J.*, *Phys. Rev. B.* Cytowane prace są w 21 przypadkach napisane przez jednego autora, w 34 przez dwóch autorów, w 17 przez trzech i w 6 przez czterech autorów. Rekordową liczbę autorów, bo aż 51, ma praca opublikowana w *Nucl. Phys. B.* **118**, 218 (1977) („Determination of the neutral to charged current inclusive cross-section ratio for V and N interactions in the „gargamelle” experiment”).

Badaniom zostały poddane następujące kierunki fizyki: teoria pola (najczęściej cytowana — 84 razy — praca T. P. Cheng, L. F. Li, „Non conservation of separate  $\mu^-$  and  $e^-$  lepton numbers in gauge theories with  $V+A$  currents”, *Phys. Rev. Lett.* **38**, 381 (1977)), fizyka teoretyczna cząstek elementarnych (najczęściej cytowana — 129 razy — praca R. D. Field, R. P. Feynman „Quark elastic scattering as a source of high-transverse-momentum mesons” *Phys. Rev. D* **15**, 2590 (1977)), fizyka doświadczalna cząstek elementarnych (najczęściej cytowana — 171 razy — praca S. W. Herb i 15 współautorów „Observation of a dimuon resonance at 9.5 GeV in 400 GeV proton-nucleus collisions” *Phys. Rev. Lett.* **39**, 252 (1977)), fizyka fazy skondensowanej (najczęściej cytowana — 69 razy — praca I. V. José et al. „Renormalization, vortices and symmetry — breaking perturbations in the two-dimensional planar model” *Phys. Rev. B.* **16**, 1217 (1977)), chemia fizyczna (najczęściej cytowana — 47 razy — praca P. C. Hohenberg, B. I. Halperin „Theory of dynamic critical phenomena” *Rev. Mod. Phys.* **49**, 435 (1977)), fizyka atomowa i molekularna (najczęściej cytowana — 64 razy — praca M. I. Coggiola et al. „Molecular beam study of multiphoton dissociation of  $SF_6$ ” *Phys. Rev. Lett.* **38**, 17 (1977)).

Na uwagę zasługuje również lista instytucji, które firmowały publikacje: Harvard University, University of California, MIT, Stanford University, Fermi National Accelerator Laboratory, CERN, State University of New York.

Można mieć różnorodne zastrzeżenia co do sposobu komputerowego analizowania kierunków rozwoju współczesnej fizyki, jednakże analiza ta zapewne daje jakąś możliwość ogólnego spojrzenia na fizykę końca XX wieku.

Krzysztof Sienicki

## ile prac odrzuca *Phys. Rev.*?

W sprawozdaniu rocznym redakcji *Physical Review* i *Physical Review Letters* znajdujemy ciekawą statystykę:

	1969	1974	1979
Liczba członków Amerykańskiego Tow. Fizycznego	27 300	28 575	30 448
Liczba publikacji w <i>Phys. Rev.</i>	3 194	4 371	3 641
Liczba notatek w <i>Phys. Rev. Lett.</i>	952	941	1 075

W 1979 r. *Phys. Rev.* nie opublikowało ok. 20% nadesłanych prac z przyczyny: odrzucone przez redakcję, wycofane przez autorów, odesłane autorom z sugestią opublikowania w innym czasopiśmie. Najwięcej artykułów nie przyjęto do *Phys. Rev. D (Fields and Particles)*, najmniej do *Phys. Rev. C (Nuclear Physics)* — 13%. *Phys. Rev. Lett.* nie przyjęło do druku ok. 56% nadesłanych listów.

Dla porównania: *Acta Physica Polonica* nie przyjmuje do druku ok. 30% nadsyłanych prac.

*Bull. Am. Phys. Soc.* **25**, No 6 (1980)

B. W.

Christian M ller  
(1904—1980)

Dnia 14 stycznia 1980 roku zmarł Christian M ller, wybitny duński fizyk-teoretyk. Urodzony 22 grudnia 1904 roku, Christian M ller studiował na uniwersytetach w Kopenhadze, Rzymie i Cambridge. Od 1933 roku był pracownikiem Uniwersytetu Kopenhaskiego: początkowo wykładowcą, później docentem (1940—43) i profesorem (1943—75). W latach 1954—57 kierował grupą fizyki teoretycznej w CERNie (Genewa), a od roku 1957 do 1971 był dyrektorem NORDITA (Kopenhaga). Christian M ller był członkiem Królewskich Akademii Nauk Danii, Norwegii i Szwecji; był także wyróżniony medalami R mnera i  rstedta.

Prace M llera dotyczą zarówno fizyki kwantowej, jak i klasycznej, ogólnej teorii względności.



C. Møller w rozmowie z A. Trautmanem podczas sympozjum Międzynarodowej Unii Astronomicznej w Warszawie w 1973 r.

Do języka fizyki weszły na trwałe pojęcia „rozpraszanie Møllera” (rozpraszanie elektronów na elektronach) i „operator Møllera”. W ostatnich trzydziestu latach zainteresowania Møllera sku-

piły się wokół zagadnień teorii względności. Wiele uwagi poświęcił problematyce pojęcia energii i pędu pola grawitacyjnego. Jest on autorem znanego podręcznika teorii względności, którego pierwsze wydanie ukazało się w 1952 r.

Christian Møller ma także poważne zasługi dla rozwoju współpracy międzynarodowej w dziedzinie nauki. Był on jednym z inicjatorów i głównym organizatorem NORDITA, instytutu poświęconego badaniom w dziedzinie teoretycznej fizyki jądrowej, skupiającego fizyków skandynawskich i duńskich, goszczącego także fizyków z innych krajów, w tym z Polski. Møller był w latach 1971—74 prezesem Międzynarodowego Komitetu Teorii Względności i Grawitacji oraz przyczynił się do przekształcenia tego Komitetu w międzynarodowe towarzystwo.

Kilkakrotnie odwiedzał Polskę: brał czynny udział w III Międzynarodowej Konferencji Teorii Względności i Grawitacji w Jabłonie (1962) i w Sympozjum Międzynarodowej Unii Astronomicznej, poświęconemu promieniowaniu grawitacyjnemu i zjawisku grawitacyjnego zapadania (Warszawa, 1973).

*Andrzej Trautman*

#### **W. Żuk (1916—1981)**

Dnia 13 stycznia 1981 r. zmarł Włodzimierz Żuk, profesor zwyczajny w Instytucie Fizyki UMCS, członek PTF i wielokrotny przewodniczący Oddziału Lubelskiego PTF. Obszerniejsze wspomnienie zamieścimy w jednym z następnych zeszytów.

## KALENDARZ IMPREZ

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

### KONFERENCJE 1981

21 — 23 września 1981, Słupsk

**2<sup>nd</sup> Maritime Microtrace Spectrometry Conference (MUMS).**

H. Szmaciński, IF WSP, Arciszewskiego 22, 76-200 Słupsk, ang. i pol.

21 — 25 września 1981, Lublin

**XXVII Zjazd Fizyków Polskich. PTF, prof. S. Szpikowski, Oddział Lubelski PTF, Pl, Marii Curie-Skłodowskiej 1, 20-031 Lublin, tel. 38-241.**

O: 400 zł, członkowie PTF 300 zł.

22 — 25 września 1981, Wrocław

**IV Int. Conf. on Cristal Fields and Structure Defects. Inst. Niskich Temperatur i Badań Strukturalnych PAN, W. Suski, INTiBS, Kolejowa 59, 53-510 Wrocław, tel. 44-33-45.**

12 — 14 października 1981, Warszawa

**Konferencja Sekcji i Grupy Roboczej Fizyki, Komitet Badań Kosmicznych PAN i Centrum Badań Kosmicznych PAN, dr Z. Kłos, CBK PAN, Ordona 21, 01-237 Warszawa, tel. 36-28-41.**

1 — 2 grudnia 1981, Kraków

**Ogólnopolskie Seminarium Magnetycznego Rezonansu Jądrowego. Inst. Fizyki Jądrowej, prof. J. Hennel, Radzikowskiego 152, 31-342 Kraków, tel. 70-222.**

grudzień 1981, Toruń

**14<sup>th</sup> Symposium on Mathematical Physics. Instytut Fizyki UMK, Grudziądzka 5/7, 87-100 Toruń.**

## SZKOŁY 1981

17 — 23 września 1981, Cetniewo

**III Międzynarodowa Szkoła Optoelektroniki Półprzewodnikowej.** Instytut Fizyki PAN, dr M. Herman, Al. Lotników 32/46, 02-668 Warszawa, tel. 43-70-01.  
P, ang., O: 5600 zł.

wrzesień 1981, Mikołajki

**XIV Summer School on Nuclear Structure.** Inst. Fizyki Doświadczalnej UW, Hoża 69, 00-681 Warszawa.

## KONFERENCJE 1982

16 — 18 lutego 1982, Jabłonna

**III Krajowe Sympozjum na temat Światłowodów i ich Zastosowań.** Komitet Elektroniki i Telekomunikacji PAN, Instytut Łączności, Samodzielna Pracownia Telekomunikacji Optycznej, Szachowa 1, 04-894 Warszawa.  
Z: 10. 6. 81, A: 10. 6. 81.

23 — 27 sierpnia 1982, Poznań

**XXII Kongres Ampère'a: Rezonans Magnetyczny i Zjawiska Pokrewne.** Inst. Fizyki Molekularnej PAN, prof. J. Stankowski, Smoluchowskiego 17/19, 60-179 Poznań.  
Z: 4. 6. 82, A: 15. 9. 81, P, ang., O: 100 \$.

wrzesień 1982, Warszawa

**Solid State Physics under High Pressure** Inst. Chemii Fizycznej PAN, prof. B. Baranowski, Kasprzaka 44/52, 01-224 Warszawa.  
U: 200, ang.

## DO CZŁONKÓW PTF

Przypominamy Członkom PTF, że prenumeratę za *Postępy Fizyki*, w wysokości zł 67,50, na rok 1982 należy wpłacać do końca lipca 1981 r. na konta Oddziałów PFT.

Osoby nie będące członkami PTF obowiązują warunki prenumeraty podane na okładce zeszytu.

## Informacje dla autorów

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

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

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

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

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

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

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

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

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

9. Spis literatury winien być sporządzony według wzoru:

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

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

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

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

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

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

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

## POSTĘPY FIZYKI

(dwumiesięcznik)

### *Warunki prenumeraty czasopisma*

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

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

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

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

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

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

### INFORMATION FOR SUBSCRIBERS

A subscription order can be sent through the local press distributors or directly to the Foreign Trade Enterprise ARS POLONA—RUCH, 00-680 Warszawa, Krakowskie Przedmieście 7, Poland. Our banker: Bank Handlowy S. A., Warszawa, Poland.

**Tylko prenumerata zapewnia regularne otrzymywanie pisma**



## TREŚĆ

S. Pokorski, T. R. Taylor — Czy chromodynamika kwantowa jest teorią oddziaływań silnych?	215
C. J. Thompson — Mechanika statystyczna przejść fazowych (tłum. M. Cieplak)	241
A. Oleś — Metody eksperymentalne wyznaczania magnetycznych wykładników krytycznych	267
RÓŻNE	
S. Król — 75 lat wzoru $E = mc^2$	283
ZAGADNIENIA DYDAKTYKI FIZYKI W SZKOŁACH WYŻSZYCH	
P. E. Tomaszewski — „Przedszkola” kuźnią kadr polskiej fizyki. W 15-lecie działalności Przedszkoli Fizyki Doświadczalnej i Teoretycznej	303
ZE ZJAZDÓW I KONFERENCJI	309
RECENZJE	315
LIST DO REDAKCJI	319
KRONIKA	323

## CONTENTS

S. Pokorski, T. R. Taylor — Is Quantum Chromodynamics the Theory of Strong Interactions?	215
C. J. Thompson — The Statistical Mechanics of Phase Transitions	241
A. Oleś — Experimental Methods of Determination of the Magnetic Critical Exponents	267
MISCELLANEA	
S. Król — 75 Years of the Equation $E = mc^2$	283
PROBLEMS OF TEACHING PHYSICS IN ACADEMIC SCHOOLS	
P. E. Tomaszewski — „Kindergarten” — a Training Centre of Polish Physicists: 15 Years of Activity of „Kindergartens” of Experimental and Theoretical Physics	303
MEETINGS AND CONFERENCES	309
REVIEWS	315
LETTER TO THE EDITOR	319
CHRONICLE	323