

---

PTF

# POSTĘPY FIZYKI

DWUMIESIĘCZNIK  
POŚWIĘCONY  
UPOWSZECHNIANIU  
WIEDZY  
FIZYCZNEJ

TOM 37  
ZESZYT 5  
1986

---

ZARZĄD

Prezes

Prof. dr TADEUSZ SKALIŃSKI

Wiceprezesa

Prof. dr JERZY KOŁODZIEJCZAK  
Prof. dr ANDRZEJ OLEŚ

Sekretarz Generalny

Doc. dr JANUSZ KONOPKA

Skarbnik

Prof. dr JERZY WDOWCZYK

Członkowie Zarządu

Dr TERESA BIAŁECKA  
Prof. dr FRANCISZEK KACZMAREK  
Prof. dr STANISŁAW ŁĘGOWSKI  
Prof. dr CECYLIA WESOŁOWSKA

Zastępcy Członków Zarządu

Prof. dr TOMASZ GOWOREK  
Doc. dr TADEUSZ PNIEWSKI  
Doc. dr IZABELA SOSNOWSKA

oraz redaktorzy naczelni czasopism PTF

Prof. dr ADAM SOBICZEWSKI — *Postępy Fizyki*  
Prof. dr WIESŁAW CZYŻ — *Acta Physica Polonica*  
Mgr MACIEJ JĘDRZEJCZAK — *Delta*  
Prof. dr ROMAN INGARDEN — *Reports on Mathematical Physics*

Przewodniczący Oddziałów Towarzystwa

Doc. dr MICHAŁ ŚWIĘCKI (Białystok)  
Dr BRONISŁAW GRZEGORZEWSKI (Bydgoszcz)  
Doc. dr BOGDAN CAŁUSIŃSKI (Częstochowa)  
Doc. dr JERZY GRZYWACZ (Gdańsk)  
Dr MIECZYSLAW F. PAZDUR (Gliwice)  
Dr MARIAN DRZAZGA (Katowice)  
Doc. dr MARIAN KARGOL (Kielce)  
Prof. dr ANDRZEJ BUDZANOWSKI (Kraków)  
Doc. dr MIECZYSLAW BUDZYŃSKI (Lublin)

Doc. dr STANISŁAW MICHALAK (Łódź)  
Dr ANTONI GOLY (Opole)  
Doc. dr TADEUSZ HILCZER (Poznań)  
Prof. dr ALEKSANDER SZYMAŃSKI (Rzeszów)  
Dr HENRYK WREMBEL (Ślupsk)  
Doc. dr TADEUSZ REWAJ (Szczecin)  
Prof. dr ROMAN S. INGARDEN (Toruń)  
Prof. dr MARIAN GRYNBERG (Warszawa)  
Prof. dr EUGENIUSZ JAGOSZEWSKI (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 37, ZESZYT 5

PAŃSTWOWE WYDAWNICTWO NAUKOWE  
1986

## RADA REDAKCYJNA

Ludwik Natanson, Leonard Sosnowski, Przemysław Zieliński

## KOMITET REDAKCYJNY

*Redaktor Naczelny* — Adam Sobiczewski

*Członkowie Redakcji* — Tomasz Dietl, Magdalena Staszal, Barbara Wojtowicz

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

### Korespondenci Oddziałów PTF

mgr *Piotr Malinowski* (Białystok)  
dr *Romualda Pfranger* (Częstochowa)  
dr *Stanisław Zachara* (Gdańsk)  
dr *Eugeniusz Soczkiewicz* (Gliwice)  
dr *Janusz Frąckowiak* (Katowice)  
dr *Stanisław Kaluża* (Kielce)  
dr *Anna Kapuścik* (Kraków)  
mgr *Józef Pomorski* (Lublin)  
prof. dr *Leszek Wojtczak* (Łódź)  
dr *Wojciech Wojtanowski* (Opole)  
prof. dr *Andrzej Graja* (Poznań)  
mgr *Ewa Weinert-Rączka* (Szczecin)  
doc. dr *Hanna Męczyńska* (Toruń)  
dr *Wanda Ejchart* (Warszawa)  
dr *Bernard Jancewicz* (Wrocław)

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

Nakład 2060+90 egz. Ark. wyd. 8,25 Ark. druk. 6<sup>2</sup>/<sub>10</sub>+1 wkl. Papier druk. sat. kl. IV. 70×100, 71 g. Oddano do składania w czerwcu 1986 r. Podpisano do druku w listopadzie 1986. Druk ukończono w listopadzie 1986. Zam. 352/86. Cena zł 90,—

*Drukarnia Uniwersytetu Jagiellońskiego, Kraków, Manifestu Lipcowego 13*

*Janusz Eluszkiewicz*

Instytut Geofizyki  
Uniwersytet Warszawski  
Warszawa

*Marek Cieplak*

Instytut Fizyki Teoretycznej  
Uniwersytet Warszawski  
Warszawa

## Błądzenie przypadkowe na fraktalach

### Random Walks on Fractals

*Abstract:* The paper reviews those fractal concepts which could be of interest to physicists and outlines some of the current fractal-related physics. Various effective dimensionalities (fractal, topological, connectivity and spectral) are introduced and explained. The concepts of the lacunarity and of the order of ramification are described. A particular emphasis is placed on understanding of random walks on fractals. A detailed discussion of the Alexander and Orbach theory of the random walk exponent (for the mean square displacement) is presented. This theory explains the exponent in terms of the fractal and spectral dimensionalities. As an example the random walk exponent for the Koch curve is calculated by means of a decimation procedure.

### 1. Wstęp

Dlaczego tradycyjna geometria wydaje się często „pozbawiona życia”? Jednym z powodów jest fakt, że za jej pomocą nie możemy opisywać kształtów dobrze znanych obiektów takich jak chmury, linie brzegowe, góry, drzewa czy wreszcie sieć naczyń krwionośnych. Chmury nie są kulami, linie brzegowe okręgami, góry stożkami, drzewa nie są gładkie itd. Napotymane w przyrodzie kształty są tak nieregularne i rozczłonkowane, że w porównaniu z figurami euklidesowymi wykazują jakościowo różny poziom złożoności. Liczba różnych skal długości występujących w rzeczywistych obiektach może być praktycznie nieskończona.

Urodzony w Polsce, a wykształcony we Francji matematyk Benoit Mandelbrot wymyślił nową geometrię przyrody i zastosował ją w wielu różnorodnych dziedzinach [1]. Opisuje ona wiele spośród otaczających nas nieregularnych kształtów i prowadzi do użytecznych teorii poprzez wyróżnienie obiektów nazwanych przez Mendelbrota **fraktalami**. Słowo „fraktal” jest neologizmem wyprowadzonym od łacińskiego przymiotnika *fractus* = połamany, oddającym zarówno nieregularną jak i rozczłonkowaną naturę obiektów, do których się odnosi. W geometrycznych opisach przyrody najczęściej pojawiają się fraktale przypadkowe, w których zarówno regularności jak i nieregularności mają charakter statystyczny. Większość fraktali odznacza się niezmienniczością względem skalo-

wania, co oznacza, że ich stopień nieregularności i/lub rozczłonkowania jest identyczny dla wszystkich skal.

Obecny artykuł jest próbą przedstawienia fraktali czytelnikom polskim. Składa się on z dwóch części. W pierwszej z nich podejmujemy próbę nieco pogłębionej odpowiedzi na pytanie: co to są fraktale? Oprócz podania ścisłej definicji dla dogodzenia „purystom” oraz omówienia niektórych geometrycznych aspektów opisu fraktali, przytaczamy w niej pewną ilość przykładów, które powinny pomóc przyswoić sobie to pojęcie w sposób intuicyjny. W drugiej części artykułu opisujemy niektóre zjawiska fizyczne zachodzące na fraktalach. Okazuje się, że różnice w przebiegu procesów fizycznych na fraktalach i w przestrzeniach euklidesowych spowodowane są głównie inną symetrią w obu przypadkach. Przestrzenie euklidesowe posiadają bowiem symetrię translacyjną, podczas gdy dla fraktali charakterystyczna jest symetria dylatacyjna. Prowadzi to w szczególności do innego zachowania się gęstości nieskoenergetycznych stanów wzbudzonych. Dużo miejsca poświęcamy w tej części błędzeniu przypadkowemu na fraktalach i porównaniu go z błędzeniem przypadkowym na sieciach euklidesowych.

## 2. Co to są fraktale?

### 2.1. Wymiar topologiczny a wymiar fraktalny. Definicja fraktali

Mandelbrot [1] definiuje fraktale jako podzbiory przestrzeni euklidesowej  $\mathbf{R}^d$  (przestrzeni  $d$  zmiennych rzeczywistych), których wymiar Hausdorffa jest ściśle większy od wymiaru topologicznego. Taka definicja niczego oczywiście nie wyjaśnia, dopóki nie zrozumiemy występujących w niej pojęć. Zaczniemy od wymiaru topologicznego [2].

Każdy z nas, zapytany o wymiar odcinka czy kwadratu, bez wahania odpowie, że wynosi on odpowiednio 1 i 2. Zgodzimy się również że wymiar nie ulega zmianie przy takiej deformacji figury, która polega na jej dowolnym wyginaniu, rozciąganiu lub kurczeniu — odcinek pozostaje jednowymiarowy po zgięciu go w półokrąg, wymiar kwadratu zwiniętego w rurkę nadal jest równy 2. Przekształcenia figur, o których jest tutaj mowa (ale już nie np. rozcinanie czy sklejanie) noszą nazwę homeomorfizmów. Te właściwości figur, które nie ulegają zmianie pod wpływem homeomorfizmów, noszą nazwę niezmienników topologicznych. Niezmiennikiem jest w szczególności wymiar topologiczny  $d_t$ , o którym do tej pory mówiliśmy. Wymiar ten jest zdefiniowany jako taka najmniejsza liczba naturalna  $d_t$ , że istnieje pokrycie figury dowolnie małymi zbiorami domkniętymi, dla którego każdy punkt należy do co najwyżej  $d_t + 1$  zbiorów<sup>1</sup>.

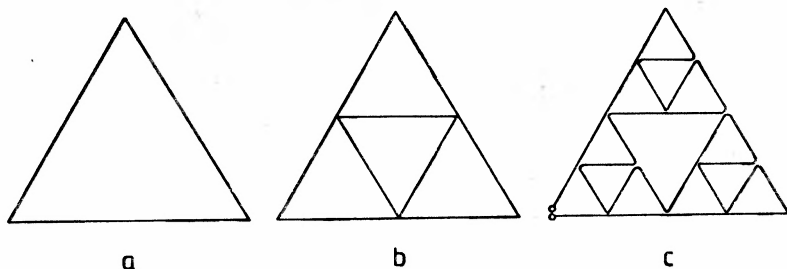
Okazuje się, że na wymiar odcinka, kwadratu czy sześciangu można spojrzeć inaczej. Zauważmy, że odcinek można podzielić na  $N = n^1$  części podobnych do wyjściowego w stosunku  $1/n$ , kwadrat można podzielić na  $n^2$  części podobnych w stosunku  $1/n$  do całego

<sup>1</sup> Znalezienie poprawnej definicji wymiaru topologicznego okazało się trudne. Od każdej takiej definicji żądamy bowiem aby: 1) była zgodna z intuicją w szczególności wymiar topologiczny przestrzeni euklidesowej  $\mathbf{R}^d$  musi być równy  $d$ ; 2) była stosowalna do dowolnej figury; 3) określała wymiar w sposób topologiczny niezmienniczy. Liczne wysiłki podejmowane w tym zakresie od lat osiemdziesiątych XIX wieku zostały uwieńczone powodzeniem dopiero w latach 20. naszego stulecia w pracach Brouwera, Manguera, Urysohna i Lebesgue’a.

kwadratu, dla sześcianu otrzymamy  $n^3$  takich części. Wymiar wymienionych figur możemy więc określić jako liczbę  $d_p$  taką, że całą figurę można podzielić na  $N = n^{d_p}$  części podobnych w stosunku  $r = 1/n$  do całej figury (żądamy przy tym, aby liczba  $N$  była naturalna, natomiast liczba  $n$  nie musi być całkowita). Mamy wtedy

$$d_p = \ln N / \ln \frac{1}{r}. \quad (1)$$

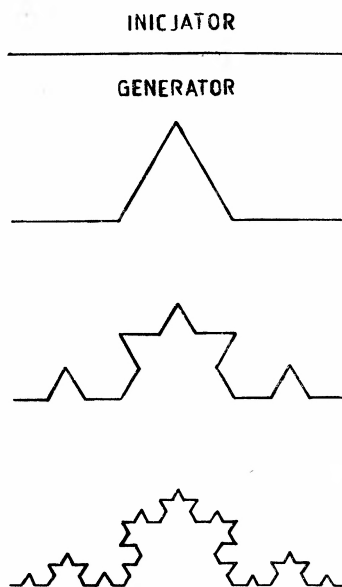
Tak określony wymiar nosi nazwę wymiaru podobieństwa. Definicja wymiaru  $d_p$  znajduje zastosowanie tylko w odniesieniu do wąskiej klasy zbiorów, nazywanych figurami samopodobnymi lub niezmienniczymi względem skalowania. Figury samopodobne konstruujemy zastępując kolejno trójkąty, kwadraty lub innego rodzaju segmenty przez bardziej skomplikowane zbiory składające się z mniejszych trójkątów, kwadratów itp. Przykładem może być  $d$ -wymiarowy trójkąt Sierpińskiego („ $d$ -wymiarowy” odnosi się do przestrzeni euklidesowej  $\mathbf{R}^d$ , w której dana figura jest zanurzona). Konstruujemy go rozpoczynając od  $d$ -wymiarowego hiperczworościanu. Przez połączenie środków krawędzi tworzymy  $d+1$  nowych narożnych hiperczworościanów. Usuwamy środek (ograniczony przez ściany tych nowych czworościanów) i powtarzamy procedurę w stosunku do nowo powstałych czworościanów (na rys. 1 zilustrowany jest przypadek  $d = 2$ ). W każdym kroku zmniejszamy skalę długości o czynnik  $r = \frac{1}{2}$ , tworząc  $N = d+1$  nowych jednostek. Tak więc dla trójkąta Sierpińskiego  $d_p = \frac{\ln(d+1)}{\ln 2}$ . Natomiast wymiar topologiczny tej figury równy jest 1, gdyż trójkąt Sierpińskiego (czy ściślej krzywą trójkątną Sierpińskiego) uzyskać można drogą deformacji odcinka (por. rys. 1c).



Rys.1. 2-wymiarowy trójkąt Sierpińskiego ( $d_t = 1$ ,  $d_p = \ln 3 / \ln 2$ ). a) 1-ty, b) zerowy i pierwszy krok konstrukcji, c) drugi krok konstrukcji. Rysunek ten pokazuje, w jaki sposób trójkąt Sierpińskiego można uzyskać drogą topologicznego przekształcenia odcinka

W roku 1904 szwedzki matematyk Helge von Koch opisał konstrukcję „patologicznej” krzywej — ciągłej, ale nie posiadającej stycznej w żadnym punkcie. Pierwsze kroki konstrukcji krzywej Kocha przedstawione są na rys. 2. Oryginalnie jednostką podstawową, czyli tzw. inicjatorem, był trójkąt równoboczny — figura przedstawiona na rys. 2 stanowi trzecią część triadycznej krzywej Kocha (oryginalna krzywa Kocha, z trójkątem równobocznym jako inicjatorem, nie jest samopodobna!). W każdym kroku konstrukcji liczba segmentów rośnie  $N = 4$  razy, a ich rozmiary liniowe maleją  $1/r = 3$  razy. Wymiar podo-

bieństwa krzywej Kocha wynosi więc  $\frac{\ln 4}{\ln 3} \approx 1.26$ . Łatwo przy tym sprawdzić, że długość krzywej Kocha rośnie jak  $\epsilon^{1-d_p}$ , gdzie  $\epsilon$  oznacza długość najmniejszego odróżnialnego w skończonym kroku konstrukcji segmentu. Krzywa Kocha zachowuje się więc tak, jak wybrzeże morskie, którego długość rośnie w miarę uwzględniania zatok i cypli o coraz mniejszych rozmiarach.



Rys. 2. Krzywa Kocha ( $d_t = 1$ ,  $d_p = \ln 4 / \ln 3$ ). W każdym kroku konstrukcji zastępujemy odcinki zmniejszonymi kopiami generatora

Kolejnym przykładem figury samopodobnej jest zbiór Cantora  $\mathcal{C}$ . Zbiór ten otrzymujemy z odcinka  $[0, 1]$ , wyrzucając z niego środkowy odcinek o długości  $\frac{1}{3}$  (bez końców), a następnie z każdego z pozostałych odcinków wyrzucamy znowu środkowe trzecie części i kontynuujemy ten proces w nieskończoność. Mamy tutaj  $N = 2$  oraz  $r = \frac{1}{3}$ , a więc

$d_p = \frac{\ln 2}{\ln 3}$ . Wymiar topologiczny zbioru Cantora jest równy 0 — jest więc on taki sam jak

wymiar topologiczny punktu [3]. Na opisaną konstrukcję możemy spojrzeć jako na kaskadę wirów. Początkowo masa rozłożona jest równomiernie na odcinku  $[0, 1]$ . W pierwszym kroku w środku tego odcinka powstaje wir, który przemieszcza po połowie masy do skrajnych trzecich części odcinka. W drugim kroku mniejsze wiry powstają w tych skrajnych częściach, przemieszczając równe masy do ich skrajnych trzecich części (o długości  $\frac{1}{9}$ ) itd. Widzimy, że w procesie tym masa jest zachowana. Taki sposób konstrukcji zbioru Cantora posiada uogólnienie, o którym piszemy w par. 2.6. Zauważmy, że zakres samopodobieństwa zbioru Cantora jest ograniczony z góry przez 1 (długość inicjatora), natomiast z dołu przez  $r^k$  (długość odcinków powstających w  $k$ -tym kroku konstrukcji). Mówimy o istnieniu górnego i dolnego odcięcia dla symetrii samopodobieństwa. Odcięcia te ozna-



czamy odpowiednio przez  $\Phi$  i  $\varphi$ . Odcięcie dolne zmniejszamy wykonując kolejne kroki konstrukcji, natomiast odcięcie górne zwiększamy przez ekstrapolację, powiększając zbiór Cantora w stosunku  $b = 1/r$ . Możemy również jednocześnie zmieniać oba odcięcia, np. wykonując za każdym razem dwie interpolacje i jedną ekstrapolację. W tym przypadku w każdym kroku  $\Phi$  rośnie, natomiast  $\varphi$  maleje  $b$  razy.

Wymiar podobieństwa jest szczególnym przypadkiem wymiaru Hausdorffa [4, 5], który daje się określić dla dowolnego zbioru w przestrzeni euklidesowej. Wymiar Hausdorffa, zwany obecnie najczęściej wymiarem fraktalnym, nie musi być, w przeciwieństwie do wymiaru topologicznego, liczbą całkowitą. Jest on pojęciem metrycznym, tzn. można go zdefiniować dla dowolnej przestrzeni metrycznej. W szczególności dwie figury homeomorficzne mogą mieć różny wymiar Hausdorffa.

Wymiar Hausdorffa wprowadza się poprzez zdefiniowanie miary  $p$ -wymiarowej. Aby przybliżyć Czytelnikowi to pojęcie zauważmy, że miara liniowa wielokąta (tzn. długość jego obwodu) równa jest sumie długości poszczególnych boków, tzn. długości podniesionych do potęgi  $d_f = 1$ , równej wymiarowi euklidesowemu linii prostej. Miara powierzchniowa (czyli po prostu powierzchnia) domkniętego wnętrza wielokąta może być obliczona przez pokrycie tego wnętrza kwadratami i dodanie długości boków kwadratów podniesionych do potęgi  $d_f = 2$ , równej wymiarowi euklidesowemu płaszczyzny. Miarę  $p$ -wymiarową dowolnego zbioru otrzymujemy pokrywając zbiór podzbiórami o pewnej ustalonej średnicy, sumując średnice tych podzbiorów podniesione do potęgi  $p$  ( $p$  jest dowolną nieujemną liczbą rzeczywistą), minimalizując po różnych pokryciach o ustalonej średnicy podzbiorów pokrywających i w końcu przechodząc z tą średnicą do zera. Okazuje się, że otrzymany w ten sposób wynik ma szansę być skończonym i różnym od zera tylko dla jednej ściśle określonej wartości  $p$ , nazywanej wymiarem Hausdorffa zbioru i oznaczanej symbolem  $d_f$ . Użycie złej potęgi nie daje sensownej informacji: miara 2-wymiarowa (powierzchnia) krawędzi wielokąta wynosi 0, miara 1-wymiarowa (długość) jego wnętrza jest nieskończona<sup>2</sup>. Obliczenie wymiaru Hausdorffa bezpośrednio z definicji jest w większości przypadków trudne. Na szczęście dla większości figur samopodobnych  $d_f$  pokrywa się z  $d_p$  (w par. 2.6 opisujemy jednak figurę samopodobną, dla której te dwa wymiary nie pokrywają się).

Okazuje się, że w ogólności wymiar topologiczny i wymiar fraktalny spełniają następującą nierówność Szpilrajna [4]

$$d_f \geq d_t. \quad (2)$$

Figury, których wymiar fraktalny jest ściśle większy od wymiaru topologicznego, Mandelbrot nazywa fraktalami. Fraktalami są zatem: krzywa Kocha, krzywa Peano (krzywa ta, o wymiarze topologicznym równym 1, „wypełnia przestrzeń”, a więc jej wymiar fraktalny wynosi  $d$ ), zbiór Cantora i trójkąt Sierpińskiego. W świetle tej definicji fraktalami są na pewno wszystkie figury, których wymiar fraktalny jest niecałkowity. Istnieją jednak fraktale o całkowitym wymiarze fraktalnym, np. trójkąt Sierpińskiego dla  $d = 3$  czy krzywa Peano.

<sup>2</sup> Miara  $d_f$ -wymiarowa figury może być nieskończona lub równa 0. Możemy jedynie powiedzieć, że miara  $p$ -wymiarowa znika dla  $p > d_f$  i jest nieskończona dla  $p < d_f$ .

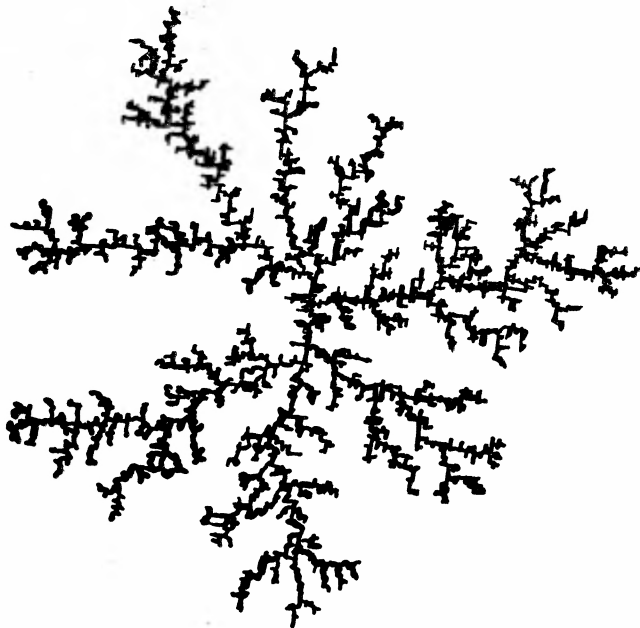
## 2.2. Wymiar podobieństwa obiektów fizycznych

Wiele obiektów fizycznych odznacza się symetrią samopodobieństwa, przynajmniej w znaczeniu statystycznym, w szerokim zakresie skal długości. Dla takich obiektów łatwo wyznaczyć  $d_f$  w sposób przybliżony poprzez określenie masy  $M(L)$  zawartej we fragmencie o charakterystycznym rozmiarze liniowym  $L$ , gdzie  $\varphi < L < \Phi$ . Wymiar fraktalny dany jest wówczas przez zależność

$$M(L) \sim L^{d_f}. \quad (3)$$

Dla  $L > \Phi$  układ traci charakter fraktalny i staje się objektem jednorodnym z  $d_f$  przechodzącym w  $d$ .

Jako przykład zastosowania wzoru (3) rozpatrzmy tu komputerowy model agregacji zaproponowany przez Wittena i Sandera [6]. W środku przestrzeni, tu dwuwymiarowej, umieszczamy cząstkę — „ziarno”. Z obrzeży przestrzeni wypuszczamy następną cząstkę



Rys. 3. Schematyczny kształt obiektu uzyskanego w wyniku agregacji kontrolowanej dyfuzyjnie w numerycznych doświadczeniach Wittena i Sandera [6]

i każemy jej błędzić w sposób przypadkowy. Gdy cząstka znajdzie się w najbliższym sąsiedztwie ziarna, to zostanie doń przyklepiona. Wypuszczamy następną cząstkę, itd. Po pewnym czasie pojawia się wiotka, silnie rozgałęziona struktura z rys. 3 o „gałązkach” pojawiających się w różnych skalach długości. Zliczając liczbę cząstek w kole o zadanym promieniu stwierdza się, że zlepek ten jest fraktalem o  $d_f \approx 1,70$ . W podobny sposób można badać strukturę błyskawic [7].

Definicji (3) użyto również do wyznaczania rozkładu materii we Wszechświecie [1].

Mierząc masę  $M(L)$  zawartą w kuli o promieniu  $L_{d_f}$  i środka na Ziemi uzyskuje się asymptotycznie wynik  $M(L) \sim L$ , przy czym  $d_f \approx 1.23$  [8]. Oczywiście zakres skalowania, w którym  $0 < d_f < 3$  kończy się na wewnętrznym obcięciu wyznaczonym przez obiekty o ściśle określonych kształtach, takich jak planety. Istnieją podstawy do przypuszczeń, że zakres ten obejmuje gwiazdy, dokładniej dane dotyczące wnętrza Drogi Mlecznej sugerują zależność (3) z wartością  $d_f$  uzyskaną z pomiarów odnoszących się do galaktyk. Kwestia, czy  $\Phi < \infty$  (tzn. czy dla dostatecznie dużych skal rozkład materii jest jednorodny z  $d_f = 3$ ) pozostaje otwarta, ale i tak zakres skalowania jest dostatecznie szeroki, aby badać go w kategoriach fraktalnych. Skonstruowano wiele modeli, dających zgodną z obserwacjami wartość  $d_f$ . Niektóre z nich przewidują istnienie stosunkowo dużych „dziur”, tzn. obszarów pozbawionych galaktyk. Kwestia, czy obszary takie rzeczywiście występują, jest ostatnio żywo dyskutowana [9]. Wiąże się ona z problemem „jamistości”, który omawiamy w par. 2.5. Zwróćmy uwagę na to, że do opisu geometrii obiektów fizycznych konieczne jest wprowadzenie co najmniej 3 wymiarów:  $d$ ,  $d_1$  i  $d_f$ . Wymiar fraktalny pozwala precyzyjniej rozróżniać figury niż wymiar topologiczny. Wymiar  $d_f$  jest bowiem miarą złożoności obiektu. Na przykład linie brzegowe wysp czy rzek są w istocie nieskończenie długie. Niemniej, używając słów Mandelbrota [1], pewne linie brzegowe są bardziej nieskończone niż inne. Linie brzegowe różnią się bowiem strukturą zatok. Wymiar  $d_f$  pozwala uchwycić te różnice. Intuicyjnie jest on miarą stopnia, w jakim dany obiekt „wypełnia przestrzeń”.

### 2.3. Błądzenie przypadkowe

Najbardziej chyba znanym w fizyce fraktalem jest trajektoria błądzenia przypadkowego. Symetria samopodobieństwa ma w tym przypadku charakter statystyczny

Rozważmy cząstkę, która w chwili  $t_0$  znajduje się w punkcie  $\mathbf{R}_0$   $d$ -wymiarowej przestrzeni euklidesowej. W kolejnych chwilach  $t_1, t_2, \dots, t_N$  wykonuje ona przesunięcia  $\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, \dots, \mathbf{r}_N$  tak, że w chwili  $t_N$  znajduje się w punkcie

$$\mathbf{R}_N = \mathbf{R}_0 + \sum_{k=1}^N \mathbf{r}_k. \quad (4)$$

Równanie to definiuje błądzenie przypadkowe, jeżeli kroki  $\{\mathbf{r}_k\}$  są wzajemnie niezależnymi zmiennymi losowymi o rozkładach  $p_k(\mathbf{r}_k)$ . Podstawowym problemem teorii błądzeń przypadkowych jest obliczenie prawdopodobieństwa  $P_N(\mathbf{R})d\mathbf{R}$ , że po  $N$  krokach cząstka znajdzie się w przedziale  $(\mathbf{R}, \mathbf{R} + d\mathbf{R})$ . W przypadku, gdy cząstka nie może przebywać w żadnym punkcie więcej niż raz, mówimy o błądzeniu przypadkowym samoomijającym. Błądzenie takie jest użytecznym modelem stosowanym do opisu konfiguracji przestrzennych polimerów [10].

Według przytoczonej definicji przesunięcia  $\{\mathbf{r}_k\}$  są wzajemnie niezależne, a więc żaden krok nie zależy od poprzednich. W przypadku, gdy warunek ten nie jest spełniony, otrzymujemy błądzenie przypadkowe skorelowane. Skrajnym przypadkiem jest błądzenie samoomijające, w którym zasięg korelacji (rozumiany jako liczba kroków poprzedzających dany krok, od których dany krok zależy) jest nieskończony.

Wielkością często badaną w teorii błędzeń przypadkowych jest średnie kwadratowe przesunięcie po  $N$  krokach,  $\langle R_N^2 \rangle$ . W błędzeniu nieskorelowanym  $\langle R_N^2 \rangle$  zachowuje się asymptotycznie jak

$$\langle R_N^2 \rangle \sim N^\kappa, \quad N \rightarrow \infty, \quad (5)$$

gdzie  $\kappa = 1$ , niezależnie od wymiaru euklidesowego przestrzeni, w której odbywa się błędzenie. Zależność (5) jest prawdziwa przy dwóch założeniach: 1) jednakowy rozkład  $p(\mathbf{r})$  dla wszystkich kroków oraz 2) istnienie skończonego drugiego momentu  $\int p(\mathbf{r})r^2 dr$  rozkładu pojedynczego kroku. Wzór (5) z  $\kappa = 1$  jest wówczas bezpośrednim wnioskiem z tzw. centralnego twierdzenia granicznego [11]. Montroll [12] pokazuje, że rezultat ten jest słuszny również dla błędzenia skorelowanego pod warunkiem, że zasięg korelacji jest ustalony i skończony. Barber i Ninham [10] dokonują przeglądu badań numerycznych wskazujących na to, że w błędzeniu samoosimilującym wzór (5) również obowiązuje, ale  $\kappa > 1$ . Przyjmuje się, że  $\kappa = \frac{3}{2}$  dla  $d = 2$  i  $\kappa = \frac{6}{5}$  dla  $d = 3$  niezależnie od rodzaju sieci. Wartości te są szczególnym przypadkiem ogólnego (przybliżonego) wzoru Flory'ego  $\kappa = 6/2 + d$ . Łatwo możemy teraz uzasadnić, że trajektorie błędzenia przypadkowego i błędzenia samoosimilującego są fraktalami. Zauważmy, że wzór (5) możemy przepisać w postaci  $N \sim R_N^{d_w}$ , gdzie  $R_N \equiv \sqrt{\langle R_N^2 \rangle}$  oraz  $d_w = 2/\kappa$ . Liczbę kroków  $N$  możemy uważać za masę ze wzoru (3) (tak, jakby podróżnik gubił ziarnka grochu), natomiast  $R_N$  jest charakterystycznym rozmiarem liniowym. Tak więc  $d_w$ , zwany tutaj wymiarem błędzenia, jest wymiarem fraktalnym błędzenia przypadkowego lub błędzenia samoosimilującego. Wymiar topologiczny obu rodzajów błędzeń równy jest rzecz jasna jedności.

Rozważane tu błędzenia przypadkowe odbywały się na sieciach euklidesowych. A jak będzie przebiegało błędzenie przypadkowe na fraktalach? W par. 3.2 stwierdzimy, że dla zwykłego błędzenia przypadkowego wykładnik  $\kappa$  może być większy od 1, a wymiar fraktalny  $d_w$  przestaje być w ogólności równy 2 i zależy nie tylko od wymiaru fraktalnego sieci, ale także od jeszcze jednego wymiaru: wymiaru spektralnego (patrz par. 3.1).

#### 2.4. Wymiar spójności sieci fraktalnych

Pojęcie wymiaru odgrywa centralną rolę przy opisie różnych obiektów i zjawisk fizycznych za pomocą fraktali. Wymiarowości topologiczna i fraktalna opierają się na ścisłej teorii matematycznej. Oprócz tych „ścisłych” wymiarowości fizycy stosują do opisu fraktali również inne pojęcia wymiaru, nazywając „wymiarem” każdą wielkość, która — pokrywa się z tradycyjną całkowitą wartością wymiaru dla sieci regularnych<sup>3</sup> oraz — nieznacznie zależy od sieci, w szczególności wprowadzenie lub usunięcie skończonej liczby węzłów lub wiązań nie zmienia jej wartości.

Powyższe warunki powinna spełniać każda rozsądna definicja wymiaru efektywnego. W tym paragrafie zapoznamy się z jednym przykładem — wymiarem spójności.

Wymiar spójności  $d_c$  (ang. *connectivity*) charakteryzuje odległość między węzłami grafu modelującego sieć [13]. Ogólnie odległość „chemiczną”  $d(x, y)$  między węzłami  $x$  i  $y$

<sup>3</sup> W artykule tym zajmujemy się głównie procesami fizycznymi zachodzącymi na sieciach. Przez sieć rozumiemy nieskończony graf składający się z węzłów sieci i łączących je nieskierowanych linii zwanych wiązaniami. Sieci regularne to np. sieci hiperkubiczne, natomiast sieci fraktalne to sieci uzyskiwane w skończonym kroku konstrukcji takiej jak opisane w par. 2.1.

definiujemy jako długość najkrótszej drogi łączącej  $x$  i  $y$  wzdłuż wiązań sieci. Dla prostych grafów definicja ta wprowadza metrykę, a przez to pojęcia topologiczne odpowiadające przestrzeniom metrycznym takie jak sfera, kula itd. Odpowiednio definiuje się dwie charakterystyczne liczby. Pierwsza z nich,  $d_{c1}$ , opisuje asymptotyczne zachowanie się objętości  $A(l)$  kuli o promieniu  $l$  ( $l$  całkowite)

$$d_{c1} = \lim_{l \rightarrow \infty} \ln A(l) / \ln l. \quad (6)$$

Dругa określona jest analogicznie na podstawie asymptotycznego zachowania powierzchni  $C(l)$  sfery o promieniu  $l$

$$d_{c2} = 1 + \lim_{l \rightarrow \infty} \ln C(l) / \ln l. \quad (7)$$

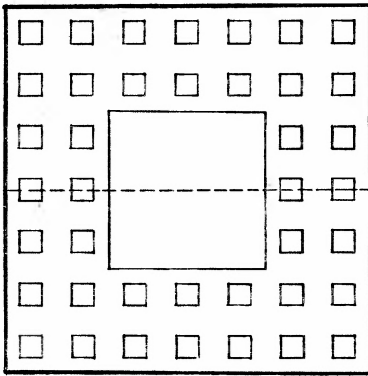
We wzorach (6) i (7) średniujemy po wszystkich możliwych położeniach środka. Tutaj  $A(l)$  (odpowiednio  $C(l)$ ) jest liczbą węzłów sieci, których odległość chemiczna od środka jest nie większa od  $l$  (odpowiednio jest równa  $l$ ). Dla sieci euklidesowych  $d_{c1} = d_{c2} = d$ , co wynika z równoważności wszystkich metryk w przestrzeniach euklidesowych. W przypadku krzywej Kocha (rys. 2) objętość  $A(l)$  kuli o promieniu  $l$  i dowolnym środku wynosi  $2l+1$ , a więc dla tej krzywej  $d_{c1} = 1$ . W podobny sposób stwierdzamy, że  $d_{c2} = 1$ . Dla krzywej Kocha mamy więc  $d_{c1} = d_{c2} \neq d_f$ , a więc wymiar spójności nie musi być równy wymiarowi fraktalnemu. Wymiar  $d_{c1}$  i  $d_{c2}$  nie muszą być w ogólności równe, co więcej nie zawsze dają się dobrze określić nawet dla stosunkowo „regularnych” sieci fraktalnych. Rammal i in. [13] badali numerycznie wymiar spójności 2-wymiarowego trójkąta Sierpińskiego. Dla  $C(l)$  nie znaleźli oni zachowania potęgowego, a więc  $d_{c2}$  nie daje się w prosty sposób określić. Wartość  $d_{c1}$  uzyskana na podstawie pomiarów  $A(l)$  w funkcji  $l$  wyniosła  $1.58 \pm 0.02$ , pokrywała się więc z wymiarem  $d_f$  (można pokazać [13], że  $d_{c1} = d_f$  dla trójkąta Sierpińskiego o dowolnym  $d$ ).

## 2.5. Jamistość

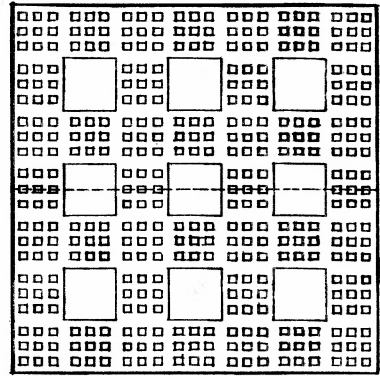
Do tej pory główną rolę przy opisie fraktali odgrywał wymiar fraktalny, najczęściej definiowany poprzez zależności typu współczynnik  $\times$  (wielkość)<sup>wykładnik</sup>. Dotychczas zajmowaliśmy się wyłącznie wykładnikiem. Okazuje się, że chcąc dokładniej poznać strukturę fraktala musimy poświęcić uwagę również współczynnikowi [1].

Fraktale charakteryzują się występowaniem różnej wielkości „jam”. Widać to na rys. 1 oraz na rys. 4, przedstawiającym dwie wersje fraktala zwanego dywanem Sierpińskiego. Okazuje się, że w obu przypadkach wymiar fraktalny, obliczony na podst. równ. (1), jest jednakowy, ale już pobieżne porównanie rys. 4a i 4b uświadamia nam różnice w budowie obu fraktali: dziury („jamy”) w dywanie z rys. 4a są większe. Ogólnie mówimy, że fraktal jest „jamisty”, jeżeli występujące w nim dziury są duże, tzn. zawierają duże odcinki, koła lub kule. Okazuje się, że prościej niż jamistość fraktala można zdefiniować zbiór o zerowej jamistości: zbiór taki przecina każdą sferę w przestrzeni  $\mathbf{R}^d$ , w której jest zanurzony (oznacza to, że jest on wszędzie gęsty w tej przestrzeni)<sup>4</sup>.

<sup>4</sup> Zbiór wszędzie gęsty w  $\mathbf{R}^d$  jest w szczególności zbiorem otwartym (jedynym zbiorem domkniętym wszędzie gęstym jest cała przestrzeń). W par. 2.6 opisany jest fraktal o zerowej jamistości (będący zbiorem otwartym) — wszystkie poznane przez nas dotąd fraktale są zbiorami domkniętymi.



a



b

Rys. 4. Dywany Sierpińskiego o  $b = 7$ ,  $N = 40$ . Przyjmujemy, że długość boku inicjatora wynosi 1. Wymiar  $d_f$  dywanu Sierpińskiego równy jest 1, gdyż można go zbudować z przeliczalnej liczby „nici”. Wymiar podobieństwa wynosi  $d_p = \ln 40 / \ln 7$ . Dywan a) odznacza się dużą, zaś dywan b) małą jamistością. Na rysunkach zaznaczono pyły Cantora, powstające przez poprzeczne przecięcie dywanów. Dla obu pyłów  $d_p = \ln 4 / \ln 7$

W sposób ścisły jamistość definiuje się dla zbiorów położonych na linii prostej. Rozważmy rodzinę zbiorów powstających przez uogólnienie konstrukcji zbioru Cantora, polegające na zmianie wartości  $r$  i  $N$ . Zbiory te Mandelbrot nazywa pyłami Cantora, co ma odzwierciedlać fakt, że  $d_t = 0$ .

W każdym kroku konstrukcji pyłu Cantora dzielimy odcinki powstałe w poprzednim kroku na  $b = \frac{1}{r}$  równych części i pozostawiamy  $N$  z nich. Wymiar fraktalny pyłu Cantora jest więc równy  $\ln N / \ln b$  i może przyjmować dowolną wartość<sup>1</sup> pomiędzy 0 i 1. Zauważamy że nawet przy ustalonym  $N$  i  $b$  (a więc również  $d_f$ ) struktura pyłu Cantora nie jest określona jednoznacznie, bowiem pozycje odcinków pozostawionych w każdym kroku możemy wybierać dowolnie. Możemy je na przykład grupować w dwa skupiska, położone na skrajach odcinka, pozostawiając w środku dużą dziurę o długości  $r^{k-1} - Nr^k = r^{k-1}(1 - Nr)$  ( $k$  jest numerem iteracji). Z drugiej strony możemy podzielić je za pomocą  $N-1$  małych dziur, każda o długości  $r^{k-1} \frac{1 - Nr}{N-1}$ . Kontrast pomiędzy tymi dwoma przypadkami staje się bardziej wyraźny, gdy zwiększamy  $b$  i  $N$  — w pierwszym przypadku dziury są duże, a drugim małe. Mówimy, że pył Cantora ma wtedy odpowiednio maksymalną i minimalną jamistość. Jeżeli pozycje pozostawianych odcinków wybieramy w sposób losowy w każdym kroku konstrukcji, to otrzymujemy przypadkowy pył Cantora.

Przypatrzymy się dwóm pyłom Cantora, utworzonym przez poziome przekroje poprzeczne dywanów na rys. 4. Masa w odcinku o długości  $\frac{2}{7}$  zmienia się dla pyłu na rys. 4a od 0 (gdy odcinek ten położony jest w środkowej dziurze) do  $\frac{1}{2}$  (na skraju pyłu). Dla pyłu na rys. 4b masa ta zmienia się w mniejszych granicach. Powiemy, że pył ten jest mniej jamisty. Rozważmy teraz nieskończenie ekstrapolowany przypadkowy pył Cantora. Załóżmy, że

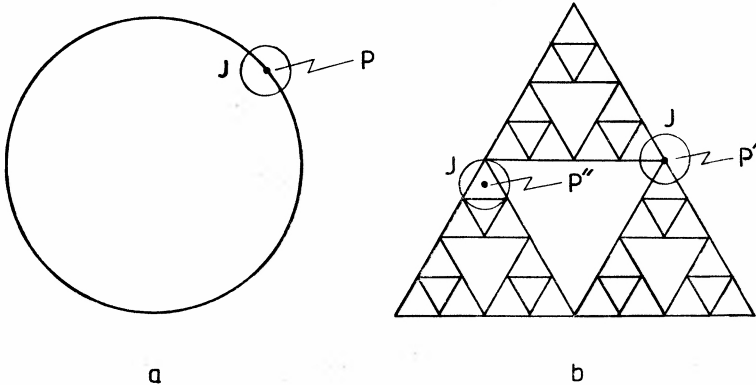
przecina on odcinek  $[0, 1]$  i niech masa zawarta w tym odcinku wynosi  $\langle m \rangle$ . Średnia masa zawarta w odcinku  $[t, t+L] \subset [0, 1]$  wynosi wówczas  $L\langle d^r m \rangle$ . Możemy więc powiedzieć, że masa odcinka o długości  $L$  zawartego w odcinku  $[0, 1]$  jest równa  $mL^{d_f}$ , gdzie  $m$  jest zmienną losową. Odchylenia  $m$  od wartości średniej będą duże dla pyłu o dużej jamistości (takiego jak na rys. 4a) i małe dla pyłu o małej jamistości (rys. 4b). Miarą jamistości jest więc  $\sigma_m^2 := \left\langle \left( \frac{m}{\langle m \rangle} - 1 \right)^2 \right\rangle$ . Zauważmy, że jamistość nie ma nic wspólnego z topologią i służy porównywaniu zbiorów o tym samym  $d_f$ .

Jak już wspominaliśmy, fraktale nie są translacyjnie niezmiennicze. Na przykład zbiór Cantora  $\mathcal{C}$  nawet nie przecina swojego obrazu powstałego przez przesunięcie o  $\frac{1}{3}$ . Z drugiej strony  $\mathcal{C}$  i obraz przesunięty o  $\frac{2}{3}$  mają wspólną połowę  $\mathcal{C}$ . W przypadku maksymalnie jamistego pyłu z  $N \gg 1$  jedynymi translacjami, dającymi wyraźne przekrywanie, są przesunięcia o wektory, których długości zbliżone są do 0 lub 1. W przypadku minimalnej jamistości dopuszczalne są przesunięcia o (w przybliżeniu) dowolną wielokrotność  $1/N$ . Inaczej mówiąc, niezmienniczość translacyjna jest „osłabiona” dla pyłów Cantora, ale to „osłabienie” jest mniejsze w przypadku małej jamistości. O figurach, które są niezmiennicze względem translacji o pewne tylko wektory, mówimy że są fraktalnie jednorodne. Taką poprawioną jednorodność po raz pierwszy wprowadził Mandelbrot, rozważając modele rozkładu galaktyk [1]. Wydawałoby się, że fakt, iż dla galaktyk  $d_f \approx 1.23$  (par. 2.2) stoi w sprzeczności z tzw. hipotezą kosmologiczną, postulującą wielkoskalową jednorodność Wszechświata. Innymi słowy spodziewalibyśmy się, że zakres skalowania, w którym  $d_f < 3$  jest stosunkowo niewielki i powyżej małego zewnętrznego odcięcia Wszechświat jest jednorodny ( $d_f = 3$ ). Badanie jamistości pozwala pogodzić  $d_f \approx 1,23$  oraz jednorodność dla dużych skal z faktem, że  $\Phi = \infty$ . Jednorodność ma już jednak w tym przypadku charakter fraktalny.

## 2.6. Rząd rozgałęzienia

Inną ważną charakterystyką struktury fraktala jest jego rząd rozgałęzienia. Ta topologiczna wielkość nie często pojawia się w pracach „czystych” matematyków. Została ona zdefiniowana w latach 20 przez Urysohna i Mengera w następujący sposób (patrz np. [14]). Rozważmy kulę o promieniu  $r$  i środku w punkcie  $P$  należącym do krzywej  $\mathcal{K}$  (uogólnienie na dowolne figury jest natychmiastowe). Rozpatrzmy następnie wszystkie otoczenia punktu  $P$  zawarte w tej kuli i ograniczone przez pętle  $\mathcal{J}$  (krzywe Jordana). Oznaczmy przez  $R(P, r)$  najmniejszą liczbę punktów, w których  $\mathcal{J}$  przecina  $\mathcal{K}$ . Przechodząc do granicy  $r \rightarrow 0$  definiujemy w ten sposób rząd rozgałęzienia  $R(P)$ . Jeżeli najmniejsza wartość  $R$  dla całej figury,  $R_{\min}$ , spełnia  $R_{\min} = 2$ , to figurę nazywamy kwazijednowymiarową. Zauważmy, że dla krzywych euklidesowych, takich jak okrąg, mamy na podstawie przytoczonej definicji  $R \equiv 2$  (p. rys. 5a). Jeżeli natomiast największa wartość  $R$ ,  $R_{\max}$ , spełnia  $R_{\max} < \infty$ , to figura jest skończenie rozgałęziona. Jako przykład rozpatrzmy trójkąt Sierpińskiego w  $d$  wymiarach (rys. 5b dla  $d = 2$ ). Dla punktów będących wierzchołkami hiperczworościanu w skończonym kroku konstrukcji mamy  $R = 2d$ . Każdy z pozostałych punktów jest granicą nieskończonego ciągu czworościanów, z których każdy zawiera się w swoim poprzedniku. Hipersfery opisane na tych czworościanach przecinają trójkąt

Sierpińskiego w  $d+1$  punktach i ograniczają dowolnie małe otoczenia rozpatrywanego punktu. Stąd dla punktów, o których mowa,  $R = d+1$ . Tak więc dla trójkąta Sierpińskiego  $R_{\min} = d+1$  oraz  $R_{\max} = 2d$ . Zauważmy, że  $R_{\max} = 2R_{\min} - 2$ . Dla dowolnej krzywej Urysohn znalazł nierówność  $R_{\max} \geq 2R_{\min} - 2$ . Krzywe, dla których zachodzi równość, Mandelbrot nazywa kwazijednorodnymi, zapewne dlatego, że równość ta zachodzi dla krzywych euklidesowych ( $R \equiv 2$ ) oraz dla nieskończenie interpolowanych sieci euklidesowych (w granicy nieskończonej interpolacji, tj. dla  $\varphi = 0$ , wypełniają one prze-



Rys. 5. Rząd rozgałęzienia. a) Dla dowolnego punktu  $P$  należącego do krzywej euklidesowej krzywa Jordana, otaczająca dowolnie małe otoczenia punktu, przecina krzywą w dokładnie dwóch punktach, a więc  $R \equiv 2$ . b) Dla punktów będących wierzchołkami trójkąta w skończonym kroku konstrukcji 2-wymiarowego trójkąta Sierpińskiego, takich jak  $P'$ , krzywe Jordana przecinają trójkąt w co najmniej 4 punktach. Krzywe dla pozostałych punktów, powstających jako granica nieskończonego ciągu trójkątów, takich jak  $P''$ , przecinają trójkąt Sierpińskiego w co najmniej 3 punktach, otaczając dowolnie małe otoczenia punktu.

Mamy  $R_{\max} = 4$ ,  $R_{\min} = 3$

strzeń, a więc dla nich  $R \equiv \infty$ ). Inne przykłady znalazł Urysohn [15]. Trójkąt Sierpińskiego jest jedynym spośród nich, który łączy kwazijednorodność z symetrią samopodobieństwa.

Należy podkreślić, że dla figur samopodobnych rząd rozgałęzienia w punkcie  $P$  określić można prościej jako najmniejszą liczbę wiązań  $R$ , które należy usunąć, by wyodrębnić dowolny ograniczony obszar otaczający  $P$ . Rozmiar liniowy tego obszaru powinien tylko spełniać warunek  $\varphi < L < \Phi$ . Definicję tę przedstawiono w pracy [16].

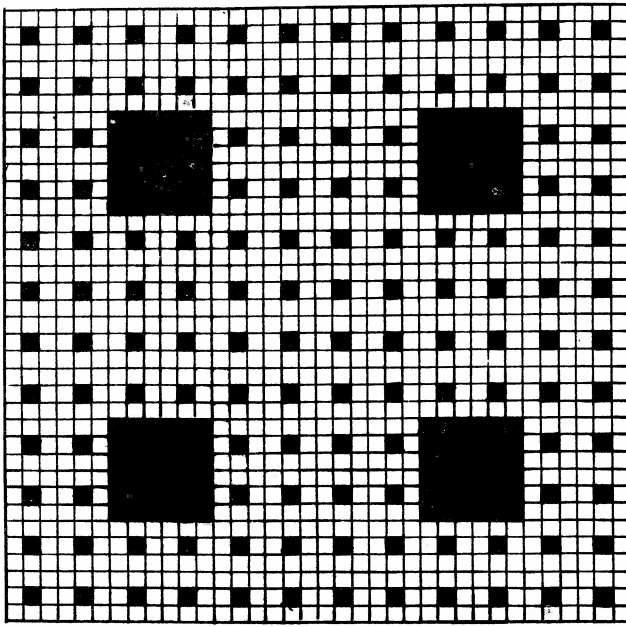
Wśród ważnych obiektów o skończonym rzędzie rozgałęzienia znajdują się wieża Eiffela oraz grupa perkolująca. Grupa perkolująca jest fraktalem o skończonym rzędzie rozgałęzienia [16], przy czym rolę górnego odcięcia symetrii samopodobieństwa pełni pewna długość korelacji. Na progu perkolacji długość korelacji rozbiega się. Interesujący jest fakt, że wymiar traktalny rdzenia grupy perkolującej, tworzu uzyskanego przez obcięcie odgałęzień donikąd nie prowadzących, jest bliski  $d_f$  dla trójkąta Sierpińskiego i to zarówno w przypadku 2-, jak i 3-wymiarowym [17, 18]. Trójkąt Sierpińskiego często jest więc używany jako model rdzenia grupy perkolującej. Decydujące podobieństwo sprowadza się tu jednak do istnienia skończonego rzędu rozgałęzienia.



## 2.7. Fizyka statystyczna pomiędzy wymiarami całkowitymi

Znane z teorii przejść fazowych tzw. rozwinięcie względem potęg  $\varepsilon$  polega na formalnym zastosowaniu pewnych związków rekurencyjnych, znalezionych dla  $d$ -wymiarowych sieci hiperkubicznych, do sieci  $(d \pm \varepsilon)$ -wymiarowych i znajdowaniu w ten sposób wykładników krytycznych. O rozważanych sieciach zakłada się przy tym, że są translacyjnie niezmiennicze. Początkowo rozwinięcie to było metodą czysto analityczną. Trudno bowiem było sobie wyobrazić sieci jednorodne o niecałkowitym wymiarze. Obecnie sieci takie realizuje się przy pomocy fraktali o małej jamistości.

Gefen i in. [19] badali wykładnik  $\nu$ , opisujący rozbieżność zasięgu korelacji w pobliżu temperatury krytycznej, dla modelu Isinga ze spinami umieszczonymi w węzłach dywanu Sierpińskiego przedstawionego na rys. 6. Oddziaływaniom podlegają tylko spiny sąsiadujące. Sieć z rys. 6 konstruuje się dzieląc kwadrat na  $b^2$  części, następnie każdą z tych części



Rys. 6. Dywan skonstruowany według przepisu z rozdz. 2.7 ( $b = 2$ ,  $c = 3$ ,  $j = 1$ ) o wymiarze podobieństwa  $d_p = \ln 32 / \ln 6$

na  $c^2$  mniejszych części i usuwając spośród tych ostatnich  $j^2$  części środkowych. Wymiar fraktalny jest tutaj równy  $d_f = \ln[b^2(c^2 - j^2)] / \ln(bc)$ . Pokazuje się, że dla  $b \rightarrow \infty$  jamistość takiego dywanu dąży do zera. Dowolny wymiar  $d_f = 1 + \varepsilon$  można otrzymać w granicy  $c \rightarrow \infty$  takiej, że  $c - j = \text{const}$  i  $\ln b \ll \ln c$ . Mamy wówczas  $d_f = 1 + \ln 2(c - j)b / \ln(bc)$ . Metodą grupy renormalizacji w przybliżeniu Migdała-Kadanoffa, Gefen i in. otrzymali wynik  $\nu = \varepsilon + 0(\varepsilon)^2$ , co zgadza się z wynikiem uzyskanym dla abstrakcyjnych  $(1 + \varepsilon)$ -wymiarowych sieci hiperkubicznych ( $\nu = 1/\nu$ ). Ci sami autorzy badali również skalowanie oporu na  $(2 - \varepsilon)$ -wymiarowej sieci zbudowanej z oporników. Rozwinięcie względem potęg  $\varepsilon$

przewiduje wynik  $\varrho(L) \sim L^\epsilon$  dla sieci translacyjnie niezmienniczych ( $L$  jest skalą długości). Gefen i in. [20] odtworzyli ten rezultat w przybliżeniu Migdała-Kadanoffa dla dywanu Sierpińskiego o małej jamistości, uzyskanego w granicy  $c \rightarrow \infty$ ,  $b = c^{(d_f - \delta)/(2 - d_f)}$ ,  $j = c^2 - c^\delta$  (wymiar fraktalny takiego dywanu może przyjmować dowolną wartość pomiędzy 1 i 2, którą uzyskujemy przez dobór wykładnika  $\delta$  pomiędzy 0 i  $d_f$ ).

Niedawno Bhanot i in. [21] przeprowadzili analizę Monte Carlo dla spinów Isinga umieszczonych w węzłach dywanu Sierpińskiego o  $b = 2$ ,  $c = 4$  i  $j = 2$ , a więc o  $d_f = \ln 48 / \ln 8 = 1,86$ . Dywan zanurzony był w sieci kwadratowej o rozmiarach  $64 \times 64$ . Celem tej analizy było wyznaczenie wykładników krytycznych  $\gamma$ ,  $\beta$  i  $\nu$ , określających odpowiednio zachowanie się podatności, magnetyzacji i długości korelacji w pobliżu temperatury przejścia w stan ferromagnetyczny. Według tzw. hipotezy hiperskalowania te trzy wykładniki powiązane być powinny ze sobą równaniem zawierającym wymiar przestrzenny. W obliczeniach Bhanota i in. wartość takiego wymiaru wynosi  $1,66 \pm 0,10$ , co nie zgadza się z  $d_f$ . Można przypuszczać [22], że ów „wymiar skalowania” jest w istocie równy wymiarowi spektralnemu.

Jeszcze innego dywanu Sierpińskiego, o  $d_f = 1.89$ , użyli Andelman i in. [23] do uzasadnienia hipotezy, że dolną wymiarowością krytyczną dla modelu Isinga z lokalnie przypadkowymi polami magnetycznymi jest 2. Oznacza to, że powyżej  $d = 2$  układ będzie podlegał przejściu fazowemu o skończonej temperaturze, a poniżej nie. W kontrowersji, czy dolną wymiarowością krytyczną dla układu z przypadkowymi polami jest 2 czy 3, zdaje się ostatecznie zwyciężać pierwsza z tych wartości, przynajmniej dla spinów Isinga.

Przy rozpatrywaniu modelu Isinga na sieciach fraktalnych istotnym parametrem jest rząd rozgałęzienia. Gefen i in. [24] stwierdzili, że warunkiem koniecznym występowania przejścia fazowego w skończonej temperaturze jest nieskończony rząd rozgałęzienia sieci. Układy o skończonym rzędzie rozgałęzienia, takie jak trójkąt Sierpińskiego, są mimo wszystko interesujące, gdyż ich właściwości dają się ściśle określić za pomocą procedury przeredzania spinów [24]. W szczególności użycie trójkąta Sierpińskiego pozwoliło jakościowo zrozumieć pewne właściwości szkieł spinowych [25, 26].

## 2.8. Fraktale Besikowicza

Na zakończenie „geometrycznej” części tego artykułu chcemy zapoznać Czytelnika z dosyć osobliwym fraktalem, którego wymiar Hausdorffa nie pokrywa się z wymiarem podobieństwa. Co więcej, fraktal Besikowicza, bo o nim mowa, posiada zerową jamistość. Fraktale o zerowej jamistości mogą znaleźć pewne zastosowania w fizyce. Zauważmy np., że opisując rozkład materii we Wszechświecie nie braliśmy pod uwagę istnienia materii międzygwiazdowej. Jak pisze Vaucouleurs [8] „trudno przypuszczać, aby niewidzialny gaz międzygalaktyczny był jednorodny, podczas gdy materia widzialna jest wyraźnie brylowata i pogrupowana we wszystkich skalach. (...) Rozkład gazu musi być blisko związany z rozkładem galaktyk”. Nieuwzględnienie materii międzygwiazdowej jest uproszczeniem, prowadzącym do powstania wolnych od materii obszarów, przez co możliwe staje się użycie przy opisie fraktali domkniętych. Przy dokładniejszym opisie trzeba uwzględnić wypełnienie tych obszarów i do tego mogą się nadać fraktale o zerowej jamistości.

Konstrukcja fraktali Besikowicza przypomina opisaną w rozdz. 2.1 „kaskadową”

konstrukcję zbioru Cantora. Załóżmy, że jednostkowa masa rozłożona jest równomiernie na odcinku  $[0, 1]$ . Na tym odcinku gęstość masy jest więc równa jedności. Dzielimy odcinek na 3 równe części, po czym zmieniamy gęstość masy w każdej z nich, mnożąc gęstość wyjściową przez odpowiednio  $Y_0$ ,  $Y_1$  i  $Y_2$ . Żądamy przy tym, by a) całkowita masa była zachowana. Oznacza to, że  $\pi_0 + \pi_1 + \pi_2 = 1$ , gdzie  $\pi_i = Y_i/3$  jest masą zawartą w  $i$ -tej części. b) Redystrybucja masy ma nie prowadzić ponownie do masy rozmieszczonej w sposób jednorodny. Oznacza to, że  $Y_i \neq 1/3$ . c)  $Y_0 Y_1 Y_2 > 0$ . Warunek ten wyklucza np. konstrukcję zbioru Cantora, dla którego  $Y_0 = Y_2 = 1/2$ , zaś  $Y_1 = 0$ .

Powyższą procedurę powtarzamy następnie w odniesieniu do każdej trzeciej części odcinka  $[0, 1]$ , otrzymując 9 odcinków, każdy o długości  $1/9$ . Gęstości masy na tych odcinkach wynoszą odpowiednio  $Y_0^2$ ,  $Y_0 Y_1$ ,  $Y_0 Y_2$ ,  $Y_1 Y_0$ ,  $Y_1^2$ ,  $Y_1 Y_2$ ,  $Y_2 Y_0$ ,  $Y_2 Y_1$ , i  $Y_2^2$ . Powtarzając to postępowanie nieskończenie wiele razy otrzymujemy następujące wyniki [1]:

- A. Gęstość masy zbiega asymptotycznie do zera prawie wszędzie, tzn. poza zbiorem o zerowej mierze Lebesgue'a. Punkty, w których graniczna — i nieskończona — gęstość jest różna od zera tworzą zbiór  $\mathcal{B}$ , zwany fraktalem Besikowicza. Jest to zbiór otwarty, a tworzą go te punkty z odcinka  $[0, 1]$ , dla których stosunek  $k_i/k$  zbiega do  $\pi_i$  dla  $k \rightarrow \infty$ . Wielkość  $k_i$  jest liczbą powtórzeń cyfry  $i$  w pierwszych  $k$  cyfrach rozwinięcia trójkowego danego punktu.
- B. Graniczny rozkład masy jest wszędzie gęsty,  $\mathcal{B}$  jest zbiorem o zerowej jamistości: nawet asymptotycznie odcinek  $[0, 1]$  nie zawiera żadnego odcinka o zerowej masie.
- C. Wymiar Hausdorffa zbioru  $\mathcal{B}$  jest równy  $d_f = -(\pi_0 \log \pi_0 + \pi_1 \log \pi_1 + \pi_2 \log \pi_2)$ .
- D. Wymiar podobieństwa zbioru  $\mathcal{B}$  równy jest  $d_p = 1$ . Wymiar ten nie zależy więc zupełnie od  $Y_i$ .

### 3. Istnieje wiele kształtów fraktalnych w przyrodzie, ale fraktale to nie tylko geometria

Prawie każdy fizyk referujący wyniki swoich badań zapewnia, że obiekty, którymi się zajmuje „są wszędzie”. Również autorzy niniejszego artykułu nie będą w tym względzie wyjątkiem. O wszechobecności fraktali stara się nas przekonać ich „ojciec” Benoit Mandelbrot [1]. Dotychczas zapoznaliśmy się tylko z kilkoma przykładami zastosowania fraktali do opisu występujących w przyrodzie kształtów. Nie podane zostały przy tym przykłady może najbardziej szokujące: fraktalem jest powierzchnia mózgu ssaków, fraktale można też odnaleźć w muzyce (patrz popularny artykuł Gardnera [27]). Sądzi się też, że fraktale mogą oddawać geometrię skał porowatych [28, 29].

Do tej pory zajmowaliśmy się prawie wyłącznie geometrycznymi aspektami fraktali. Głównym parametrem był wymiar fraktalny, którego obliczenie (przynajmniej przybliżone) nie przedstawia na ogół większych trudności. Sposób obchodzenia się z fraktalami nie wydaje się przez to bardzo głęboki. Znacznie ciekawsze będzie zajęcie się fizyką na fraktalach, opisywaną przede wszystkim przez wymiar spektralny  $d_s$ . Dokonamy tego w drugiej części naszego artykułu.

#### 4. Procesy fizyczne na fraktalach

##### 3.1. Wymiar spektralny

Wymiar spektralny, nazywany również fraktonowym, został wprowadzony przez Alexandra i Orbacha [30]. Wymiar ten charakteryzuje gęstość stanów dla niskoenergetycznych wzbudzeń elastycznych na fraktalu i wpływa na właściwości błędzenia przypadkowego na fraktalach. Aby wyjaśnić fizykę tych wzbudzeń rozważmy model, w którym każdemu węzłowi w położeniu  $\mathbf{r}_n \equiv n$  pewnej sieci (euklidesowej lub fraktalnej) przyporządkowujemy przesunięcie skalarne  $U_n$  (oznacza to, że drgania mogą odbywać się tylko wzdłuż jednego kierunku). Zakładamy, że masy umieszczone w węzłach są wszystkie równe  $m$ , a najbliżsi sąsiedzi połączeni są harmonicznymi sprężynami o jednakowej stałej sprężystości  $k$ . Liczbę punktów masowych oznaczmy przez  $\mathcal{N}$ . Równania ruchu mają w tym modelu postać

$$m \frac{d^2 U_n}{dt^2} = -k \sum_{\delta} (U_n - U_{n+\delta}), \quad (8a)$$

gdzie sumowanie rozciąga się na wszystkie węzły będące najbliższymi sąsiadami węzła  $n$ . Wprowadzając oznaczenia  $W = k/m$ ,  $V = zW$ , gdzie  $z$  jest liczbą najbliższych sąsiadów, równanie (8a) możemy przepisać w postaci

$$\frac{d^2 U_n}{dt^2} = -V U_n + W \sum_{\delta} U_{n+\delta}. \quad (8b)$$

W dalszym ciągu potrzebne nam będzie również równanie na transformatę Laplace'a  $\tilde{U}_n(s)$  przesunięcia  $U_n(t)$ . Równanie to otrzymujemy biorąc transformatę Laplace'a równania (8b)

$$s^2 \tilde{U}_n = \delta_{n,0} - V \tilde{U}_n + W \sum_{\delta} \tilde{U}_{n+\delta}, \quad (9)$$

przy czym przyjęliśmy tu warunki początkowe  $U_n(t=0) = 0$ ,  $\dot{U}_n(t=0) = \delta_{n,0}$ . Wykażemy teraz, że taki właśnie dobór warunków początkowych pozwala w prosty sposób wyznaczyć lokalną gęstość stanów oscylacyjnych sieci. Jeśli bowiem lokalną gęstość stanów o częstości  $\omega$  zdefiniować wzorem

$$\varrho(\omega) = \frac{1}{\mathcal{N}} \sum_{\lambda} \delta(\omega_{\lambda} - \omega), \quad (10)$$

gdzie  $\lambda$  jest parametrem przeliczającym mody normalne, to rozwiązania równania (9) mają tę własność, że

$$\varrho(\omega) = -\frac{2\omega}{\pi} \text{Im} \tilde{U}_0(-i\omega + 0^+). \quad (11)$$

Dowód związku (11) przebiega następująco. Zauważmy, że rozwiązania równania (8b) należy poszukiwać w postaci drgań normalnych

$$U_n(t) = \sum_{\lambda} f_{\lambda} [A_{\lambda} e^{-i\omega_{\lambda} t} + B_{\lambda} e^{i\omega_{\lambda} t}]. \quad (12a)$$

W przypadku sieci translacyjnie niezmienniczych  $\lambda$  jest wektorem falowym, zaś  $f_\lambda(n) = e^{i\lambda n}$ . Przyjmujemy, że dla dowolnej sieci  $f(n=0) = 1$ . Warunek początkowy  $U_n(0) = 0$  daje  $A_\lambda = -B_\lambda$ , natomiast z warunku początkowego na prędkość otrzymujemy  $B_\lambda = -\frac{i}{2\omega_\lambda \mathcal{N}}$ .

Rozwiązanie (12a) ma więc postać

$$U_n(t) = \frac{1}{\mathcal{N}} \sum_\lambda f_\lambda(n) \frac{\sin \omega_\lambda t}{\omega_\lambda}, \quad (12b)$$

skąd w szczególności otrzymujemy

$$U_0(t) = \frac{1}{\mathcal{N}} \sum_\lambda \frac{\sin \omega_\lambda t}{\omega_\lambda}. \quad (13)$$

Wykonując transformację Laplace'a wyrażenia (13) otrzymujemy

$$\tilde{U}_0(s) = \int_0^\infty dt e^{-st} U_0(t) = \frac{i}{2\mathcal{N}} \sum_\lambda \frac{1}{\omega_\lambda} \left( \frac{1}{i\lambda\omega - s} - \frac{1}{i\omega_\lambda + s} \right). \quad (14)$$

Niech  $s = -i\omega + 0^+$ . Wówczas

$$\tilde{U}_0(s) = \frac{1}{2\mathcal{N}} \sum_\lambda \frac{1}{\omega_\lambda} \left( \frac{1}{\omega_\lambda + \omega + i0^+} - \frac{1}{\omega_\lambda - \omega - i0^+} \right). \quad (15)$$

Korzystając ze wzoru  $\frac{1}{x \pm i0} = \mp i\pi\delta(x) + P\left(\frac{1}{x}\right)$  otrzymujemy

$$\text{Im} \tilde{U}_0(s) = -\frac{\pi}{2\mathcal{N}} \sum_\lambda \frac{1}{\omega_\lambda} \delta(\omega_\lambda - \omega) = -\frac{\pi}{2\omega\mathcal{N}} \sum_\lambda \delta(\omega_\lambda - \omega), \quad (16)$$

co kończy dowód związku (11). Związek ten będzie kluczem do zrozumienia właściwości błędzeń przypadkowych na fraktalach.

W przypadku sieci euklidesowych gęstość stanów wyznaczyć można znacznie prościej niż posługując się wzorami (10) czy (11). Periodyczność tych sieci pozwala wprowadzić wektor falowy. Problem znalezienia liczby stanów o zadanej częstotliwości sprowadza się w ten sposób do szukania liczby stanów o zadanym module wektora falowego (zob. np. Huang [31]). Dla małych częstotliwości związek dyspersyjny jest liniowy w  $|\mathbf{k}|$  i w granicy tej uzyskujemy  $\varrho(\omega) \sim \omega^{d-1}$ . Spodziewamy się, że dla sieci fraktalnych prawdziwa jest analogiczna zależność z  $d$  zastąpionym przez pewien inny efektywny wymiar. Jest to właśnie wymiar spektralny  $d_s$

$$\varrho(\omega) \sim \omega^{d_s-1}. \quad (17)$$

Skwantowane stany oscylacyjne na fraktalu Alexander i Orbach nazywają fraktonami.

Rammal i Toulouse [32] wyprowadzają prawo (17) korzystając z argumentu opartego na skalowaniu, ogólniejszego od prawa  $\omega \sim |\mathbf{k}|$ . Dla  $d$ -wymiarowego trójkąta Sierpińskiego

stwierdzili oni (zob. także [25]), że  $d_s = 2 \frac{\ln(d+1)}{\ln(d+3)}$ . Dhar [33] obliczył  $d_s$  dla pewnych

sieci nieeuklidesowych, posługując się techniką grupy renormalizacji. Sieci te (m. in. tzw. obcięte  $n$ -sympleksy) są fraktalami w znaczeniu definicji przytoczonej w par. 2.1, ale nie są samopodobne. Sposób postępowania Dhara przypomina metodę Debye'a wyznaczania ciepła właściwego ciał stałych: jeżeli dla niskich temperatur ciepło właściwe zachowuje się jak  $T^d$ , gdzie  $T$  jest temperaturą bezwzględną, to w przypadku euklidesowym  $d$  jest wymiarem sieci. Natomiast dla sieci fraktalnych ciepło właściwe zachowuje się jak  $T^{d_s}$ .

Wymiar spektralny może zależeć od przyjętego modelu oddziaływań. Podana powyżej wartość  $d_s$  dla trójkąta Sierpińskiego odnosi się do modelu izotropowego, w którym stałe elastyczne dla ściskania i ścianania są równe. Rzeczywiste ciała stałe nie mają tej własności (tym niemniej model ten jest odpowiedni do opisu fal spinowych w ferromagnetyku Heisenberga i nadaje się do analizy elektronowych stanów własnych w przybliżeniu ciasnego wiązania). Liu [34] rozważa bardziej realistyczny model z centralnymi siłami elastycznymi,

znajdując dla trójkąta Sierpińskiego  $d_s = 2 \frac{\ln 3}{\ln 6}$  i  $2 \frac{\ln 4}{\ln 8}$  odpowiednio w 2 i 3 wymiarach.

Feng i Sen [35] pokazali, że model izotropowy i model z siłami centralnymi dają różny próg elastyczności i różne wykładniki krytyczne na progu perkolacji. Fakt, że oba modele dają różne wartości wymiaru spektralnego jest dodatkowym argumentem za ich przynależnością do różnych klas uniwersalności.

### 3.2. Błądzenie przypadkowe na fraktalach

Dyskretne błądzenie przypadkowe zdefiniowane zostało w par. 2.3. W granicy, gdy podróżnik wykonuje kolejne kroki w infinytezymalnie krótkich odcinkach czasu, równaniem opisującym błądzenie jest równanie podstawowe [10]

$$\frac{d}{dt} P_i(n) = -VP_i(n) + W \sum_{\delta} P_i(n+\delta), \quad (18)$$

w którym  $P_i(n)$  oznacza prawdopodobieństwo, że cząstka znajdzie się w węźle  $n$  w chwili  $t$  pod warunkiem, że zaczynała ona błądzenie w węźle 0:  $P_0(n) = \delta_{n,0}$ . Współczynniki  $V$  i  $W$  są częstościami, z jakimi cząstka odpowiednio opuszcza dany węzeł lub przychodzi do niego z węzłów będących jego najbliższymi sąsiadami, przy czym  $V = zW$ . Sumowanie w równ. (18) rozciąga się na węzły będące najbliższymi sąsiadami węzła  $n$ . Można pokazać, że współczynnik dyfuzji dany jest wzorem

$$D = Wa^2, \quad (19)$$

gdzie  $a$  jest odległością między węzłami.

Zwróćmy uwagę na podobieństwo równań (8b) i (18). Podobieństwo to staje się jeszcze bardziej widoczne, jeżeli rozpatrywać będziemy transformatę Laplace'a równ. (18)

$$s\tilde{P}_s(n) = \delta_{n,0} - V\tilde{P}_s(n) + W \sum_{\delta} \tilde{P}_s(n+\delta), \quad (20)$$

mającą postać równ. (9) z podstawieniem  $s^2 \rightarrow s$ . Dla problemu drgań wzór (11) wraz z zależnościami (17) prowadzi do wniosku, że dla sieci fraktalnych

$$\text{Im} \tilde{U}_0(\omega) \sim \omega^{d_s-2}, \quad \omega \rightarrow 0. \quad (21)$$

Odpowiednią zależność dla problemu dyfuzji możemy uzyskać zastępując  $\omega$  we wzorze (21) przez  $s^{1/2}$

$$\text{Im} \tilde{P}_s(0) \sim s^{d_s/2-1}, \quad s \rightarrow 0. \quad (22)$$

Korzystając z twierdzeń Taubera (zob. np. [36]) otrzymujemy stąd asymptotyczne zachowanie  $P_t(0)$ , czyli prawdopodobieństwa, że po czasie  $t$  cząstka znajdzie się ponownie w węźle inicjującym błędzenie. Dane jest ono wzorem

$$P_t(0) \sim t^{-d_s/2}, \quad t \rightarrow \infty. \quad (23)$$

Z drugiej strony

$$P_t(0) \sim \Sigma(t)^{-1}, \quad (24)$$

gdzie  $\Sigma(t)$  jest objętością obszaru „dostępnego” dla cząstki w czasie  $t$ . Rozmiary tego obszaru są rzędu  $\sqrt{\langle R^2(t) \rangle}$ , a więc  $\Sigma(t) \sim \langle R^2(t) \rangle^{d_f/2}$ , gdzie  $d_f$  jest wymiarem fraktalnym sieci, na której odbywa się błędzenie. Tak więc  $P_t(0) \sim \langle R^2(t) \rangle^{-d_f/2}$ , co wraz z zależnością (23) daje

$$\langle R^2(t) \rangle \sim t^{2/d_w}, \quad t \rightarrow \infty, \quad (25)$$

gdzie

$$d_w = \frac{2d_f}{d_s} \quad (26)$$

jest wymiarem fraktalnym dla błędzenia przypadkowego na fraktalu (patrz dyskusja w par. 2.3) Związek (26) został wykazany w pracy Alexandra i Orbacha [30], Rammal i Toulouse [32] wysunęli hipotezę, że dla fraktali trzy wymiary ( $d$ ,  $d_f$ ,  $d_s$ ) spełniają podwójną nierówność

$$d_s \leq d_f \leq d, \quad (27)$$

przy czym dla „przyzwoitych” fraktali  $d_s < d_f$  (dla  $d$ -wymiarowego trójkąta Sierpińskiego mamy  $2 \frac{\ln(d+1)}{\ln(d+3)} \leq \frac{\ln d+1}{\ln 2} \leq d$ , przy czym równość zachodzi tylko dla trywialnego przypadku  $d = 1$ ). Jeżeli jest tak istotnie, to dyfuzja na fraktalach jest wolniejsza niż w przypadku euklidesowym, kiedy to  $\langle R^2(t) \rangle \sim t$ . To spowolnienie dyfuzji spowodowane jest występowaniem „dziur”, które cząstka musi omijać. Mówimy w tym przypadku o dyfuzji anomalnej, ponieważ współczynnik dyfuzji, zdefiniowany przez zależność  $D \sim \frac{d}{dt} \langle R^2(t) \rangle$ , zależy wtedy od czasu.

Średnie przesunięcie kwadratowe jest ważną, ale oczywiście nie jedyną charakterystyką

błądzenia<sup>5</sup>. Inną jego ważną właściwością zasięg  $T_N$ , zdefiniowany jako liczba różnych węzłów przebytych w  $N$  krokach konkretnego błędzenia. Asymptotyczne zachowanie wartości oczekiwanej  $S_N = \langle T_N \rangle$  i wariancji  $\sigma_N^2 = \langle T_N^2 \rangle - \langle T_N \rangle^2$  jest dla sieci euklidesowych dobrze znane [37]

$$d = 1 \quad S_N \simeq \left(\frac{8N}{\pi}\right)^{1/2}, \quad \sigma_N^2 \sim N, \quad \frac{\sigma_N^2}{S_N^2} = \text{const} \quad (28a)$$

$$d = 2 \quad S_N \sim \frac{N}{\ln N}, \quad \sigma_N^2 \sim \frac{N^2}{\ln^4 N}, \quad \frac{\sigma_N^2}{S_N^2} \sim \frac{1}{\ln^2 N} \quad (28b)$$

$$d = 3 \quad S_N \simeq cN \quad (c < 1), \quad \sigma_N^2 \sim N \ln N, \quad \frac{\sigma_N^2}{S_N^2} \sim \frac{\ln N}{N}. \quad (28c)$$

Prawdopodobieństwo ucieczki  $E$ , czyli prawdopodobieństwo, że podróżnik nigdy nie powróci do punktu wyjściowego, wynosi natomiast

$$E = \lim_{N \rightarrow \infty} \frac{S_N}{N}. \quad (29)$$

Stwierdzamy, że prawdopodobieństwo powrotu  $F = 1 - E$  jest równe jedności dla  $d \leq 2$ , podczas gdy  $0 < F < 1$  dla  $d > 2$  (fakt ten nosi nazwę tw. Polya [10]). Rammal i Toulouse [32] zaproponowali następujące uogólnienie wzorów (28) dla sieci fraktalnych

$$d_s \leq 2 \quad S_N \sim N^{d_s/2}, \quad \sigma_N^2 \sim N^{d_s}, \quad \frac{\sigma_N^2}{S_N^2} = \text{const} \quad (30a)$$

$$d_s > 2 \quad S_N \sim N. \quad (30b)$$

Należy podkreślić, że na sieciach fraktalnych średniowanie prowadzącego do wzorów (30) dokonujemy zarówno po możliwych położeniach punktu wyjściowego jak i kierunkach poszczególnych kroków — dla sieci euklidesowych punkt wyjściowy jest nieistotny (w granicy termodynamicznej). Zależności (30) zostały potwierdzone numerycznie [38, 39] dla najpopularniejszych fraktali. Wyrażenia na  $S_N$  można również uzasadnić fizycznie. Zauważmy w tym celu, że na mocy zależności (23) i (24) otrzymujemy  $\Sigma_N \sim N^{d_s/2}$ . Liczba przebytych punktów  $S_N$  nie może być większa ani od liczby „potencjalnie osiągalnych” punktów  $\Sigma_N$  ani od liczby kroków  $N$ . Wzory (30) oznaczają po prostu, że asymptotyczne zachowanie  $S_N$  wyznaczone jest przez mniejsze z tych ograniczeń. Ze wzorów (29) i (30) otrzymujemy  $E = 0$  dla  $d_s \leq 2$ . Dla  $d$ -wymiarowego trójkąta Sierpińskiego  $d_s$  jest właśnie mniejsze od 2.

Zasięg błędzenia jest ważnym parametrem stosowanym do opisu błędzenia przypadkowego w obecności pułapek. W najprostszej wersji tego błędzenia cząstka wykonuje kolejne kroki w równych odstępach czasu, poruszając się z jednakowym prawdopodobieństwem do jednego z sąsiadujących węzłów. Węzły sieci zajęte są przez pułapki z prawdopodobień-

<sup>5</sup> W artykule tym używamy zamiennie określeń „błądzenie przypadkowe” (mając na myśli błędzenie nieskorelowane) i „dyfuzja”, stosując na oznaczenie czasu odpowiednio  $N$  (oznaczające liczbę kroków) i  $t$ . Odpowiednio modyfikujemy również notację, np.  $P_N(0)$  i  $P_t(0)$ ,  $\langle R_N^2 \rangle$  i  $\langle R^2(t) \rangle$  itp.



stwem  $p$ , a cząstka „wpada” przy pierwszym napotkaniu jednej z nich. Model ten stosowany jest od lat do opisu luminescencji. Luminescencja pojawia się, gdy kryształ poddany zostanie działaniu promieniowania ultrafioletowego. Jej intensywność może zostać zmniejszona, jeżeli w kryształach znajdują się defekty-pułapki (mogą one powstawać w wyniku napromieniowywania falą o wysokiej energii). Zjawisko to można wyjaśnić w oparciu o model błędzeniowy zaproponowany przez Rosenstocka i Schulmana [40]. W modelu tym kwant promieniowania pochłonięty przez węzeł nie będący pułapką może przeskoczyć do każdego z najbliższych sąsiadów po czasie  $\tau_2$  albo zostać wyemitowany w postaci luminescencji z prawdopodobieństwem przejścia  $\tau_1^{-1}$ . W tym przypadku luminescencja pochodzi ostatecznie od wszystkich kwantów padających na sieć. Promieniowanie o wysokiej energii powoduje powstanie ułamka  $p$  pułapek, które działają jak węzły absorbujące promieniowanie i przez to zmniejszają obserwowaną luminescencję. Zagadnienie sprowadza się wówczas do błędzenia przypadkowego w obecności pułapek. Model ten daje dla sieci euklidesowych dobrą zgodność z doświadczeniem. Niedawno zastosowano go również z powodzeniem do opisu luminescencji w układach nieuporządkowanych [41], opisywanych przez teorię perkolacji, wykazując w ten sposób jego użyteczność również dla obiektów fraktalnych.

### 3.3. Dyfuzja na krzywej Kocha

Obecny paragraf poświęcony jest opisowi błędzenia przypadkowego za pomocą grupy renormalizacji [16, 42, 43]. Metoda ta polega na rozwiązaniu równ. (20) dla pewnych węzłów i wykorzystaniu otrzymanych w ten sposób wyrażeń w pozostałych równaniach. Dla sieci o skończonym rzędzie rozgałęzienia prowadzi to w ścisły sposób do nowego układu równań, mających postać równ. (20) ze zrenormalizowanymi częstościami  $V'$  i  $W'$ . Te nowe równania opisują dyfuzję w układzie, w którym liczba węzłów zmalała o pewien czynnik  $b$ . Dalsze skalowanie odpowiada iteracji tej procedury, nazywanej przeredzeniem węzłów.

Badanie dyfuzji sprowadza się teraz do analizy równań  $V' = V'(V, W)$ ,  $W' = W'(V, W)$ . Warunkiem początkowym jest tu  $V^{(0)} = zW^{(0)}$ . Jeżeli pod wpływem kolejnych iteracji częstości przeskoku ulegają skalowaniu o czynnik  $\mu$ , tj.  $W^{(1)} = \mu W^{(0)}$ ,  $V^{(1)} = \mu V^{(0)}$ ,  $W^{(2)} = \mu W^{(1)}$ ,  $V^{(2)} = \mu V^{(1)}$  itd., to definiuje się wykładnik poprzez

$$w = \frac{\ln \mu}{\ln 1/b}. \quad (31)$$

W  $l$ -tym kroku iteracji dyfuzja badana jest w skali długości  $L \approx b^l a$ . Długość tę należy porównywać ze średnim przesunięciem kwadratowym  $\sqrt{R^2(t)}$ . Dla  $L > \sqrt{R^2(t)}$  większa część trajektorii błędzenia znajduje się wewnątrz obszaru o promieniu  $L$ . Do węzłów odległych od siebie o  $L$  praktycznie więc nie docierają żadne cząstki i  $W^{(l)} = 0$ . Cząstki mogą natomiast z tych węzłów wypływać. Stąd  $V^{(l)} \neq 0$  i nie zależy już od  $l$ .  $L$  staje się porównywalne z  $\sqrt{R^2(t)}$  dla  $l = l_0^s$ , gdzie

$$b^{l_0(s)} a = \sqrt{R^2(t)} \sim t^{1/d_w}. \quad (32)$$

Oczekujemy zatem, że dla  $l \geq l_0(s)$   $W^{(l)} \rightarrow 0$ , zaś  $V^{(l)}$  nasyca się do wartości  $V^{(\infty)}$ . W tych skalach długości, czy efektywnie uwzględnionej liczby węzłów, równanie podstawowe przyjmuje postać

$$s\tilde{P}_s(n) = \delta_{n,0} - V^{(\infty)}\tilde{P}_s(n). \quad (33)$$

Zauważmy, że procedurę przerzedzania węzłów wykonuje się dla ustalonego czasu  $t \simeq s^{-1}$ . W granicy długich czasów, a więc dla małych  $s$ , lewą stronę równania (33) można pominąć, uzyskując

$$\tilde{P}_s(0) \sim \frac{1}{V^{(\infty)}} \sim \frac{1}{\mu^{l_0(s)}}. \quad (34)$$

Ze związku (32) otrzymujemy  $b^{l_0(s)} \sim s^{-1/d_w}$ , a więc  $\mu^{l_0(s)} \sim s^{w/d_w}$ , co wraz z (34) daje

$$\tilde{P}_s(0) \sim s^{-w/d_w}. \quad (35)$$

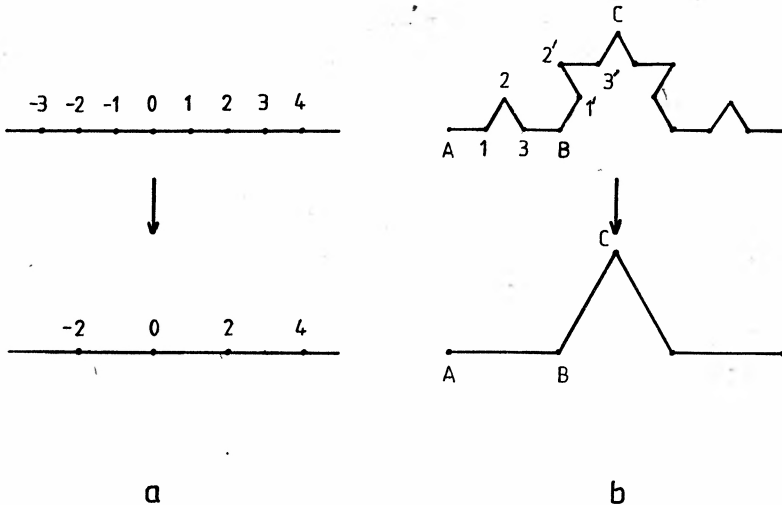
Z drugiej strony, na mocy (22) oraz (26)

$$\tilde{P}^s(0) \sim s^{d_f/d_w - 1}, \quad s \rightarrow 0. \quad (36)$$

Porównując zależności (35) i (36) otrzymujemy związek

$$d_w = d_f + w \quad (37)$$

pozwalający wyznaczyć  $d_w$ .



Rys. 7. Schemat procedury przerzedzania dla węzłów na a) linii prostej ( $b = 2$ ), b) krzywej Kocha ( $b = 3$ )

Opisaną technikę zastosujemy w dwóch przypadkach: zwykłej sieci 1-wymiarowej [42] (rys. 7a) oraz krzywej Kocha (rys. 7b). Równania (20) zapisane dla tych sieci w jawnej postaci są następujące:

a. sieć jednorodna

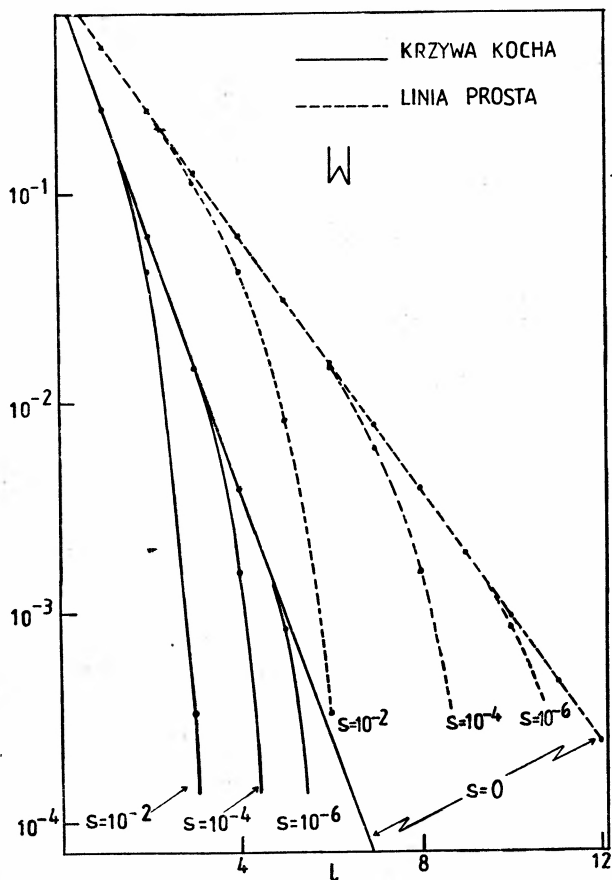
$$s\tilde{P}_s(n) = \delta_{n,0} - V\tilde{P}_s(n) + W[\tilde{P}_s(n+1) + \tilde{P}_s(n-1)], \quad n = \dots, -1, 0, 1, \dots \quad (38a)$$

## b. krzywa Kocha

$$\begin{aligned}
 s\tilde{P}_s(B) &= 1 - V\tilde{P}_s(B) + W[\tilde{P}_s(3) + \tilde{P}_s(1')] \\
 s\tilde{P}_s(3) &= -V\tilde{P}_s(3) + W[\tilde{P}_s(2) + \tilde{P}_s(B)] \\
 s\tilde{P}_s(2) &= -V\tilde{P}_s(2) + W[\tilde{P}_s(1) + \tilde{P}_s(3)] \\
 s\tilde{P}_s(1) &= -V\tilde{P}_s(1) + W[\tilde{P}_s(4) + \tilde{P}_s(2)]
 \end{aligned}
 \quad + \quad \begin{array}{l} \text{(odpowiednie równania dla} \\ 1', 2', 3') \end{array}
 \quad (38b)$$

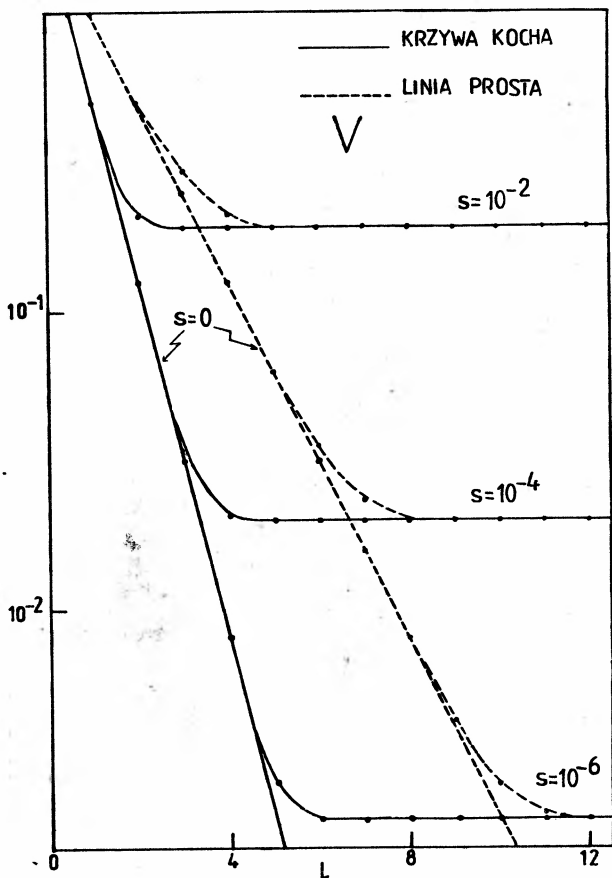
W przypadku sieci jednorodnej rozwiązujemy równ. (38a) dla nieparzystych  $n$  i wykorzystujemy otrzymane w ten sposób wyrażenia na  $\tilde{P}_s(n)$  ( $n$  nieparzyste) w równaniach parzystych. Otrzymujemy w ten sposób nowy układ równań, w którym występują już tylko parzyste wartości  $n$ . Równania te, opisujące dyfuzję w układzie przeskalowanym o czynnik  $b = 2$ , mają postać równ. (38a) ze znormalizowanymi częstościami przeskoku

$$\begin{aligned}
 W' &= \frac{W^2}{s+V}, \\
 V' &= V - 2W'.
 \end{aligned}
 \quad (39a)$$



Rys. 8. Ewolucja  $W$ . Wielkość  $W$  spełnia związki rekurencyjne (39a) i (39b),  $l$  jest liczbą iteracji, natomiast  $s$  zmienną związaną z transformacją Laplace'a (czasem)

Zachowanie  $V$  i  $W$  pod wpływem kolejnych iteracji dla  $s = 10^{-3}$  i  $10^{-6}$  przy warunku początkowym  $W^{(0)} = 1$ ,  $V^{(0)} = 2W^{(0)}$  przedstawione jest na rysunkach 8 i 9. Kładąc  $s = 0$  w równ. (39a) otrzymujemy  $W' = W$ ,  $V' = V$ , przy czym  $\lambda = \frac{1}{2}$ . Wykorzystując związek (37), w którym  $d_f = 1$  oraz definicję wykładnika  $w$ , otrzymujemy w tym przypadku  $d_w = 2$ , a więc odtwarzamy znany wynik dla dyfuzji w przestrzeniach euklidesowych:  $\langle R^2(t) \rangle \sim t$ .



Rys. 9. Ewolucja  $V$  w różnych skalach czasu

Dla krzywej Kocha rozwiązujemy układ równań występujący w równ. (38b) wyrażając  $\bar{P}_s(3)$  i  $\bar{P}_s(1')$  za pomocą  $\bar{P}_s(A)$ ,  $\bar{P}_s(B)$  i  $\bar{P}_s(C)$ . Podstawiając otrzymane wyrażenia w równaniu na  $P_s(B)$  uzyskujemy renormalizację postaci

$$W' = W^4/c_1, \quad V' = V - 2W^2c_2/c_1, \quad (39b)$$

gdzie  $c_1 \equiv (s+V)[(s+V)^2 - 2W_2]$  oraz  $c_2 = (s+V)^2 - W^2$ . Wyniki analizy numerycznej zależności (39b) przedstawione są na rys. 8 i 9. Obserwujemy zachowanie analogiczne jak w przypadku regularnym —  $W$  dąży do zera, natomiast  $V$  nasycą się. Kładąc  $s = 0$

w równ. (39b) wraz z warunkiem początkowym  $V = 2W$  znajdujemy  $\mu = \frac{1}{4}$ . Ponieważ w tym przypadku  $b = 3$ , to  $w = \ln 4 / \ln 3$ . Ponadto wymiar  $d_f$  wynosi  $\ln 4 / \ln 3$ . Na mocy związku (37) otrzymujemy zatem  $d_w = 2 \ln 4 / \ln 3 \approx 2,52$ . Dyfuzja jest więc faktycznie anomalna:  $\langle R^2(t) \rangle \sim t^{0,79}$ .

### 3.4. Zakończenie

Drgania i błędzenia przypadkowe stanowią jedynie najprostsze rodzaje procesów fizycznych, jakie mogą zachodzić na obiektach o geometrii fraktalnej. Zastosowania już nawet tylko tych modelowych procesów są jednak szerokie. Jako przykład zwróćmy tu jeszcze uwagę na opis przekazu pomiędzy szorstką powierzchnią elektrody a elektrolitem [44].

Wydaje się, że przedstawione w tym artykule zastosowania fraktali stanowią tylko wierzchołek góry lodowej, której zbadanie zajmie jeszcze sporo czasu. Z zajmowania się fraktalami wynika wiele więcej niż tylko poprawienie naszego rozumienia struktur euklidesowych.

Jeden z autorów (M. C.) dziękuje J. R. Banavarowi i A. Czachorowi za pożyteczne dyskusje.

### Literatura

- [1] B. B. Mandelbrot, *The fractal geometry of Nature*, W. H. Freeman and Co., San Francisco 1982.
- [2] T. Przymusiński *Delta* 5, 4 (1983); R. Engelking, *Teoria wymiaru*, PWN, Warszawa 1977.
- [3] F. Hausdorff, *Mengenlehre*, de Gruyter, Berlin 1927.
- [4] W. Hurewicz, H. Wallman, *Dimension theory*, Princeton Univ. Press, Princeton 1948.
- [5] F. Hausdorff, *Math. Ann.* 79, 157 (1919).
- [6] T. A. Witten, L. M. Sander, *Phys. Rev. Lett.* 47, 1400 (1981).
- [7] L. Niemeyer, L. Pietronero, H. J. Wiesmann, *Phys. Rev. Lett.* 52, 1033 (1984).
- [8] G. de Vaucouleurs, *Science* 167, 1203 (1970).
- [9] Ya. B. Zeldovich, J. Einasto, S. F. Shandarin, *Nature* 300, 407 (1982).
- [10] H. J. Barber i W. Ninham, *Random and restricted walks, theory and applications*, Gordon and Breach, New York 1970.
- [11] B. W. Gnienenko, A. N. Kolmogorow, *Rozkłady graniczne sum zmiennych losowych niezależnych*, PWN, Warszawa 1957 (przekład z rosyjskiego).
- [12] E. W. Montroll, *J. Chem. Phys.* 18, 734 (1950).
- [13] R. Rammal, J. C. Angles d'Auriac, A. Benoit, *J. Phys. A* 17, L 491 (1984).
- [14] B. B. Mandelbrot, *J. Stat. Phys.* 34, 895 (1984).
- [15] C. Urysohn, *Verh. Kon. Akad. Wet. te Amsterdam* XIII, no 4 (1927).
- [16] Y. Gefen, A. Aharony, B. B. Mandelbrot, S. Kirkpatrick, *Phys. Rev. Lett.* 47, 1771 (1981).
- [17] S. Kirkpatrick, w *Electrical Transport and Optical Properties of Inhomogeneous Media* — 1977, red. J. C. Garland, D. B. Tanner, AIP Conference Proceedings No. 40, American Institute of Physics, New York 1978, str. 99.
- [18] A. Kapitulnik, A. Aharony, G. Deutscher, D. Stauffer, *J. Phys. A* 16, L 269 (1983).
- [19] Y. Gefen, Y. Meir, B. B. Mandelbrot, A. Aharony, *Phys. Rev. Lett.* 50, 145 (1983).
- [20] Materiały z konferencji w Courchevel 1982, Francja, pod red. B. B. Mandelbrota, cytowane za [19].
- [21] G. Bhanot, H. Neuberger, J. A. Shapiro, *Phys. Rev. Lett.* 53, 2277 (1984).
- [22] M. Cieplak, A. Majhofer, *Phys. Rev. B* (w druku).

- [23] D. Andelman, H. Orland, L. C. Wijewardhana, *Phys. Rev. Lett.* **45**, 855 (1980).
- [24] Y. Gefen, B. B. Mandelbrot, A. Aharony, *Phys. Rev. Lett.* **45**, 855 (1980)
- [25] J. R. Banavar, M. Cieplak, *Phys. Rev.* **B 28**, 3813 (1983).
- [26] M. Cieplak, P. Cieplak, M. A. Kotur, Załuska-Kotur, *J. Phys.* **C 19**, 4063 (1986).
- [27] M. Gardner, *Sci. Am.* **238**, No. 4, 16 (1978).
- [28] H. D. Bale, P. W. Schmidt, *Phys. Rev. Lett.* **53**, 596 (1984)
- [29] A. J. Katz, A. H. Thompson, *Phys. Rev. Lett.* **54**, 1325 (1985).
- [30] S. Alexander, R. Orbach, *J. Physique Lett.* **43**, L-625 (1982).
- [31] K. Huang, *Mechanika statystyczna*, PWN, Warszawa 1978.
- [32] R. Rammal, G. Toulouse, *J. Physique Lett.* **44**, L-13 (1983).
- [33] D. Dhar, *J. Math. Phys.* **18**, 577 (1977).
- [34] S. H. Liu, *Phys. Rev.* **B 30**, 4045 (1984).
- [35] S. Feng, P. N. Sen, *Phys. Rev. Lett.* **52**, 216 (1984).
- [36] G. Doetsch, *Handbuch der Laplace-Transformation*, Birkhäuser, Basel 1971.
- [37] Zob. np. G. W. Weiss, R. J. Rubin, *Adv. Chem. Phys.* **52**, 363 (1983).
- [38] J. C. Angles d'Auriac, A. Benoit, R. Rammal, *J. Phys.* **A 16**, 4039 (1983).
- [39] A. Blumen, J. Klafter, G. Zumofen, *Phys. Rev.* **B 28**, 6112 (1983).
- [40] H. B. Rosenstock, J. H. Shulman, *J. Chem. Phys.* **30**, 116 (1959).
- [41] P. Evesque, *J. Physique* **44**, 1217 (1983).
- [42] R. Guyer, *Phys. Rev.* **A 29**, 2751 (1984).
- [43] R. Guyer, *Phys. Rev.* **A 30**, 1112 (1984).
- [44] S. H. Liu, *Phys. Rev. Lett.* **55**, 529 (1985).

Roman Teisseyre

Instytut Geofizyki PAN  
Warszawa

## Fizyka trzęsień Ziemi

### Earthquake Physics

*Abstract:* This review presents earthquake processes from a point of view of their physical mechanisms. It mainly introduces the reader into the physical meaning of strain energy release but not to methods and techniques commonly used in research of earthquakes. Short descriptions of point sources, earthquakes dislocation theory, crack propagation including the dynamics of the continuous distribution of defects are given. Certain directions of generalization are indicated pointing to methods used in differential geometry and in non-classical theories of continua. A new earthquake rebound theory winds up the considerations.

#### 1. Wprowadzenie

Procesy dynamiczne we wnętrzu Ziemi objawiają się bezpośrednio przez deformację powierzchni, emisję fal sprężystych oraz w oscylacjach własnych globu. Obserwowane wielkości przemieszczeń na powierzchni Ziemi związane są z wieloma procesami o charakterze quasi — statycznym i dynamicznym. Obejmują one bądź znaczne obszary globu, bądź tylko niewielkie. Teoria dynamiki płyt litosferycznych tłumaczy wolne przemieszczenia na ogromnych obszarach; płyty litosfery w przeciwieństwie do kontynentów w teorii Wegenera — obejmują całą powierzchnię Ziemi, a ich względna sztywność powoduje, że największe deformacje występują na ich brzegach, w strefie kontaktu i kolizji sąsiadujących płyt. Są to obszary procesów typu międzypłytkowego (*interplate*) w odróżnieniu od procesów typu wewnątrzpłytkowego (*intraplate*), gdzie zjawiska dynamiczne są raczej drugorzędne. Płyty litosferyczne sięgają znacznych głębokości rzędu 150 km. Ich ruch — w obszarach wzajemnych przesunięć a także w obszarach tzw. grzbietów, gdzie zachodzi tworzenie się, akrecja płyt (na skutek dopływu materii z wnętrza Ziemi, prawdopodobnie w drodze konwekcji termicznej) oraz w obszarach subdukcji, gdzie płyty ulegają zagłębieniu — oblicza się na parę centymetrów na rok. Sił motorycznych tych ruchów geofizycy szukają w głębszych procesach konwekcji termicznej, w której ważną rolę grają też transformacje fazowe i dyferencja grawitacyjna.

W wyniku kolizji płyt tworzą się znaczne deformacje powierzchni, grzbiety górskie, rowy oceaniczne a także przesunięcia poziome, jak np. w rejonie uskoku San Andreas w Kalifornii. W tych obszarach następuje ogromne nagromadzenie energii sprężystej, która rozładowuje się wywołując trzęsienia Ziemi, od licznych o niewielkiej energii do potężnych kataklizmów, występujących jednak znacznie rzadziej. W ciągu paru sekund następują trwałe przesunięcia nawet do dziesięciu metrów. Przybliżony związek między

energiją  $E$  a liczbą  $N$  trzęsień o energii  $E \pm \Delta E$  ma charakter logarytmiczny,  $N = a - b \log E$ , gdzie  $a$  i  $b$  są stałe w danym obszarze.

Warunki gromadzenia się naprężeń we wnętrzu Ziemi różnią się od procesów wywołanych w laboratoriach zasadniczo nie w skali zjawisk, ale w możliwości wystąpienia tzw. migracji naprężeń z jednego obszaru do drugiego; migracja zależy od rozkładu naprężeń w stosunku do niejednorodnej, złożonej struktury ośrodka. Tak więc rzeczywisty układ akumulacji naprężeń zależy w dużej mierze od charakterystyki ośrodka. Istotną rolę odgrywa tu występowanie makrodefektów, płaszczyzn osłabionej wytrzymałości czy łatwego poślizgu. W tak złożonych układach niejednorodnych tworzenie się trzęsień jest procesem wieloetapowym i związanym z tektoniką, naprężeniami i historią deformacji i niszczenia ośrodka.

Wspomnieliśmy tu już o defektach ośrodka. Ich rozwój i dynamika jest związana z procesami deformacji wykraczającymi daleko poza bariery odkształceń sprężystych. W skali, którą tu operujemy, istotną rolę oprócz defektów mikroskopowych odgrywają też makrodefekty. W klasycznym ujęciu teorii odkształceń ośrodka ciągłego, którą tu będziemy stosować, rozmiary defektów nie wpływają na struktury teorii. Przeciwnie — obserwacje wskazują, że nawet takie pojęcia jak dyslokacje, znane z fizyki ciała stałego, dobrze opisują wiele zjawisk w skali makroskopowych obserwacji uskoków geologicznych. Oczywiście pod warunkiem, że w opisie dyslokacji odwołujemy się tylko do teorii *continuum*, a nie struktury sieciowej ośrodka.

Te uwagi wydają się konieczne dla zrozumienia stosowanych dalej pojęć i aparatu matematycznego w teorii trzęsień Ziemi. Fizyka procesów w obszarze ogniska trzęsienia winna wyjaśniać zjawiska w źródle i mechanizm wypromieniowania energii sejsmicznej. Nie wchodząc w rozważania historyczne warto zauważyć, że od dawna wyczuwano potrzebę bliższego poznania mechanizmu trzęsień i kierunkowości radiacji fal. Świadczyć o tym mogą np. bardzo pomysłowe urządzenia sejsmograficzne stosowane już przed wielu wiekami w Chinach. Jednak wyjątkowo późno, bo dopiero od drugiej połowy naszego wieku, pojawiły się a następnie rozwinęły lawinowo prace mające charakter głębszych badań nad fizyką ognisk. Reid w r. 1911 sformułował teorię odprężenia sejsmicznego (*elastic rebound theory*) [1]. Jest ona uważana za klasyczny kanon procesu wyzwolenia energii sprężystej. Długotrwałe odkształcenia prowadzą do akumulacji naprężeń, a gdy te przekroczą pewną granicę — nastąpi rozerwanie i przesunięcie mas skalnych; w efekcie ośrodek ulegnie odprężeniu. Badania mechanizmu trzęsień rozwinęły się jednak, jak to zauważyliśmy, znacznie później, dzięki nowoczesnym metodom obserwacji sejsmologicznych. W tej dziedzinie tylko niewielka liczba podstawowych efektów była przewidziana teoretycznie, zwykle teoria podążała tu za rozwojem obserwacji i zdobywanymi doświadczeniami.

Podstawowe informacje o trzęsieniach i o procesach w ognisku niosą fale sejsmiczne i trwałe deformacje powierzchni obserwowane po trzęsieniu (np. przez porównanie pomiarów geodezyjnych przed i po trzęsieniu). Ponadto istnieje całe widmo różnych obserwowalnych efektów w bliższym i dalszym rejonie od obszaru trzęsienia; ich omówienie wymagałoby odrębnego potraktowania. Zauważmy tu tylko, że ich badania budzą nadzieję na opracowanie metod prognoz trzęsień; różnorodność zjawisk uprzedzających, a z drugiej strony brak ustalonych reguł na wystąpienie tego czy innego zespołu zwiastunów czyni



sprawę prognoz odległą wciąż od praktyki. Istnieją wszakże sporadyczne przypadki trafnych prognoz, jakkolwiek przedziały błędów w czasie i przestrzeni często mogą przekreślać ich praktyczną celowość.

## 2. Modele sił skupionych

Obserwowany rozkład kierunkowy pola falowego (głównie dotyczy to pierwszych wychyleń fali podłużnej  $P$ ) można objaśnić układem dwóch płaszczyzn nodalnych dzielących obszar pierwszych wychyleń na część o charakterze kompresji i dylatacji. Powstała więc potrzeba opracowania modelu ogniska wyjaśniającego taki rozkład przemieszczeń pola sejsmicznego. Love [2] podał klasyczne rozwiązanie dla pola przesunięć wywołanego działaniem siły skupionej. Złożone modele i mechanizmy uzyskuje się przez superpozycję rozwiązań, co w przypadku modelu punktowego prowadzi do układu dipoli i multipoli sił. W tym mechanistycznym ujęciu modele dipolowe dają pole falowe zgodne z obserwacjami, a ponadto łączą sensowny model przesunięć w ognisku z polem naprężeń ścinających [3]. Moment dipolowy pomnożony przez wartość modułu sztywności ośrodka określany jest jako moment sejsmiczny. Dla globalnej charakterystyki trzęsień obok wielkości energii sejsmicznej wyznacza się wielkość momentu sejsmicznego — w ogólności jest to tensor. Tę ostatnią wielkość można otrzymać badając widmo fal sejsmicznych. Dla trzęsień o danej energii moment sejsmiczny świadczy o rozmiarach ogniska, a to z kolei — w sensie statystycznym — o stopniu i rozmiarach niejednorodności obszaru hypocentralnego we wnętrzu Ziemi [4]. Opis procesów mechanicznych w ognisku uzyskuje się obecnie szukając — w oparciu o dane z obserwatoriów — rozwiązań dla tensora momentu sejsmicznego.

Klasyczne modele sferycznie symetrycznej Ziemi o wzrastającym w głąb ciśnieniu hydrostatycznym dawno już nie wystarczały sejsmologom. Rozkład trzęsień z głębokością i stwierdzenie charakterystycznych stref skupień ognisk tworzących elementy zagłębiających się powierzchni (*Benioff plane*) świadczy o znacznych odstępstwach od sferycznej symetrii. Odstępstwa te dotyczą zarówno niejednorodności materii jak i pola naprężeń. Polu naprężeń ścinających odpowiada model ogniska złożony z dwóch dipoli sił a jego reprezentacja w układzie naprężeń głównych uwidacznia obszary kompresji i dylatacji. Blisko przy powierzchni mechanizm rozrywu jest również możliwy, ale już głębiej, na skutek ciśnień ograniczających, w grę praktycznie wchodzi mechanizm ścinania. Z kolei przy dalszym wzroście ciśnień na większych głębokościach, kilkudziesięciu czy kilkuset kilometrów, również proces ścinania mógłby być wzbroniony. Jednak wpływ cieczy przenikającej tworzywo skalne może zwiększyć znacznie zakres głębokości, na których występują procesy niszczenia przez rozrywanie, jak również zakres głębokości dla procesów ścinania. Rola tarcia i topnienia skał w procesie trzęsień jest przedmiotem dalszych dociekań. Czynniki te niewątpliwie istotnie wpływają na przebieg zjawiska przesunięcia mas. Określimy od razu zakres wielkości możliwych przesunięć: od mikronów do 10 m. W otoczeniu płaszczyzny poślizgu występuje często zmetamorfizowana warstwa (mylonit) sięgająca grubości od kilku do kilkunastu centymetrów.

Badanie dynamiki pola fazowego (rozkład pola amplitud i przesunięć fazowych) stało się możliwe przy dalszym wzroście precyzji obserwacji, standaryzacji aparatury i dzięki zastosowaniu subtelniejszych metod opracowania danych obserwacyjnych.

Aby wyjaśnić dynamiczne cechy obserwowanego pola sejsmicznego należało w miejsce modelu opartego na działaniu sił skupionych w określonym miejscu wprowadzić modele, w których źródło sejsmiczne przemieszcza się, to znaczy wprowadzić modele ognisk o propagującej się sile skupionej. Prosty wynik teoretyczny polegający na wprowadzeniu dodatkowego czynnika  $X$  określającego efekt propagacji źródła jest wystarczającym przybliżeniem dla dużych odległości w porównaniu z rozmiarami ogniska [5]

$$Y = \frac{\sin X}{X} \exp(iX), \quad X = \frac{1}{2} \frac{r}{v} \omega',$$

gdzie:  $r$  — promień ogniska,  $v$  — prędkość rozrywu,  $\omega$  — częstość kołowa obserwowanych fal,  $\omega' = \omega \left(1 - \frac{v}{V_F} \cos \phi\right)$ ,  $V_F$  — prędkość fazowa dla fal powierzchniowych lub prędkość pozorna dla fal objętościowych,  $\phi$  — kąt pomiędzy kierunkiem obserwacji a kierunkiem rozrywu.

### 3. Modele dyslokacyjne

Ograniczając się wciąż do teorii liniowej (blisko źródła i w jego obszarze założenia te są nie do przyjęcia) zastanówmy się nad bardziej fizycznymi modelami procesów w ognisku.

Model sił skupionych nie wyjaśnia koncentracji tych sił w określonym punkcie ośrodka, nie łączy ich istnienia z defektami bądź niejednorodnością materiału. Konieczne więc jest uwzględnienie defektów, z którymi wiążą się lokalne pola nadprężen. Na sejsmologów czekał tu gotowy aparat teorii sprężystości. Teoria dyslokacji kojarzy się nam zwykle z fizyką ciała stałego i pojęciem sieci krystalicznej. Ale prawdziwe początki teorii dyslokacji wyrastają z klasycznych prac teorii kontinuum ośrodka ciągłych z ubiegłego i początków naszego stulecia. Steeetee [6] jako jeden z pierwszych wprowadził teorię dyslokacji do sejsmologii, nawiązując do klasycznych prac Volterry, Somigliana i Burgersa. Za zastosowaniem aparatu sprężystej teorii dyslokacji przemawiają liczne obserwacje świadczące o przesunięciach mas rzędu metrów wzdłuż dobrze zdefiniowanych płaszczyzn poślizgu.

Modele sił skupionych łączy z modelami dyslokacyjnymi prosty związek [7], który dla nieskończonego małego elementu dyslokacji konturowej ma postać

$$u_i = b_n \left( \frac{\partial u_{in}}{\partial x_s} + \frac{\partial u_{is}}{\partial x_n} \right) n_s d\sigma,$$

gdzie  $b$  — wektor Burgersa,  $n$  — normalna do powierzchni dyslokacji,  $d\sigma$  — element tej powierzchni. Wielkości  $u_{in}$  są przesunięciami wywołanymi działaniem siły skupionej  $F_n$ .

Prace Nabarry [7] o syntezie pól dyslokacyjnych pozwalają na modelowanie ognisk sejsmicznych o skończonych wymiarach, a sam mechanizm trzęsień dyslokacyjnych [8] otwiera szersze ramy dla badania ich rodzajów i natury. Opis trzęsienia jako utworzenie elementu dyslokacji niewiele wnosi do zrozumienia fizyki procesu trzęsienia; energia pola naprężeń ulega tu konwersji na energię własną pola utworzonego elementu dyslokacji i na energię pola promieniowania. Lepiej sprawa już wygląda przy rozważaniu trzęsień

jako ruchu dyslokacji, to znaczy jako procesu szybkiego rozszerzenia obszaru objętego przemieszczeniami dyslokacyjnymi; tu też część energii pola związana jest z pracą deformacji, a część ulega wypromieniowaniu, sam zaś proces lokalizuje początkowo istniejąca już dyslokacja. Jeszcze ciekawiej dla nas przedstawia się mechanizm łączenia się obszarów zdyslokowanych. Początkowo rozdzielone obszary w procesie trzęsienia łączą się w jeden obszar; dyslokacje ograniczające zbliżają się ku sobie i przyciągając się współdziałają z zewnętrznym, regionalnym polem naprężeń. Energia defektów jest zużytkowana na deformację i radiację fal sejsmicznych. Jest to najbardziej wydajny mechanizm wyzwiania energii sprężystej gromadzącej się we wnętrzu Ziemi. O źródłach tej energii i mechanizmach motorycznych globalnych deformacji naszej planety wspomnieliśmy już parę słów. Jakkolwiek brak w pełni przekonujących dowodów na istnienie konwekcji, to jest ona jak dotąd jedynym rozsądnym wytłumaczeniem wielu procesów i zjawisk obserwowanych w skali globu ziemskiego. Szczególnie interesujące dla nas są też wyniki Muscheliszwilego [9], który wykazał, że stacjonarne pola termiczne prowadzą do naprężeń równoważnych polu dyslokacji. Ogólne rozwiązanie dla problemu płaskiego może być w tym przypadku przedstawione przez następujące wyrażenie dla przesunięć ( $\alpha$  jest tu współczynnikiem rozszerzalności termicznej,  $\lambda$ ,  $\mu$  — stałe Lamégo)

$$u = u' + \frac{3\lambda + 2\mu}{6(\lambda + \mu)} \alpha u^*, \quad v = v' + \frac{3\lambda + 2\mu}{6(\lambda + \mu)} \alpha v^*,$$

gdzie pole naprężeń związane z polem przesunięć  $u$ ,  $v$  dla przypadku o zmiennej temperaturze  $\theta$  jest takie same jak pole odnoszące się do przesunięć  $u'$ ,  $v'$ , które przedstawiają w tym sensie równoważny problem dla  $\theta = 0$  w ośrodku elastycznym. Pole  $u'$ ,  $v'$  pozwala zatem na obliczenie naprężeń. Pola  $u^*$ ,  $v^*$  są rozwiązaniami problemu płaskiego, określone przez pole termiczne  $T(x, y) = \text{Re} F(z)$

$$u^* + iv^* = \int F(z) dz.$$

W ogólności są to funkcje wieloznaczne. W obszarze wielospójnym możemy zdefiniować przyrosty tych funkcji wzdłuż konturów  $L_k$  (wskaźnik  $k$  odnosi się do odpowiedniego konturu o środku  $z_k$ ).

$$\oint F(z) dz = \sum_k (z\delta_k + \gamma_k + i\omega_k) \ln(z - z_k) + F^*(z),$$

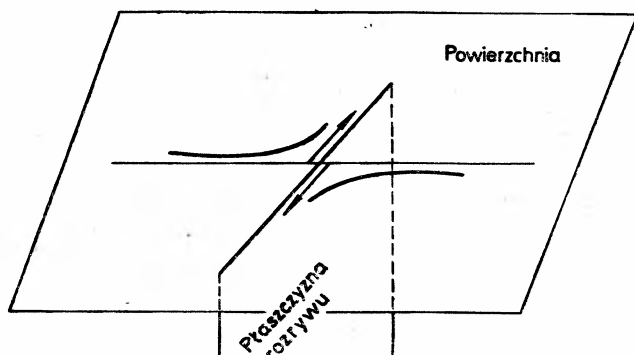
$$\Delta_k(u^* + iv^*) = 2\pi i (z\delta_k + \gamma_k + i\omega_k),$$

gdzie  $F^*(z)$  jest funkcją holomorficzną ( $\delta$ ,  $\gamma$ ,  $\omega$  są stałymi). Dokonując odpowiednich cięć sprowadzamy te funkcje do wyrażeń jednoznacznych. Powyższe rozwiązania prowadzą teraz do dwóch możliwości [10]:

A. Końcowe przemieszczenia  $u$ ,  $v$  są jednoznaczne, tzn.  $\Delta_k(u + iv) = 0$ . Pole naprężeń obliczone z przemieszczeń  $u'$ ,  $v'$  odpowiada polu naprężeń dyslokacji, gdyż

$$\Delta_k(u' + iv') \neq 0.$$

B. Końcowe przemieszczenia są wieloznaczne, ale funkcje  $u'$ ,  $v'$  problemu równoważnego są jednoznaczne  $\Delta_k(u' + iv') = 0$ . Stąd pole naprężeń nie ma charakteru dyslokacyjnego, choć realna dyslokacja może istnieć w ośrodku..



Rys. 1. Przemieszczenia na powierzchni Ziemi wywołane uskokiem przesuwczym

Fizyczny sens tych przypadków jest następujący: w przypadku *A* pole termiczne tworzy napężenie równoważne polu dyslokacji, w przypadku *B* istnieje realna dyslokacja, a napężenia jej kompensują pole naprężeń termicznych. Anihilacja naprężeń ma miejsce w ośrodku otaczającym dyslokację. Przejście od przypadku *A* do *B* stanowi mechanizm trzęsień termicznych, związanych z utworzeniem przesunięć.

Modele dyslokacyjne z dobrym przybliżeniem oddają prawidłowości pola deformacji na powierzchni Ziemi, wtedy gdy dyslokacje związane z trzęsieniem sięgają powierzchni lub leżą płytko. Klasycznym przykładem jest tu zależność wielkości przesunięć od odległości od linii uskoku, to jest śladu powierzchni dyslokacyjnej (rys. 1).

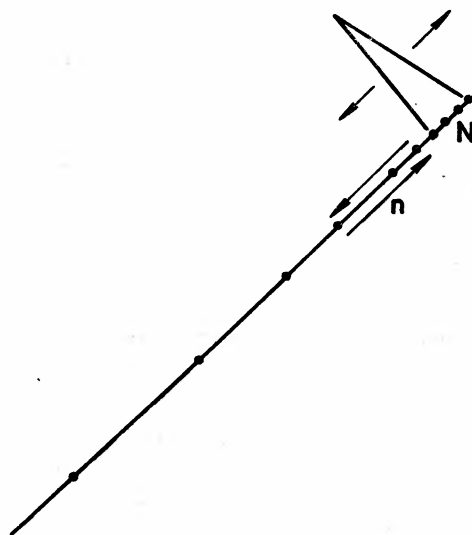
#### 4. Ruch szczelin

Dla dyslokacji geologicznych, gdzie występuje określona płaszczyzna poślizgu, ślad przejścia dyslokacji jest trwałą linią tektoniczną. Wprowadzenie szczelin do opisu trzęsień jest wyraźnym dalszym krokiem wiążącym opis trzęsienia z procesami zniszczenia materiału, które zachodzą w obszarze ogniska. Wzajemne przesunięcia mas następują wzdłuż dwu oddzielnych powierzchni — brzegów szczeliny. Ciągłość ośrodka nie jest tu zachowana; obie powierzchnie szczeliny bądź przylegają do siebie blisko, jak to ma miejsce w przypadku szczelin ścinania i szczelin transwersalnych, bądź są od siebie odsunięte, jak w przypadku szczelin rozrywu. Opis trzęsienia przez utworzenie lub propagację szczeliny różni się od poprzednich przede wszystkim wprowadzeniem powierzchni nieciągłości. Pamiętając o tej różnicy między modelem dyslokacyjnym a szczelinowym wskażemy na pewne formalne, matematyczne związki między tymi defektami, a następnie na fizyczne procesy, które je łączą. Mamy tu na myśli również modele sił punktowych i ich momenty oraz modele dyslokacyjne. Jak wiemy pole naprężeń dyslokacji koncentruje się wzdłuż linii ograniczającej jej kontur. W naukach o Ziemi, wobec odróżnialności punktów ośrodka i ze względu na określone efekty residualne na powierzchni, oraz na wspomnianą już poprzednio zmianę struktury wzdłuż płaszczyzny poślizgu, określa się terminem dyslokacja całą powierzchnię, na której występuje skok przesunięć. Wróćmy jednak do pojęć stosowanych w fizyce. Z elementów teorii dyslokacji wynika, że linia dyslokacji posiada tę własność geometryczną,

że kontur zamknięty obejmujący linię — ciągły przed wprowadzeniem dyslokacji — ulega rozerwaniu, a końce — przesunięciu, po wprowadzeniu dyslokacji. Przypomnijmy jeszcze, że linia dyslokacji ograniczająca zdyslokowaną powierzchnię jest linią osobliwą, a promień dyslokacji, cylindra otaczającego osobliwość pola, określa obszar zniszczenia. Wyjaśnia to sens opisu szczeliny przez ciągły rozkład linii dyslokacyjnych w jej obszarze. Matematyczna równoważność pola szczeliny i odpowiedniego rozkładu dyslokacji wprowadzona została w rozważaniach nad stanem równowagi układu dyslokacji [11—13].

Fizycznie szczelina reprezentuje, jak już powiedziano, głębszy proces zniszczenia materiału — warunki ciągłości materii i jej spójność nie są zachowane. Stroh [14] wyjaśnia tworzenie szczeliny jako skutek deformacji plastycznych z udziałem dyslokacji. Proces dyslokacje  $\rightarrow$  szczelina wprowadzony do sejsmologii przez autora niniejszego artykułu w r. 1970 opisuje rozwój defektów i możliwość wypromieniowania części energii wewnętrznej.

Wyobraźmy sobie ciąg dyslokacji leżących współpłaszczyznowo. Pod działaniem pola naprężeń przesuwać się one w określonym kierunku. Gdy wiodąca dyslokacja zostaje zatrzymana, na przykład napotykać na swej drodze przeszkodę hamującą dalszy jej ruch, to pozostałe dyslokacje zbliżają się, koncentrują się wokół dyslokacji blokującej. Tworzy się stan równowagi wynikający z oddziaływania pola naprężeń zewnętrznych i wzajemnych oddziaływań między polami dyslokacji. Koncentracja naprężeń dla układu  $n$  dyslokacji w stanie równowagi wynosi  $n\tau$ , gdzie  $\tau$  — pole zewnętrzne. Stroh [14] i Cottrell [13] rozważali tworzenie się szczeliny w obszarze dużej koncentracji dyslokacji; z ogólnej liczby  $n$  dyslokacji część z nich,  $N$ , blisko dyslokacji blokującej łączy się w szczelinę. Ilustruje to rys. 2, gdzie ciąg dyslokacji krawędziowych tworzy szczelinę rozrywu. Jeszcze ciekawszy przykład dotyczy sytuacji gdzie u zbiegu dwu płaszczyzn dyslokacyjnych tworzy się szczelina. Bilans energetyczny opisanego procesu dyslokacje  $\rightarrow$  szczelina jest korzystny dla wyzwolenia naprężeń wewnętrznych. Autor [15] rozważając uogólnienia dla przypadku, gdy



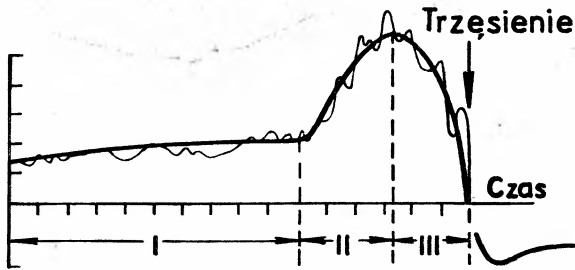
Rys. 2. Proces dyslokacje  $\rightarrow$  szczelina

dyslokacje mają różne wartości wektora Burgersa opracował odpowiedni model mechanizmu trzęsienia. Należy dwa założenia tu wymienić: pierwsze, że pole naprężeń zewnętrzne (hydrostatyczne, czyste ścinanie, oraz złożenie obu tych pól) jest względnie jednorodne daleko od granic obszaru, w którym spodziewamy się trzęsienia, drugie, że warunki na granicy (daleko od obszaru przygotowawczego) określają dopuszczalne makroskopowe przesunięcia mas ośrodka. Takie rozgraniczenie warunków jest dogodne, pozwala na przykład zrozumieć pewne efekty związane z przeciwnym zwrotem przesunięć dla niektórych replik głównego trzęsienia. Weźmy na przykład sztywną granicę otaczającą obszar przygotowawczy. Niech trzęsienie będzie wyobrażone przez ruch dyslokacji. Jeśli na skutek inercji ruchu dyslokacja zbliży się zbyt do sztywnej granicy, to wywoła lokalne pole odpychające ją. Pole to ma przeciwny znak w stosunku do pola regionalnego (zewnętrznego) i powoduje „odbicie” dyslokacji i niewielkie jej cofnięcie. Będzie to więc albo replika trzęsienia o przeciwnym zwrocie przesunięć bądź tzw. faza odwrotna (*reverse phase*) w końcowym procesie trzęsienia głównego. Jako przykład rozważmy tzw. przypadek antypłaskiego pola dyslokacji śrubowej oddalonej od granicy sztywnej. Na granicy tej przyjmujemy przesunięcie równe zero (niezaburzona, sztywna granica). Podobnie jak dla swobodnej granicy rozwiązania możemy uzyskać stosując metodę dyslokacji obrazu, ale tu o tym samym znaku. W wyniku oddziaływania uzyskujemy odpychającą dyslokację od granicy sztywnej. Jeżeli przyjmiemy, że pole zewnętrzne posuwało dyslokację do granicy, to na skutek zbliżenia się do granicy powstaje lokalne pole odwracające to działanie. Mechanizm ten tłumaczy możliwość powstania obserwowanej czasem fazy odwrotnej w trzęsieniu, czy też w jego replikach.

Wróćmy teraz do przykładów ilustrujących tworzenie się szczelin: procesy przesunięć dyslokacyjnych mogą być tu traktowane jako stosunkowo powolne deformacje, pełzanie w skali ośrodka geologicznego, a dopiero znaczna akumulacja naprężeń związana z koncentracją dyslokacji prowadzi do zjawisk rozrywu, niszczenia materiału, wyrażającego się tworzeniem szczelin. Dyslokacje mogą oprócz szczeliny rozrywu, tworzyć tu szczeliny ścinania i szczeliny transwersalne. Rozważmy dla przykładu układ dyslokacji krawędziowych blokowanych przez klin utworzony z innego ośrodka, bądź na granicy ośrodka u zbiegu dwu płaszczyzn dyslokacyjnych. Wzdłuż granic ośrodków utworzyć się tu mogą duże szczeliny ścinania. Podobny przypadek można rozważać dla dyslokacji śrubowych i szczelin transwersalnych. Dla niezbyt głębokich trzęsień proces dyslokacje (krawędziowe) → szczeliny (rozrywu) → dylatacja (ośrodka) będzie typowym ciągiem zjawisk przygotowawczych.

## 5. Modele dylatacyjne zjawisk przed trzęsieniem

Wspomnieliśmy już o problemie sił motorycznych powodujących gromadzenie się energii wewnętrznej we wnętrzu Ziemi, jest to problem związany z ogólną dynamiką i ewolucją globu, z tzw. tektoniką płyt. Drugi problem to reakcja ośrodka na pole naprężeń, problem blisko związany z procesami przygotowawczymi. Aktualnie konkurują z sobą dwa modele opisujące procesy przygotowawcze i ich rozwój aż do powstania trzęsienia. Są to dylatacyjne modele procesów w obszarze trzęsienia Ziemi.



Rys. 3. Model LNT przebiegu deformacji przed trzęsieniem Ziemi

Teoria dylatacji skał, występującej przed rozrywem, jest podstawą zrozumienia wielu zjawisk poprzedzających trzęsienie Ziemi. Dylatacją nazywamy zjawisko zwiększenia się objętości skały na skutek deformacji, wywołanej wzrostem naprężeń i tworzeniem się szczelin otwartych; otwierają się one — początek dylatacji — przy wartościach naprężeń w granicach  $1/2$ — $1/3$  wartości wytrzymałości materiału. Model LNT (lawinowo niestabilnego tworzenia się szczelin) został opracowany przez badaczy z Instytutu Fizyki Ziemi w Moskwie [16], a model DD (dylatacyjno-dyfuzyjny) był opracowany w USA [17—19].

Istotę modelu LNT wyjaśniają kolejne stadia tworzenia się szczelin. W fazie I narastają elastyczne deformacje, tworzą się szczeliny o rozkładzie mniej więcej jednorodnym, faza II to wpływ oddziaływania wzajemnego szczelin i przyspieszony ich rozwój, pojawiają się obserwowalne zmiany parametrów fizycznych ośrodka, faza III to rozwój niestabilny szczelin (rys. 3).

W modelu DD istotną rolę odgrywa również wzrost objętościowy materiału — dylatacja — na skutek tworzenia się szczelin. Przy wzroście naprężeń wzrasta liczba i długość mikroszczelin. Dalszy wzrost naprężeń powoduje zamykanie szczelin i tworzenie się wydłużonych nielicznych szczelin. Udział cieczy międzyszczelinowej i jej przemieszczenia w kolejnych fazach przed trzęsieniem są zasadniczym czynnikiem kontrolującym proces. W fazie I następuje wzrost odkształceń. W fazie II dylatacyjnej następuje wzrost liczby szczelin; powstają szczeliny otwarte o orientacji prostopadłej do kierunku najmniejszych naprężeń kompresyjnych. Szczeliny są jeszcze nie nasycone cieczą, stąd wypływ cieczy z obszaru (podnoszenie się poziomu wód), ale już w dalszej fazie III ciecz wciska się do szczelin — powodując proces rozrywu i zmniejsza tarcie. W wyniku tych procesów ulegają również zmianie inne własności fizyczne; w fazie II niektóre z nich wracają jednak prawie do wartości wyjściowych.

W modelu LNT trzęsienie następuje w warunkach już zmniejszonych naprężeń, a orientacja szczelin jest równoległa do głównego uskoku, zwykle związanego z określonym kierunkiem tektonicznym. W modelu DD trzęsienie następuje w momencie maksymalnych naprężeń, tworzące się szczeliny są prostopadłe do kierunku najmniejszych naprężeń kompresyjnych.

Przewidywane w teorii dylatacyjnej zmiany niektórych parametrów o charakterze zatokowym lub półzatokowym mają swoje potwierdzenie w obserwacjach i to dla zjawisk o różnej skali: przy niszczeniu próbek w laboratorium, dla tąpnięć w kopalniach i dla trzęsień.

Poprzednio podane procesy dyslokacje → szczelina → dylatacja (DCD) wyjaśniają

niektóre elementy przytoczonych teorii; w procesach DCD istotną rolę odgrywają istniejące w ośrodku płaszczyzny, lub granice wzdłuż których tworzą się szczeliny. Proces przejścia od dyslokacji do szczelin może być realnym opisem zmian w strukturze ośrodka, przedstawiając jednocześnie przejście od wolnych, plastycznych deformacji do gwałtownych rozrywów ośrodka. W opisie DCD wpływ cieczy w sposób naturalny może współdziałać w tworzeniu się szczelin. Opis procesów przygotowawczych i związane z nimi zjawisko to ogromny już dział nauki o trzęsieniach, ważny dla prognoz.

## 6. Modele strukturalne

Dyslokacje są, formalnie biorąc, elementarnym tworzywem, z którego budować możemy zarówno formalny jak i fizyczny proces obrazujący deformacje plastyczne i zniszczenie materiału. Warto więc chwilę zatrzymać się nad uogólnieniem teoretycznym tych rozważań. Wspomnieliśmy, że pole gęstości dyslokacji opisywać może procesy plastyczne, a także łączy się z naprężeniami termicznymi. Ośrodek skalny, w którym rozgrywają się procesy przygotowawcze, w którym ma miejsce samo trzęsienie, jest niezwykle złożony. Wpływ naprężeń i procesów deformacyjnych nakłada się na pole licznych, istniejących defektów i niejednorodności; ten ośrodek i stan w jakim się znajduje można by określić terminem przestrzeń tektoniczna. Niezbędne są daleko idące przybliżenia dla opisu procesów dynamicznych w tej przestrzeni. Z drugiej strony oddziaływanie licznych defektów ze strukturą ośrodka zmusza do szukania bardziej złożonych modeli teoretycznych.

Ośrodek z ciągłym rozkładem dyslokacji wyjaśnia pewne zjawiska w procesach plastycznych i termoplastycznych. Ośrodek przeniknięty pewną strukturą przestrzenną, ziarnistą bądź rozdzieloną w ciąg elementów blokowych, opisać można przez kontinuum mikromorficzne.

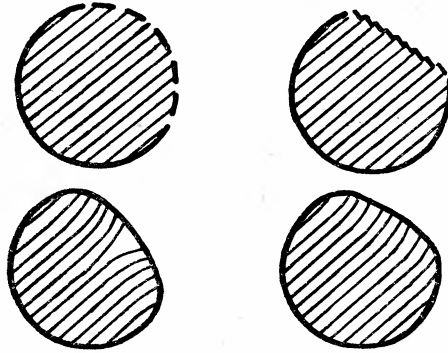
Plastyczne deformacje i ich związek z polami dyslokacji w kontinuum sprężystym mogą być opisane przez tzw. tensor niezgodności. Pełną deformację rozdzielimy na część elastyczną i plastyczną [20]

$$\varepsilon = \varepsilon_0 + \varepsilon_1 .$$

Pełne pole spełniać musi warunek zgodności [2]. Natomiast jego części składowe warunków zgodności w ogólności nie spełniają, ale dla nich można tymże operatorem zdefiniować tensor niezgodności  $\eta_{\alpha\beta}$ . Tensor ten jest związany z polem gęstości dyslokacji i może być rozpatrywany jako funkcja źródłowa defektów i ich dynamiki.

Szereg pojęć geometrii różniczkowej wyjaśnia ogólne prawidłowości pól deformacji i ich strukturalny charakter. Związek geometrii i fizyki ma jednak tutaj formalny charakter. Dyslokacje opisane mogą być własnościami linii, które tworzyły przed deformacją ciągły zamknięty kontur, a po wprowadzeniu dyslokacji uległy rozerwaniu i przesunięciu. W przypadku dyskretnego rozkładu dyslokacji odpowiednia graficzna dwuwymiarowa reprezentacja jest przedstawiona przez linię z szeregiem miejsc rozerwania i przesunięcia (rys. 4 — górne diagramy). Rozpatrywane linie zawarte dotąd w płaszczyźnie można doprowadzić z powrotem do zamkniętych konturów bez zmiany wielkości powierzchni,





Rys. 4. Dwuwymiarowa reprezentacja ciągłego pola defektów i równoważnego zakrzywienia powierzchni — dolne diagramy

ale poprzez jej zakrzywienie w przestrzeni. Miarą zawartości dyslokacji będzie więc wielkość krzywizny. To proste rozumowanie wyjaśnia, że przejście od ośrodka idealnego, bez naprężeń, do rzeczywistego ośrodka z defektami, lub odwrotnie, jest niemożliwe, a przynajmniej gdy ograniczamy się do ciągłej transformacji holonomicznej

$$X_\alpha \rightarrow x_\alpha + u_\alpha.$$

Zaznaczyć trzeba, że w sąsiedztwie każdego punktu możliwe jest omawiane przejście za pomocą transformacji

$$dX_\alpha \rightarrow dx_\alpha + u_{\alpha\beta} dx_\beta,$$

która jednak jest w ogólności niecałkowalna, a więc anholonomiczna;  $u_{ik}$  jest tensorem dystorsji. Jak wspomniano, nie jest więc możliwe doprowadzenie ośrodka rzeczywistego do stanu idealnego bez naprężeń wewnętrznych, chyba że w drodze cięć i ewentualnego uzupełnienia lub usunięcia części materii. Transformacja anholonomiczna doprowadziłaby natychmiast do zmiany geometrii przestrzeni; można jednak posłużyć się nią myślowo do opisu stanu wewnętrznych naprężeń poprzez badanie własności przestrzeni — w ogólności nieriemannowskiej — z krzywizną i torsją. W szczególności gęstość dyslokacji jest związana z tensorem torsji w sposób następujący [21—23]

$$\alpha^{\mu\nu} = \varepsilon^{\nu\alpha\beta} S_{\alpha\beta}^{\cdot\mu},$$

a tensor niezgodności łączy z tensorem krzywizny związek [24]

$$\eta^{\tau\nu} = \frac{1}{4} \varepsilon^{\tau\lambda\mu} \varepsilon^{\nu\alpha\beta} R_{\alpha\beta\lambda\mu}.$$

W teorii liniowej odpowiednie związki łączące te wielkości z tensorem dystorsji otrzymał Kroner [25]. Wynika też tu ważny związek między tensorem niezgodności i tensorem gęstości dyslokacji

$$\eta_{\alpha\beta} = 2 \varepsilon_{\alpha\lambda\nu} \alpha_\beta^{\nu\lambda}.$$

W ogólności pochodne rozumiane są tu w sensie kowariantnym, a tensor antysymetryczny  $\varepsilon^{\nu\lambda\mu}$  przybiera wartości  $\pm\sqrt{g}$ , gdzie  $g$  jest wyznacznikiem tensora metrycznego  $g_{\mu\nu}$ . Przeanalizujemy dwa podejścia do ogólnej teorii opisu ciał poprzez metody geometrii różniczkowej.

Rozważmy rzeczywiste ciało z całą gamą jego defektów, niejednorodności i wewnętrznych naprężeń, które z tymi obiektami są związane. Wprowadzimy lokalnie transformację anholonomiczną — odpowiada jej pewne pole deformacji elastycznych i plastycznych — w taki sposób, aby naprężenia zostały usunięte ( $\tau = 0$ ). Ponadto zażądajmy ciągłości materiału. W rezultacie tych operacji ciało znalazłoby się w przestrzeni nieeuklidesowej z różną od zera krzywizną  $R$  i torsją  $S$  ( $R \neq 0$ ,  $\tau = 0$ ). Wciśnijmy z powrotem rozważane ciało do przestrzeni euklidesowej — odpowiada to wprowadzeniu naprężeń ( $R = 0$ ,  $\tau \neq 0$ ). Związek różniczkowy pomiędzy polem dyslokacji, które zdejmują naprężenia, a polem naprężeń można uzyskać z żądania  $R = 0$ , które odpowiada warunkom zgodności w teorii liniowej.

Weźmy teraz pod uwagę inną koncepcję, w której punktem wyjściowym jest idealny ośrodek bez naprężeń i odkształceń. Wprowadzimy pole odkształceń  $\varepsilon = \varepsilon_0 + \varepsilon_1$ , które w sumie spełnia warunki zgodności, co odpowiada warunkowi ogólnemu  $R = 0$  przy  $\tau \neq 0$ . Złożone stany naprężeń winny być uzupełnione obrazem dynamicznym. Hollander [26] podał m. in. próby ujęcia dynamiki ciągłego pola dyslokacji w czasoprzestrzeni.

Dla bliskich odległości stosunek specyficznych wewnętrznych jednostek długości, związanych ze strukturą ośrodka do długości fal, staje się istotny. Ośrodek Cosseratów, ośrodki mikropolarne i mikromorficzne oraz ośrodki nielokalne tworzą grupę pozwalającą na ogólniejsze podejście do zagadnień dynamiki. Wpływ historii deformacji jest włączony w teoriach ośrodka z pamięcią względnie z zanikającą pamięcią. Podobnie w nielokalnych teoriach stan naprężeń zależy od sytuacji w obszarze sąsiednim.

Podstawową ideą teorii tak zwanych ośrodków mikromorficznych [27] jest wprowadzenie szerszej klasy deformacji punktowych, związanych z dodatkowymi stopniami swobody opisującymi obroty i deformację elementów tworzących strukturę: obroty i deformacja ziaren (w teorii — opisanych przez elementy punktowe). Tak więc oprócz pola przesuń  $u_i$  wprowadza się tu pole mikroprzesunięć  $\varphi_{ik}$ , które odpowiada tym dodatkowym stopniom swobody. Analogia do tensora dystorsji wspomnianego wyżej jest bliska. W przypadku asymetrii tensora  $\varphi_{ik}$  mamy do czynienia z ośrodkami mikropolarnymi — odpowiadającymi bezpośrednio ośrodkowi Cosseratów z jednostkowymi wektorami (*directors*) podlegającymi obrotom.

Teoria mikromorficzna [28] uwzględnia równania ciągłości, zachowania pędu, momentu pędu, energii oraz tensora momentu bezwładności opisującego własności elementów strukturalnych.

W zastosowaniach geofizycznych związanych z opisem zjawisk w strefie otaczającej ognisko trzęsienia Ziemi przyjmuje się tensor bezwładności w postaci diagonalnej, a także zakłada się warunki ograniczające moment obrotowy; założenie symetrii dywergencji tensora momentu naprężeń oraz znikanie momentów masowych odpowiada procesom dynamicznym w źródle o znikającym momencie obrotowym — np. dwa dipole sił. Powyższe warunki definiują symetryczną teorię ośrodka mikromorficznego [29], której zastosowania

sejsmologiczne dotyczą pól blisko ogniska, prowadząc do złożonego modelu mechanizmu trzęsienia Ziemi [30].

Wewnętrzną charakterystykę ośrodka uzupełniają własności inercyjne ziaren, w szczególności mogą one wyróżnić pewien kierunek powodując mikroanizotropię. Eringen [28] wykazał, że tensor mikroinercji  $I_k$  można obliczyć z rozkładu mikroelementów o gęstości  $\rho^{(\alpha)}$  różnej od gęstości ośrodka  $\rho$

$$\rho I_{kl} \Delta V = \sum_{(\alpha)} \rho^{(\alpha)} \xi_k \xi_l \Delta V^{(\alpha)},$$

gdzie  $\xi_k$  określa średni promień ziarna w odpowiednim kierunku. Warto też zaznaczyć, że ogólnie przyjęty tensor bezwładności ciała sztywnego  $J_{kl}$  związany jest z omawianym tu tensorem poprzez relację

$$J_{kl} = I_{mn} \delta_{kl} - I_{kl}$$

Teoria ośrodka mikromorficznego *continuum* zawiera w sobie również możliwości opisu mieszaniny ciała stałego i przenikającej go cieczy. Można też podać związek z opisem ośrodków porowatych. Tu wspomnimy jeszcze o tym, że opis mikromorficzny zawiera też możliwości zmiany stosunku objętości części stałej do ciekłej, poprzez odpowiednie wielkości dyatacji i mikrodyatacji. Jest to element teorii, który może odpowiadać przejściom fazowym.

W klasycznych rozważaniach najprostszy model mechanizmu trzęsienia reprezentowany jest przez układ dwu punktowych dipoli z momentem (dipol z momentem uzyskuje się przez przejście graniczne wzdłuż osi prostopadłej do kierunku wektora), ułożonych do siebie prostopadle i posiadających wypadkowy moment obrotowy równy zeru. Dla ośrodków złożonych mechanizm może być bardziej skomplikowany i w przypadku cieczy przenikającej ośrodek tworzeniu się szczelin otwartych towarzyszyć będzie ruch cieczy.

W ośrodku dwufazowym, lub w ośrodku z wewnętrzną mikrostrukturą można pewnie wyobrażenie o złożonym mechanizmie wstrząsu uzyskać rozpatrując teorię mikromorficzną. Dla ośrodka mikromorficznego symetrycznego układu równań dla pędu i momentu pędu bardzo się upraszcza; Teisseyre i Dmowska [30] uzyskali, że pole mikroprzesunięć

$$\varphi_{lk} = \frac{v}{S} \left( \frac{\partial}{\partial x_k} u_l + \frac{\partial}{\partial x_l} u_k \right), \quad \text{gdzie} \quad S = \rho \omega^2 I - 2\bar{v}$$

spełnia ten układ dla dowolnego rozwiązania  $u_i$  klasycznego równania zachowania pędu z nieco zmienionymi stałymi ( $v, \bar{v}$ ). Sprzężone do rozwiązania dla siły prostej rozwiązanie  $\varphi_{lk}$  przedstawia układ dwu dipoli z momentem. Analogicznie: do rozwiązania dla przesunięć reprezentowanych przez dipole otrzymamy sprzężone rozwiązanie dla mikroprzesunięć dane przez układ kwadrupoli.

Na odległościach dalszych od źródeł pole falowe może być przybliżone przez fale płaskie, a własności dyspersyjne rozchodzenia się fal można uzyskać z warunku znikania wyznacznika odpowiednich równań falowych. Dla fal podłużnych  $P$  i poprzecznych  $S$  otrzymujemy dwie, względnie jedną, gałęzie rozwiązań dla wyrażenia  $V^2$  jako funkcji zależnej od  $I\rho\omega^2$ . Gałęzie te posiadają punkty osobliwe dla pewnych wartości  $I\rho\omega^2$ . Wynik

ten można interpretować jako efekt rezonansu przy długościach fal równych pewnym naturalnym jednostkom długości wewnętrznej mikrostruktury  $l^{1/2}$ .

Zauważmy jeszcze jedną osobliwość propagacji w mikromorficznym *continuum*. Jest nią rozchodzenie się drgań skrętnych. Jest to oczywisty efekt dla ośrodków mikropolarnych związanych z obrotami ziaren. W rozpatrywanej teorii symetrycznej efekt ten jest związany z różnicami wartości składowych tensora mikrobezładności.

Zjawiska rezydualnych trwałych deformacji skrętnych były często odnotowywane w obszarach epicentralnych wielu trzęsień.

W ośrodku mikromorficznym symetrycznym [29] efekty te są związane z własnościami mikrobezładności elementów struktury podłoża. Znajdujemy tu pewną analogię do klasycznych teorii odnoszących wszakże rotację do własności obiektów na powierzchni. Dla obiektów większych rotację można też tłumaczyć polem przesunięć dyferencyjnych, a więc odnoszącym deformację skrętną do wartości pochodnych pola przesunięć [31].

## 7. Teoria odprężenia sejsmicznego

Wróćmy jeszcze do samego procesu trzęsienia. Teoria procesów mechanicznych prowadzących do tworzenia się rozrywu w trzęsieniu Ziemi obejmuje, w ostatnim ujęciu autora [32—34] zjawiska pełzania i odprężenia (*rebound*) w sejsmicznym procesie zniszczenia. Teoria ta zakłada, że materiał wypełniony jest ciągłym polem defektów — szczelin, które pod wpływem pól zewnętrznych i w wyniku oddziaływań prowadzą do ewolucji naprężeń wewnętrznych. Dynamiczne procesy związane są tu z propagacją szczelin i ewentualnym ich łączeniem się, a prowadzi to w konsekwencji do koncentracji naprężeń i do powstania właściwego rozrywu makroskopowego. Własności tak zdefiniowanego ośrodka można opisać w kolejnych krokach, związanych z propagacją deformacji, a odnoszących się do przybliżeń dla ciał Maxwella i Voigta-Kelvina. W tym ujęciu addytywne, niesprężyste deformacje i naprężenia wymagają przyjęcia odpowiednich dodatkowych związków konstytutywnych. Proces przybliżeń opisu ośrodka z postępującą deformacją wyrażony jest przez wzrost i propagację pola szczelin.

Równania zgodności prowadzą do związku gęstości defektów z polem naprężeń nieelastycznych. W teorii tej użyty jest warunek ciągłości łączący zmiany gęstości dyslokacji z tensorem przepływu dyslokacji  $I$  ( $\alpha v$  — iloczyn tensorowy)

$$\int \int \frac{d\alpha}{dt} d\sigma + \oint \alpha \cdot (v \times d\mathbf{l}) = 0,$$

$$\dot{\alpha} + \frac{\partial}{\partial x_s} (\alpha_{mn} v_s) - \frac{\partial}{\partial x_s} (\alpha_{ms} v_n) = 0.$$

Ponadto do równań zgodności dla pełnego pola deformacji (elastyczne plus nieelastyczne) oraz do podanych równań ciągłości należy dołączyć relację opisującą deformacje lepkiego płynięcia  $\dot{\epsilon} = F\tau^n$ , gdzie  $\tau$  jest naprężeniem.

Na tej drodze rozważania teoretyczne jak i wcześniej podane fakty doświadczalne prowadzą do hipotezy, że nieelastyczne deformacje materiału wypełnionego szczelinami można

opisać następującymi równaniami

$$\alpha = \text{Crot } \tau$$

$$(\tau - \tau_F)^n = D\alpha v,$$

gdzie  $\tau_F$  jest tensorem pola naprężeń tarcia.

Omawiane związki są więc z jednej strony uzasadnione teoretycznie, a ponadto procesy propagacji mają swe potwierdzenie w wynikach badań eksperymentalnych [34]. Eliminując z tych równań tensor gęstości szczelin dochodzimy do dwóch układów równań opisujących szczeliny antypłaskie oraz szczeliny ścinania i rozrywu w płaszczyźnie: dla pola ścinania antypłaskiego

$$(\tau - \tau_F)^n = Av \frac{\partial \tau}{\partial x},$$

gdzie  $\tau = \tau_{xx}$ ,  $v = v_x$ ,  $A = CD$ .

Dla pola ścinania i rozrywu w płaszczyźnie

$$(\tau - \tau_F)^n = Av \left( \frac{\partial \tau}{\partial x} - \frac{\partial \sigma}{\partial y} \right), \quad (\sigma - \sigma_F)^n = A\omega \left( \frac{\partial \sigma}{\partial y} - \frac{\partial \tau}{\partial x} \right),$$

gdzie  $\tau = \tau_{xy}$ ,  $\sigma = \tau_{xx}$ ,  $v = v_x$ ,  $\omega = v_y$ .

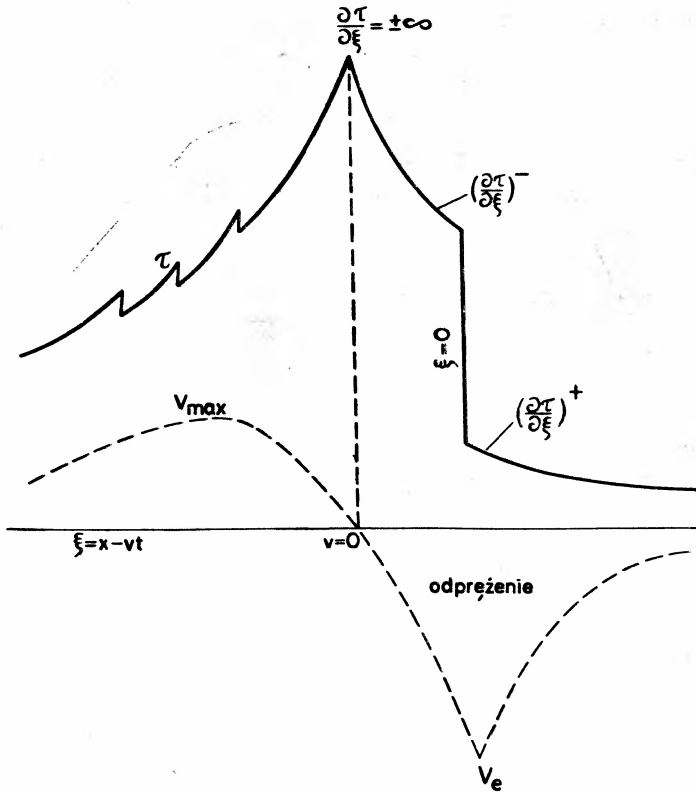
Równania zawierają funkcje  $\tau(x, y, z, t)$ ,  $v(x, y, z, t)$  a ich rozwiązanie wymaga dodatkowych warunków. Bilans energetyczny związany z tworzeniem się elementu szczeliny może być tu niezmiernie użyteczny. Dla przypadku quasistatystycznego wielkość przyrostu energii na utworzenie elementu szczeliny z prędkością  $V$  podana została w pracy [36]. Wielkość tę pomnożoną przez gęstość defektów można przyrównać do zmiany energii wewnętrznej i kinetycznej

$$\frac{\partial}{\partial t} \left[ \frac{1}{2} \rho \left( \frac{\partial u}{\partial t} \right)^2 + \frac{1}{2\mu} \tau^2 \right] = -v [K^2(1-v^2)^{-1/2} + \tau_F] \alpha,$$

gdzie  $K$  — czynnik intensywności naprężeń szczelin.

Ponadto po prawej stronie uwzględniono straty energii na pracę tarcia. Dla przypadku dynamicznego czynnik intensywności naprężeń  $K$  zależy dodatkowo od prędkości, dla przypadku antypłaskiego można łatwo wprowadzić tu odpowiednią korektę ostatniego wzoru podstawiając  $K \rightarrow K \sqrt{1-|v|}$  [37]. Układy otrzymanych równań pozwalają śledzić ewolucję naprężeń, procesy pękania, a także, przy dodatkowych warunkach, sam proces wyzwiania energii i spadku naprężeń. Dla przypadku jednowymiarowego, przy założeniu zależności funkcji tylko od zmiennej  $\xi = x - vt$  można łatwo uzyskać rozwiązanie numeryczne. Typowym przykładem jest tu wykres podany na rys. 5. Dla przypadku pola ścinania i rozrywu liczba funkcji nieznanych jest dwukrotnie większa. Dodatkowe warunki dla bilansu energetycznego można rozdzielić na układ dwu równań.

W przypadku wstrząsów w kopalniach procesy ścinania i rozrywu są szczególnie istotne, gdyż istnienie pustek, korytarzy i wyrobisk czyni możliwość procesów rozrywu bardzo realną. Analizy naprężeń i pole prędkości ruchu szczelin mają jednak przebieg analogiczny jak dla przypadku szczelin ścinania antypłaskiego. W momencie zmiany znaku prędkości ruchu naprężenia osiągają wartość maksymalną i rozpoczyna się proces odprężenia (*re-*



Rys. 5. Przebieg naprężeń i prędkości ruchu szczelin w teorii odprężenia sejsmicznego: spadek naprężeń w momencie ekstremalnej prędkości odprężenia  $V_e$ .

*bound*); gdy prędkość osiąga ekstremum przyjmujemy spadek naprężeń wyrażający proces niszczenia (rys. 5). Wartość współczynnika  $H$  można określić szukając procesu, który charakteryzuje maksymalną efektywność i wyzwala energię.

## 8. Niestabilność mechaniczna

Wspomnieliśmy już, że ruch mas wzdłuż płaszczyzn poślizgu wymaga uwzględnienia wpływu tarcia i jego zależności od dynamiki procesu. Wiederhorn [38] i Rice [39] badali prędkość ruchu mikroszczelin; zależy ona od czynnika  $K$  i intensywności naprężeń  $u$  brzegu szczeliny ( $\tau = K/\sqrt{r}$ , gdzie  $r$  — odległość od brzegu szczeliny). Czynniki intensywności  $K$  zależy jednak również od naprężeń przyłożonych  $\tau_0$  w odniesieniu do naprężeń tarcia  $\tau_F$ , a także od długości szczeliny  $l$  [40]

$$K \approx 1,6(\tau_0 - \tau_F) \sqrt{l}.$$

Szamina i Pawłow [35] badali na modelach z przygotowaną szczeliną (*precut crack*) prędkość ruchu rozrywu w stosunku do pola naprężeń przyłożonych. Zmiany sił tarcia czynią te zależności bardziej złożonymi.

W realistycznym modelu trzęsień należy ponadto uwzględnić spadek naprężeń związany z procesem wyzwalaania energii sejsmicznej. Według [41] energia wyzwolona dla uskoku przesuwczego na granicy półprzestrzeni wynosi

$$\Delta E = \frac{\pi}{8} \mu l b^2 \frac{\bar{\tau}}{\Delta \tau},$$

gdzie  $\Delta \tau$  jest względnym spadkiem naprężeń, a  $\bar{\tau}$  jest średnią pól naprężeń przed i po trzęsieniu. Tutaj  $\mu$ ,  $l$ ,  $b$  są odpowiednio: modułem sztywności, długością uskoku i przesunięciem. Porównując to wyrażenie z wielkością pracy użytej na przesunięcie otrzymamy [42]

$$\frac{\Delta \tau}{\mu} = \frac{b}{d},$$

gdzie  $d$  jest głębokością uskoku. Ten wzór jest też często zapisywany przy użyciu wielkości momentu sejsmicznego  $M_0$

$$\Delta \tau = \frac{M_0}{l d^2}, \quad M_0 = \mu b S.$$

gdzie  $S$  jest powierzchnią uskoku.

Ta ostatnia relacja wyraża proporcjonalność spadku naprężeń do przesunięcia wzdłuż uskoku  $b$ . W czasie procesu zniszczenia spadek naprężeń jest według Johnsona [43] zależny od prędkości ruchu cząstek, a prawie niezależny od prędkości rozrywu  $v$ .

Rozważając prosty układ oscylatora ze stałym tarcie Johnson [43] uzyskał proporcjonalność prędkości  $b$  do przesunięcia  $b$ , z czego wobec ostatniej zależności wynika, że prędkość ta jest proporcjonalna do spadku naprężeń.

Trzęsienia Ziemi są procesami spowodowanymi niestabilnością. Niestabilność mechaniczna w ciałach stałych była przedmiotem licznych badań tak laboratoryjnych jak i teoretycznych. Ogólnie jest ona wynikiem sytuacji, w której opór materiału czy to w sensie mechanicznej wytrzymałości, czy w sensie przejść fazowych, czy innym — maleje przy postępującym procesie deformacji.

Niestabilność mechaniczna odnoszona jest przede wszystkim do naprężeń tarcia. Współczynnik tarcia  $\mu_F = N \tau_F$  (gdzie  $N$  jest polem naprężeń normalnych do szczeliny) zależy od czasu kontaktu, a więc od prędkości wzajemnej ruchu  $v$  [44]

$$\mu_F = \mu_0 - A \ln(1 + |v|),$$

gdzie  $A$  — stała,  $\mu_0$  — współczynnik tarcia dla  $v = 0$ .

Przebieg wartości tarcia w zależności od przesunięć i prędkości stwarza warunki sprzyjające tworzeniu się niestabilności mechanicznej. Odpowiada to tym częściom podanych zależności, w których wartości tarcia maleją. Dodajmy, że nagły wzrost prędkości ruchu powodować może wzrost tarcia, a następnie znów jego spadek. Przytoczone wzory i relacje opisują własności hartowania i osłabiania w strefie rozrywu. Występowanie niestabilności zależy od wielu czynników [45]. Z reguły przy niskich ciśnieniach efektywnych, przy dużej porowatości, przy istnieniu mało wytrzymałych minerałów w skale, a także w wysokich temperaturach i wysokich ciśnieniach parcjalnych wód międzyszczelinowych —

materiał skalny ulega procesom ciągłych deformacji zbliżonych do stabilnego pełzania. Przeciwnie warunki preferują gwałtowne niestabilności poprzez szereg poślizgów.

W przypadku istnienia w ośrodku płaszczyzn o osłabionej wytrzymałości, tworzenie się trzęsień przebiega według tzw. modelu *stick-slip*.

Mechanizm *stick-slip* przypomina proces dyslokacje → szczelina, w którym plastyczne deformacje koncentrują się i rozładowują w przesunięciach wzdłuż istniejącego w ośrodku elementu strukturalnego (granica, płaszczyzna poślizgu).

Stwierdziliśmy już, że z rozważań nad procesem koncentracji naprężeń wynika, że proces trzęsienia należy traktować jako element całego ciągu procesów, którym podlega ośrodek. Jest to ciąg przejść, którego ostatni decydujący etap — trzęsienie — jest przejściem nieciągłym w skali makroskopowej.

W teorii odprężenia niestabilności odpowiada proces ruchu *rebound*, w którym następują albo przeciwne kierunki prędkości ruchu przy tych samych naprężeniach ścinania (rys. 5), albo w przypadku hydrostatycznym przeciwne pola ścinania.

Trzęsienia można traktować jako ruch granicy opisującej uogólnione przejście fazowe ośrodka. W ten sposób badali problem trzęsień Archambeau [46] i Hanyga [47]. Hanyga badał uogólnione fale uderzeniowe — fale reakcji, które związane są ze zmianą fazy ośrodka. Wykazał również istnienie fal uderzeniowych ścinania. Przed trzęsieniem ośrodek w sposób stopniowy może przechodzić do stanu metastabilnego, a ostatni etap polega na kolejnym przejściu fazowym od stanu metastabilnego — proces ten zachodzi już w sposób gwałtowny.

#### Literatura

- [1] H. B., Reid, *Bull. Dept. Geol. Calif.* **6**, 413 (1911).
- [2] A. E. H. Love, *A Treatise in the Mathematical Theory of Elasticity*, 4th ed., Cambridge 1927.
- [3] V. I. Keylis-Borok, *Ann. Geofis. (Rome)*, **12**, 205 (1959).
- [4] S. J. Gibowicz, T. Hatherton, *Geophys. J. R. Astron. Soc.* **43**, 589 (1975).
- [5] A. Ben-Menahem, *J. Geophys. Res.* **67**, 1, 345 (1962).
- [6] J. A. Steketee, *Can. J. Phys.* **36**, 1168 (1958).
- [7] F. R. N. Nabarro, *Philos. Mag.* **42**, 1224 (1951).
- [8] R. Teisseyre, *Acta Geophys. Pol.* **9**, 3 (1961).
- [9] N. I. Muskhelishvili, *Some Basic Problems of the Mathematical Theory of Elasticity*, Groningen 1953.
- [10] R. Teisseyre, *Acta Geophys. Pol.* **11**, 229 (1963).
- [11] J. D. Eshelby, F. C. Frank, F. R. N. Nabarro, *Philos. Mag.* **42**, 351 (1951).
- [12] A. K. Head, N. Louat, *J. Phys.* **8**, 1 (1955).
- [13] A. H. Cottrell, *Trans. AIME* **212**, 192 (1958).
- [14] A. N. Stroh, *Proc. R. Soc. London A* **223**, 404 (1954).
- [15] R. Teisseyre, *Tectonophysics* **9**, 547 (1970).
- [16] V. I. Myachkin, G. A. Sobolev, N. A. Dolbikina, V. N. Morozov, V. B. Preobrazhensky, *Tectonophysics* **14**, 279 (1972).
- [17] A. Nur, *Pure Appl. Geophys.* **113**, 197 (1975).
- [18] C. H. Scholz, L. R. Sykes, Y. P. Aggarwal, *Science* **181**, 803 (1973).
- [19] J. H. Whitcomb, J. D. Garmany, D. L. Anderson, *Science* **180**, 632 (1973).
- [20] A. C. Eringen, W. D. Claus, *Spec. Publ. (Nat. Bur. Stand)* **317**, II, 1023 (1970).
- [21] K. Kondo, *RAAG Mem.* **C1**, 361 (1955).
- [22] K. Kondo, M. Yuki, *RAAG Mem.* **D2**, 202 (1958).
- [23] B. A. Bilby, R. Bullough, E. Smith, *Proc. R. Soc. London A* **231**, 263 (1955)



- [24] R. Teisseyre, *Acta Geophys. Pol.* **17**, 3 (1969).
- [25] E. Kröner, *Ergebn. Angew. Math.* **5**, (1958).
- [26] E. F. Holländer, *Czech. J. Phys.* **B 12**, 35 (1962).
- [27] A. C. Eringen, „Theory of Micropolar Elasticity”, w: *Fracture* red. H. Liebowitz, Academic Press, London (1968).
- [28] A. C. Eringen, E. S. Suhubi, *Int. J. Eng. Sci.* **2**, 384 (1964).
- [29] R. Teisseyre, *Pure Appl. Geophys.*, **102**, 15 (1973).
- [30] R. Teisseyre, R. Dmowska, *Publ. Inst. Geophys. Pol. Acad. Sci.*, **93**, 49 (1975).
- [31] M. Bouchon, K. Aki, *Bull. Seismol. Soc. Am.* **72**, 1717 (1982).
- [32] R. Teisseyre, *Acta Geophys. Pol.* **28**, 4, 305 (1981).
- [33] R. Teisseyre, *Phys. Earth. Planet Int.* **39**, 1 (1985).
- [34] R. Teisseyre, *Acta Geophys. Pol.* **33**, 11 (1985).
- [35] O. G. Shamina, A. A. Pavlov, *Acta Geophys. Pol.* **27**, 319 (1979).
- [36] B. V. Kostrov, L. V. Nikitin, L. M. Flitman, *Izv. Akad. Nauk SSSR, Mekh. Tverd. Tela* **3**, 112 (1969).
- [37] J. D. Eshelby, *J. Mech. Phys. Solids* **17**, 177 (1969).
- [38] S. M. Wiederhorn, *J. Am. Ceram. Soc.* **50**, 407 (1967).
- [39] J. R. Rice, *Techn. Rep. 63, Div. Engineering*, Brown University, Providence, USA (1978).
- [40] J. R. Rice, D. A. Simons, *J. Geophys. Res.* **81**, 29, 5322 (1976).
- [41] R. Burridge, L. Knopoff, *Bull. Seismol. Soc. Am.* **56**, 421 (1966).
- [42] L. Knopoff, *Geophys. J. R. Astron. Soc.* **1**, 44 (1958).
- [43] T. L. Johnson, *Pure Appl. Geophys.* **116**, 954 (1978).
- [44] J. H. Dieterich, *Pure Appl. Geophys.* **116**, 790 (1978).
- [45] W. F. Brace, *Tectonophysics*, **14**, 189 (1972).
- [46] C. B. Archambeau, *Rev. Geophys.* **16**, 241 (1968).
- [47] A. Hanyga, *Publ. Inst. Geophys. Pol. Acad. Sci. A-10* (142), 165 (1980).

## WSPOMNIENIA — ROCZNICE

W ub. roku (1985) minęła setna rocznica urodzin Nielsa Bohra. Z okazji tej przagniemy zamieścić kilka różnych, wzajemnie uzupełniających się wspomnień o nim. Poniżej przedstawiamy dwa z nich.

Redakcja

*Victor F. Weisskopf*

Massachusetts Institute of Technology

Cambridge, USA

CBRN,

Genève, Szwajcaria

### Niels Bohr, kwanty i świat \* Niels Bohr, the Quantum and the World

Rozwój mechaniki kwantowej w pierwszym dwudziestopięcioletniu naszego wieku doprowadził do prawdziwej rewolucji w naszym myśleniu. Nowy system pojęć i nowy sposób traktowania budowy atomu zmienił nasze wyobrażenia o materialnej rzeczywistości. Rewolucja kwantów spowodowała przelom w naszym myśleniu o budowie materii. W ciągu kilku lat po sformułowaniu mechaniki kwantów można było zrozumieć zagadnienia dotyczące — przez dziesięć lat — niezrozumiałe, takie jak natura wiązań molekularnych, budowa metali i promieniowanie atomów. Ten nagły rozwój i pogłębienie wiedzy w sposób nieunikniony prowadziły do nowych sposobów traktowania materii; stworzyły nowe formy energii, nowe rodzaje materiałów oraz wiele nowych możliwości technicznych w chemii, elektronice i technologii jądrowej. Zmieniały jakość życia w ciągle rosnącym stopniu. Problemy ludzkie powstałe przez te innowacje coraz częściej stawiają nas w obliczu nowych hierarchii wartości.

Biografia Nielsa Bohra, jego życie naukowe, stanowi najlepszą ilustrację tego bujnego rozwoju fizyki. Był on wielkim fizykiem — jednym z największych. Nazwisko jego stawia się obok nazwisk Galileusza, Newtona, Maxwella i Einsteina. Działalność Nielsa Bohra pozostawała w głównym nurcie rozwoju, o którym mówiliśmy, i podtrzymywała go przez pół wieku. W większym stopniu niż jakiegokolwiek innego uczonego pochłaniały go także zagadnienia jak człowiek a nauka, wpływ nauki na społeczeństwo i politykę.

\* Artykuł, opublikowany w *Physics Today* 38, no. 10 (1985), został przetłumaczony za zgodą Autora i Wydawcy. [Translated with permission. Copyright © 1985 by the American Institute of Physics] (przyj. Red.).

## WSPOMNIENIA — ROCZNICE

W ub. roku (1985) minęła setna rocznica urodzin Nielsa Bohra. Z okazji tej pragniemy zamieścić kilka różnych, wzajemnie uzupełniających się wspomnień o nim. Poniżej przedstawiamy dwa z nich.

*Redakcja*

*Victor F. Weisskopf*

Massachusetts Institute of Technology  
Cambridge, USA

i  
CERN,  
Génève, Szwajcaria

### Niels Bohr, kwanty i świat \*

#### Niels Bohr, the Quantum and the World

Rozwój mechaniki kwantowej w pierwszym dwudziestopięcioleciu naszego wieku doprowadził do prawdziwej rewolucji w naszym myśleniu. Nowy system pojęć i nowy sposób traktowania budowy atomu zmienił nasze wyobrażenia o materialnej rzeczywistości.

Rewolucja kwantów spowodowała przełom w naszym myśleniu o budowie materii. W ciągu kilku lat po sformułowaniu mechaniki kwantów można było zrozumieć zagadnienia dotychczas — przez dziesiątki lat — niezrozumiałe, takie jak natura wiązań molekularnych, budowa metali i promieniowanie atomów. Ten nagły rozwój i pogłębienie wiedzy w sposób nieunikniony prowadziły do nowych sposobów traktowania materii; stworzyły nowe formy energii, nowe rodzaje materiałów oraz wiele nowych możliwości technicznych w chemii, elektronice i technologii jądrowej. Zmieniały jakość życia w ciągle rosnącym stopniu. Problemy ludzkie powstałe przez te inowacje coraz częściej stawiają nas w obliczu nowych hierarchii wartości.

Biografia Nielsa Bohra, jego życie naukowe, stanowi najlepszą ilustrację tego bujnego rozwoju fizyki. Był on wielkim fizykiem — jednym z największych. Nazwisko jego stawia się obok nazwisk Galileusza, Newtona, Maxwella i Einsteina. Działalność Nielsa Bohra pozostawała w głównym nurcie rozwoju, o którym mówiliśmy, i podtrzymywała go przez pół wieku. W większym stopniu niż jakiegokolwiek innego uczonego pochłaniały go takie zagadnienia jak człowiek a nauka, wpływ nauki na społeczeństwo i politykę.

\* Artykuł, opublikowany w *Physics Today* 38, no. 10 (1985), został przetłumaczony za zgodą Autora i Wydawcy. [Translated with permission. Copyright © 1985 by the American Institute of Physics] (przyp. Red.).

Życie naukowe rozpoczął ok. 1905 roku i trwało ono 57 lat. Rok 1905 był rokiem, w którym Einstein opublikował swe prace o szczególnej teorii względności i o istnieniu kwantów światła. Było to zaledwie kilka lat po odkryciu przez Plancka kwantów działania. Bohr miał to wielkie szczęście, że był przy tym obecny na samym początku, w zaraniu, a może to ludzkość miała wielkie szczęście, że właśnie on pojawił się w tym zwrotnym punkcie. Jakież to były czasy dla fizyka! Rozpoczął, gdy budowa atomu była jeszcze nieznana, kończył, gdy fizyka atomowa osiągnęła dojrzałość, a jądro atomowe zaczęło służyć przemysłowi do wytwarzania energii elektrycznej, medycynie w leczeniu raka i niestety, także wojskowym i politycznym celom — jako najbardziej niszczycielska broń, wymyślona przez człowieka.

Pracę Nielsa Bohra można podzielić na cztery okresy. W każdym z tych okresów jego wpływ na rozwój fizyki był ogromny. Pierwszy (1912—23) — od spotkania z Rutherfordem do powstania słynnego Instytutu Fizyki Teoretycznej w Kopenhadze. W tym okresie Bohr wprowadził pojęcie stanu kwantowego, stworzył intuicyjną metodę badania zjawisk atomowych i mógł wyjaśnić periodyczny układ pierwiastków. W drugim okresie (1922—30) zgromadził wokół siebie w swym nowym Instytucie najwybitniejszych fizyków świata, którzy pod jego kierownictwem rozwinęli idee mechaniki kwantowej. Trzeci okres (1930—40) poświęcony był zastosowaniu nowych pojęć kwantowych do zjawisk elektromagnetycznych i badaniu budowy jądra atomowego. Potem przyszyły II wojna światowa i ostatni okres jego życia, w którym działał jako wielki „przywódca” fizyki, głęboko zatroskany i pochłonięty społecznymi, politycznymi i ludzkimi konsekwencjami nowych odkryć.

Drugi okres to czas, w którym w pełni zrozumiano pojęcie kwantu. Był to okres heroiczny, nieporównywalny z niczym w historii nauki, najbardziej owocny i najbardziej interesujący w fizyce współczesnej. Żadna praca samego Bohra nie charakteryzuje tego okresu, tak, jak jego prace z lat 1913 i 1922 charakteryzowały pierwszy okres. To raczej dzięki wielkiej sile zgromadził wokół siebie najbardziej czynnych, najbardziej uzdolnionych i najchłonniejszych fizyków z całego świata. W żywych dyskusjach wyłaniały się najgłębsze problemy budowy materii. Można sobie wyobrazić jaka atmosfera, jakie życie, jakie intelektualne ożywienie panowały w tym okresie w Kopenhadze. Tu wpływ Bohra był największy — znalazł on nowy sposób pracy. Widzimy go — największego w gronie kolegów — jak działa, mówi, żyje na stopie równości z grupą młodych, optymistycznie nastrojonych, wesołych, entuzjastycznych ludzi, atakujących najgłębsze zagadki przyrody w duchu śmiałości, wyzwolenia z konwencjonalnych więzów i z radością trudną do opisanie. W ciągu zaledwie kilku lat stanęły fundamenty nauki o zjawiskach atomowych, rozrastając się do tych rozmiarów wiedzy, którą dysponujemy dzisiaj.

W trzecim okresie Bohr zajął się fizyką jądrową. Wprowadził dla wyjaśnienia reakcji jądrowych ważne pojęcie „jądra złożonego”. Rozszczepienie uranu odkryto, gdy Bohr zagłębiał się w swych studiach nad budową jądra. Oczywiście to zjawisko zwróciło jego uwagę. Napisał wraz z amerykańskim fizykiem Johnem Wheelerem na temat tej reakcji podstawową pracę, która miała decydujący wpływ na rozwój energetyki jądrowej.

Prace nad rozszczepieniem uranu w sposób oczywisty doprowadziły Bohra do tego punktu, w którym fizyka i sprawy ludzkie są beznadziejnie splątane. Był niezwykle wrażliwy na świat, w którym żył. Wcześniej niż wielu innych uświadomił sobie, że nauki nie można

oddzielić od reszty świata. Wypadki historii światowej potwierdziły ten pogląd wcześniej, niż się tego spodziewał. W latach trzydziestych wieża z kości słoniowej czystej nauki załamała się. Był to okres nazistowskiego reżimu w Niemczech i potoki naukowców-uciekierców płynęły do Kopenhagi, by znaleźć u Bohra pomoc i oparcie. Instytut Bohra stał się ośrodkiem dla wszystkich ludzi nauki potrzebujących pomocy, a wielu naukowców znalazło miejsce gdzie indziej (w Anglii, w Stanach Zjednoczonych), dzięki osobistej pomocy Bohra. Potem nadeszły lata wojny. Dania została zajęta przez hitlerowców w kwietniu 1940 r. Bohr był w bliskich kontaktach z duńskimi siłami oporu. Odmówił współpracy z władzami nazistowskimi. Wkrótce zmuszony był do opuszczenia Danii, uciekł do Szwecji i przez Anglię — do Stanów Zjednoczonych.

W czwartym okresie swego życia Bohr dołączył do grupy uczonych w Los Alamos, którzy w tym czasie pracowali nad wykorzystaniem energii jądrowej dla potrzeb wojennych. Nie uciekał od najbardziej problematycznych aspektów działalności naukowej. Uznawał je za konieczność, ale równocześnie jego idealizm, dalekowzroczność i wiara w pokój oddziaływały na ludzi pracujących dla celów wojennych, skłaniając ich do myślenia o przyszłości i o nowych pokojowych zadaniach. Wierzył, że mimo śmierci i zniszczenia świat czeka lepsza przyszłość, przekształcona w wyniku rozwoju nauki i wiedzy. W tym czasie Bohr podjął jednoosobową kampanię by przekonać czołowych mężów stanu na Zachodzie o niebezpieczeństwie i nadziei, której źródłem może być bomba atomowa. Pragnął nadać technologii jądrowej rangę działań międzynarodowych, by zapobiec wyścigowi zbrojeń jądrowych między potężnymi narodami, by zapobiec jądrowej zagładzie. Spotkał się z Rooseveltem i Churchillem oraz innymi wybitnymi ludźmi i szybko poznał trudności i pułapki życia dyplomaty. Mimo że był w stanie przekonać do swoich poglądów wielu mężów stanu z Rooseveltem włącznie, to jego spotkanie z Churchillem okazało się zupełnym fiaskiem. Wielka koncepcja polityczna Bohra nie dała żadnych wyników.

W ostatnim dziesięcioleciu swojego życia Bohr poświęcił wiele czasu organizacji międzynarodowej działalności naukowej. Uczestniczył żywo w tworzeniu skandynawskiego Instytutu Fizyki Atomowej i Europejskiego Ośrodka Badań Jądrowych w Genewie. CERN w dużym stopniu jest wcieleniem wielkich idei Nielsa Bohra. Stanowi symbol międzynarodowego charakteru nauki i zajmuje się wyłącznie zagadnieniami podstawowymi.

Fizyka stała się wielkim przedsięwzięciem; wielkie ilości ludzi i wielkie maszyny stały się niezbędne do prowadzenia badań naukowych. Bohr uznał to za logiczną kontynuację poczynań własnych i jego przyjaciół. Widział potrzebę tworzenia fizyki na wielką skalę, na skalę międzynarodową. Wąskie ramy narodowościowe i polityczne wydały się szczególnie przestarzałe i nie na miejscu właśnie w odniesieniu do badań dotyczących wiedzy o wszechświecie, tej wyjątkowej domeny ludzkich zmagañ.

Wraz ze śmiercią Nielsa Bohra skończyła się pewna era — era wielkich ludzi, którzy stworzyli współczesną naukę. Ale to właśnie sam Bohr pomógł nadać nauce kształt międzynarodowy i utworzyć instytucje w celu kontynuowania naukowych działań w przyszłości. I naszym obowiązkiem jest wcielanie w życie dążeń Bohra. Należy kontynuować badania w celu uzyskania głębszego zrozumienia przyrody oraz przeciwdziałać groźbie katastrofy w wyniku niewłaściwego wykorzystania osiągnięć nauki.

Tłumaczyła *Wiesława Zielińska*

*Sir Nevill Mott*

Cavendish Laboratory  
University of Cambridge  
Cambridge, Anglia

## Niels Bohr \*

(1885—1962)

W stuleciu wielkich fizyków trzema najwybitniejszymi są chyba Einstein, Rutherford i Bohr. Bohr urodził się przed stu laty i zmarł w 1962 r., więc spora część społeczności naukowej go pamięta. Jedyne, co uprawnia mnie do napisania tego artykułu, to fakt, że pracowałem z nim w Kopenhadze przez cztery miesiące pod koniec 1928 r., więc moje najżywsze wspomnienia dotyczą Bohra, gdy był stosunkowo młody, i wrażenia, jakie zrobiła na nim nowa mechanika kwantowa oraz tego, jak przekazał je swoim uczniom.

### Teoria orbit

Każdy słyszał o atomie Bohra i o orbitach, po których, jak sądzono, poruszały się elektrony. W istocie pojęcie „orbity” tak mocno utkwiło w naszych umysłach, że często mówimy o zasięgu przestrzennym funkcji falowej jako o „promieniu orbity”. Teoria orbit powstała w sposób następujący. W r. 1911 Rutherford, przebywający wówczas w Manchesterze, opublikował w *Philosophical Magazine* swą epokową pracę na temat atomu zawierającego jądro. Atom składał się z ciężkiego jądra i z przyciąganych przez nie elektronów. Wszyscy pytali, jak taki atom może być trwały i wysyłać promieniowanie o widmie liniowym.

Bohr, nadzwyczaj zdolny młody człowiek pracujący wówczas w Cambridge, dostał zaproszenie do Manchesteru wkrótce po odkryciu Rutherforda, i wiedział, że to jest właśnie miejsce, gdzie chciałby być. Bohr wynioskował oczywiście z pracy Plancka, że promieniowanie jest skwantowane, a w r. 1905 Einstein wprowadził kwanty światła, o energii  $h\nu$ , by wytłumaczyć zjawisko fotoelektryczne. Myśląc w tym duchu, na wiosnę 1912 r. był już przekonany, że energia atomu musi być skwantowana, że atom wysyła promieniowanie w postaci kwantów światła przy przeskokach z jednego stanu stacjonarnego do drugiego, i że dla najprostszego atomu wodoru oznacza to, że orbity kołowe są skwantowane i że można w ten sposób wyjaśnić widma liniowe. W lipcu miał już pracę gotową do pokazania

---

\* Artykuł niniejszy, opublikowany w *Physics Bulletin* 36, no 4, 163 (1985), został przetłumaczony za zgodą Autora i Wydawcy [Translated with permission. Copyright © 1985 by The Institute of Physics. All rights reserved.] (przyp. Red.).

stronę, potem w drugą. Przypominam też sobie, niestety, swoją niecierpliwość, gdyż chciałem opublikować moje pomysły, zanim ktoś inny na nie wpadnie; teraz jednak wiem, że to było cudownie kształcące. Wyjechałem z Kopenhagi z zamiarem stworzenia instytutu, w którym fizycy doświadczalni i teoretycy rozmawialiby z tą samą swobodą i wzajemnym zrozumieniem, co w instytucie Bohra; w r. 1933, wraz z zaproszeniem do Bristolu, uzyskałem tę możliwość. Ale ponieważ należało tam rozwijać fizykę ciała stałego, nie miałem już wielu kontaktów z Bohrem. Znacznie później spytał mnie: „Proszę mi powiedzieć, co jest ważnego w fizyce ciała stałego?”, ale nie mogłem wzbudzić jego zainteresowania. „To bardzo ciekawe”, powiedział tylko.

### Neutron i rozszczepienie

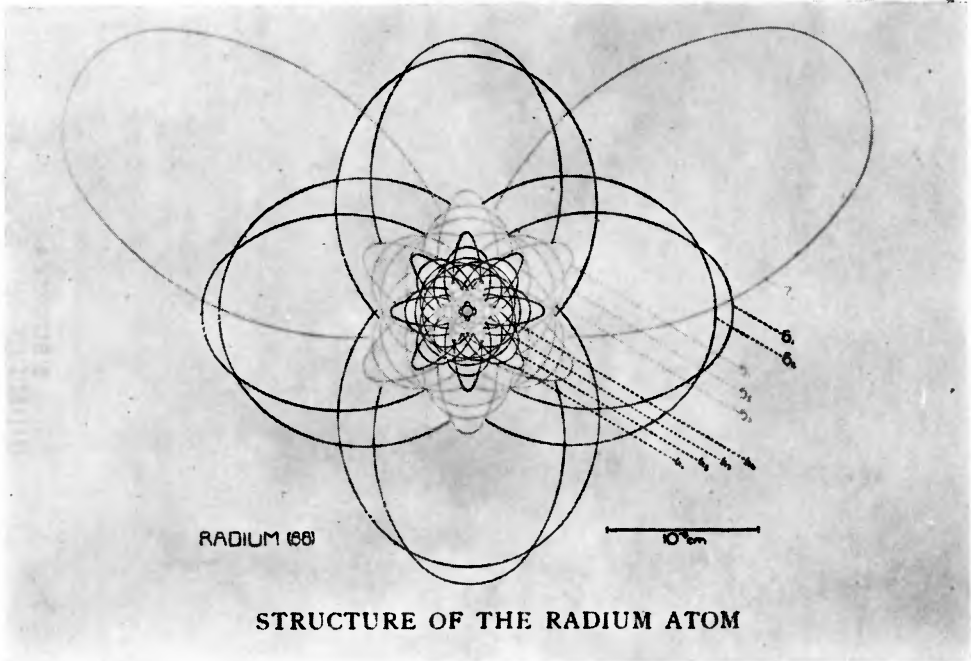
Do chwili wybuchu wojny wszyscy przewinęli się przez Kopenhagę — Peierls, Landau, Heisenberg, Rosenfeld, Casimir, Pauli, Teller, Kramers. Neutron odkryto w Cambridge w 1932 r. Bohr spostrzegł natychmiast, że był to klucz do zrozumienia jądra atomowego. Z biegiem lat jego koncepcja jądra jako zbiorowiska sztywnych cząstek, protonów i neutronów, rozwinęła się w model kropli cieczy. Jego pierwsza praca na ten temat pojawiła się w r. 1936. W r. 1938 Frisch i jego ciotka Lise Meitner, uciekinierzy z nazistowskich Niemiec, zastanawiając się nad wynikami doświadczalnymi uzyskanymi przez Hahna i Strassmanna, zdali sobie sprawę, że musi występować rozszczepienie. Czym prędzej zawiadomili o tym Bohra, który właśnie spieszył się na statek odpływający do Ameryki. Mieli tylko tyle czasu, by mu o tym powiedzieć; według biografii pióra Ruth Moore Bohr powiedział: „Oh, cóż z nas byli za durnie. To jest wspaniałe. Tak właśnie musi być”. Zawiózł tę nowinę do Ameryki, pilnując jednak, by zasługa przypadła Frischowi i Meitner. W Princeton, współpracując z Wheelerem, Bohr pierwszy zauważył, że jądrem ulegającym rozszczepieniu będzie jądro  $^{235}\text{U}$ , a nie jego cięższy i bardziej pospolity izotop; powstała wówczas ich słynna praca o rozszczepieniu jądra — kolejny krok w przód, po kwantowej teorii atomu, za który będziemy Bohra pamiętać.

Można zadać pytanie dotyczące każdego wielkiego uczonego: jakie opóźnienie w jego dyscyplinie powstałoby, gdyby ten człowiek nie istniał? Gdy chodzi o atom Bohra, trwałoby ono co najmniej do końca I wojny światowej. Stany stacjonarne odkryli Frank i Hertz w Getyndze wcześniej, jeszcze w czasie wojny. Kwantowa teoria promieniowania, czerpiąca z wyjaśnienia zjawiska fotoelektrycznego przez Einsteina w r. 1905, musiałaby powstać wkrótce potem. Ale czy mielibyśmy kiedykolwiek orbity? Czy też przeszlibyśmy bezpośrednio do teorii Schrödingera? Nigdy się tego nie dowiemy. Jeśli chodzi o prace Bohra i Wheelera, to choć były one wielkim osiągnięciem, myślę, że Fermi i inni doszliby do tego bardzo szybko. Emigracja do Stanów Zjednoczonych, wywołana przez reżim nazistowski, doprowadziła do koncentracji talentów, która (przynajmniej gdy chodzi o teoretyków) nie istniała nigdzie w 1912 r. Ale, wobec nadciągającej wojny i możliwości broni jądrowej, wpływ Bohra mógł być decydujący w zagwarantowaniu, że broń ta była gotowa do użycia przed końcem wojny. Choć on z pewnością by tego użycia nie chciał.



Niels Bohr





Atom radu (z książki E. N. da Andrade'a *The structure of the atom*, G. Bell and Sons 1927, 3 wyd.)

## Mądry człowiek

Od chwili wybuchu drugiej wojny światowej i niemieckiej okupacji Danii musimy widzieć w Bohrze raczej wielkiego i mądrego człowieka, który chciał światu coś powiedzieć niż inicjatora nowych idei w fizyce, choć na początku w jego instytucie prowadzono pierwszorzędne prace nad rozszczepieniem. Przykrym wydarzeniem była wizyta Heisenberga u Bohra, która obu bardzo zmartwiła. Bohr przypuszczał, że Niemcy muszą usilnie pracować nad bronią jądrową i że Heisenberg próbował wy badać, co Bohr wie. Heisenberg oświadczył po wojnie, iż szukał u Bohra poparcia dla punktu widzenia, że zjawiska rozszczepienia nie da się wykorzystać do celów wojennych. Ale z wizyty wynikły jedynie podejrzenia. Potem wywiad brytyjski uzyskał informację, że Bohrowi grozi deportacja, w wyniku której byłby zmuszany do pomocy Niemcom przy ewentualnych pracach nad produkcją bomby. Bohr uciekł do Szwecji, a następnie ze Sztokholmu do Anglii w pomieszczeniu na bomby bombowca Moskit.

Bohr stwierdził, że w Stanach Zjednoczonych i Wielkiej Brytanii uczeni dobrowolnie wstrzymali wszystkie publikacje na temat rozszczepienia; projekt Manhattan był już zaawansowany i Bohr nie miał wątpliwości, że bomba powstanie. Wraz ze swym synem Aagem wyjechał w ścisłej tajemnicy do Stanów, by zobaczyć, jak się sprawy mają. Udali się do Los Alamos, by obejrzeć wszystkie fazy tej pracy, ale, jak Bohr później powiedział, „nie byłem im potrzebny do zrobienia bomby atomowej”. W istocie pełnił on całkiem inną rolę — ogniskował niepokój i poczucie winy, które dręczyły niektórych fizyków w związku z ich pracą. Bohr — jak wielu innych w tym czasie — wierzył, że międzynarodowa kontrola stanowi wyjście z błędnego koła wyścigu zbrojeń. Ale, nalegał Bohr, jeśli Rosjanie mają współpracować, trzeba im wszystko powiedzieć. Jak się wydaje, przekonał wielu ludzi i nawet prezydent Roosevelt był zainteresowany tym punktem widzenia. Bohr wrócił do Anglii, gdzie chciał przedstawić swą propozycję Churchillowi. Namawiał go na to m. in. Cherwell. Ostatecznie Churchill zgodził się, niechętnie zresztą, na rozmowę, która okazała się katastrofą. Churchill nie miał ani czasu, ani chęci, by zrozumieć. Potem powiedział do Roosevelta: „Wydaje mi się, że Bohra należy zamknąć lub co najmniej uświadomić mu, że jest na krawędzi straszliwego przestępstwa”.

Okres powojenny przyniósł Bohrowi dysputę z Einsteinem, niezliczone nagrody, m. in. nagrodę „Atom dla pokoju”, i życie bardzo wielkiego uczonego, powszechnie podziwanego i kochanego. Zmarł całkiem nagle, w 1962 r., gdy rozpoczynała się nowa fizyka kwarków, symetrii i danych z wielkich akceleratorów.

Tłumaczyła  
*Magdalena Staszal*

Instytut Fizyki Doświadczalnej UW  
Warszawa

## NOWOŚCI NAUKOWE

Jerzy Bartke

Instytut Fizyki Jądrowej  
Kraków**Czy w zderzeniach silnie przyspieszonych jąder może powstać plazma kwarkowo-gluonowa? \*****Is a Quark-Gluon Plasma Formed in Collisions of Highly Accelerated Nuclei?**

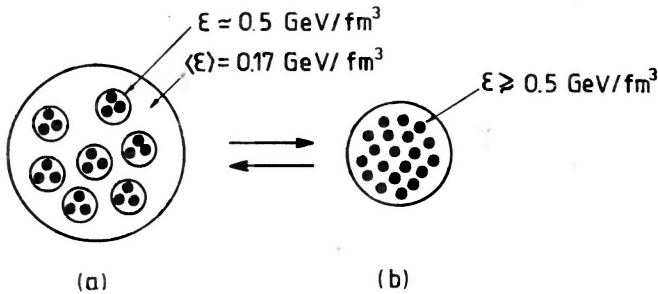
*Abstract:* The hypothesis of existence of a quark-gluon plasma is discussed. Experiments aiming at discovery of this new phase of hadronic matter in collisions of relativistic heavy ions are reviewed.

**1. Wstęp**

Zagadnienie plazmy kwarkowo-gluonowej wymaga przypomnienia podstawowych pojęć współczesnej teorii oddziaływań silnych, tj. chromodynamiki kwantowej (*quantum chromodynamics* — QCD). Teoria ta opisuje cząstki silnie oddziałujące, zwane hadronami, jako układy złożone z kwarków i gluonów. Przyjętym modelem hadronu jest „worek” (*bag*) zawierający parę kwark-antykwar  $q_1\bar{q}_2$  (mezon) lub trzy kwarki  $q_1q_2q_3$  (barion), oraz gluony, tj. kwanty pola oddziaływania chromodynamicznego. Kwarki uważa się za twory punktowe, pozbawione struktury wewnętrznej (do odległości rzędu  $5 \cdot 10^{-17}$  cm), zaś rozmiary „worka” odpowiadają rozmiarom hadronu (rzędu  $10^{-13}$  cm). Kwarki utrzymywane są w worku przez ciśnienie zewnętrzne  $B$ , zwane „ciśnieniem próżni”; swobodnych kwarków, podobnie jak i gluonów, nikt dotychczas nie obserwował, chociaż pojawiły się w literaturze naukowej prace pretendujące do ich odkrycia. Kwarki wewnątrz worka oddziałują między sobą bardzo słabo. Eksperymenty mające na celu zbadanie struktury hadronów poprzez tzw. głęboko nieelastyczne rozpraszanie leptonów, tj. rozpraszanie przy dużych przekazach kwadratu czteropędu, wskazują na to, że kwarki wewnątrz hadronu poruszają się swobodnie, tak jakby nie były w ogóle związane. Własność ta nosi nazwę „asymptotycznej swobody”. Przedstawiony model hadronów powstał w MIT (Massachusetts Institute of Technology, Boston, USA) w latach 1974—75 [1]. Przy jego pomocy udaje się opisać wiele własności „statycznych” hadronów (masy, momenty dipolowe magnetyczne i elektryczne) przy użyciu niewielu uniwersalnych parametrów.

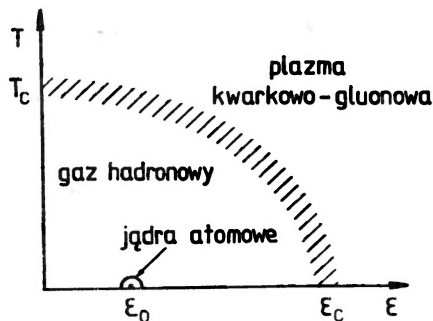
\* Artykuł oparty na odczycie wygłoszonym przez autora na Konwersatorium Oddziału Krakowskiego PTF w dniu 28 marca 1985 r.

W alternatywnym do modelu „worka” opisie potencjałowym zakłada się, że potencjał oddziaływania między kwarkami zależy od odległości jak  $V(r) = a/r + br$ . Pierwszy człon, analogiczny do potencjału kulombowskiego w elektrodynamice, jest odpowiedzialny za istnienie stanów związanych kwarków. Współczynnik  $a$  zawiera w sobie stałą sprzężenia oddziaływań silnych  $\alpha_s$ . Przy obliczeniach widma mas stanów związanych wprowadza się dodatkowo oddziaływanie spinowe kwarków [2], co jednak wychodzi już poza ramy niniejszego artykułu. Drugi człon, rosnący nieograniczenie ze wzrostem odległości, zapewnia „uwięzienie” kwarków w hadronach, do „wyrwania” kwarka potrzebna byłaby bowiem w tym przypadku nieskończenie wielka siła.



Rys. 1. Materia jądrowa (a) i plazma kwarkowo-gluonowa (b). Czarne punkty wyobrażają kwarki

Chromodynamika kwantowa przewiduje, że podstawowe składniki materii hadronowej: kwarki i gluony mogą występować w stanie związanym w hadrony jako tzw. gaz hadronowy (*hadron gas* — HG), którego szczególnym przypadkiem jest materia jądrowa składająca się z nukleonów związanych w jądra atomowe, ale także i w postaci plazmy złożonej z kwarków i gluonów nie związanych w hadrony (*quark-gluon plasma* — QGP). Jeżeli materia hadronowa może istnieć w dwóch różnych fazach: gazu hadronowego (HG) i plazmy kwarkowo-gluonowej (QGP), to w określonych warunkach powinno zachodzić przejście fazowe  $HG \rightleftharpoons QGP$ . Przejścia takiego można spodziewać się przy gęstościach rzędu co najmniej gęstości nukleonu, tj. w jednostkach energii  $\varepsilon \simeq 0.5 \text{ GeV/fm}^3$ , co przekracza mniej więcej trzykrotnie średnią gęstość materii jądrowej  $\varepsilon_0 \simeq \frac{1}{8} \text{ GeV/fm}^3$ . Sytuację tę przedstawia poglądowo rys. 1. Należy jednak zdawać sobie sprawę, że jest to tylko



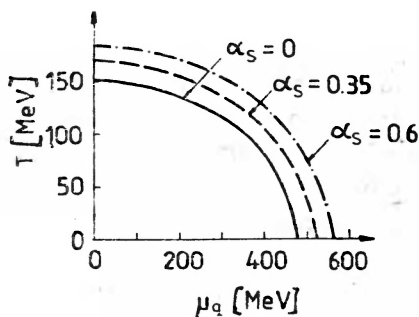
Rys. 2. Diagram fazowy materii hadronowej

jakościowe rozumowanie i dokładna teoria może dać wynik różniący się od powyższego oszacowania. Rozwijając je jednak dalej, można spodziewać się, że diagram fazowy materii hadronowej będzie miał prawdopodobnie postać przedstawioną na rys. 2. Obszar ograniczony zakreskowanym konturem odpowiada gazowi hadronowemu, a okolica punktu  $\varepsilon = \varepsilon_0, T = 0$  „zwykłej” materii jądrowej. Obszar na zewnątrz konturu odpowiada plazmie kwarkowo-gluonowej. Zaznaczone na rysunku wartości  $\varepsilon_c$  i  $T_c$  to wartości „krytyczne” dla przejścia fazowego. Zgodnie z przedstawionym powyżej prostym rozumowaniem gęstość krytyczna przewyższa co najmniej kilkakrotnie gęstość materii jądrowej  $\varepsilon_0$ . Ocena temperatury krytycznej jest trudniejsza, można oczekiwać, że powinna ona być bliska granicznej temperaturze gazu hadronowego oszacowanej przez Hagedorna na podstawie termodynamicznego opisu widma mas hadronów, czyli ok. 200 MeV [3]. Dokładniejszy opis przejścia fazowego i określenie jego parametrów można uzyskać w ramach chromodynamiki kwantowej.

## 2. Przejście fazowe do plazmy kwarkowo-gluonowej w chromodynamice kwantowej

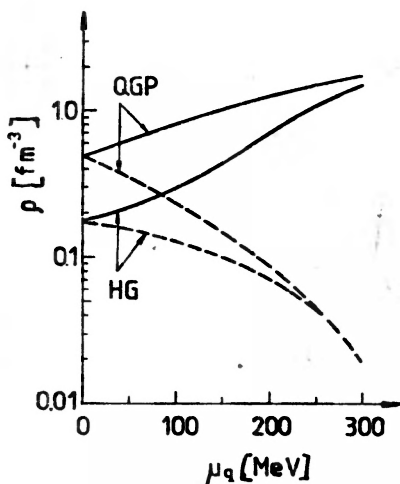
Chromodynamika kwantowa przewiduje dwa przejścia fazowe w materii hadronowej: przejście związane z „uwolnieniem” kwarków z „worka” (*deconfinement transition*) i przejście związane z przywróceniem tzw. symetrii chiralnej (*chiral transition*). Uproszczone rozumowanie podane we wstępnej części niniejszego artykułu odnosiło się do pierwszego z nich, intuicyjnie łatwiejszego do zrozumienia. Przejście związane z przywróceniem symetrii chiralnej prowadzi do zaniku mas kwarków, a więc w szczególności do zaniku znacznej różnicy mas kwarków dziwnych i niedziwnych ( $m_s \gg m_u, m_d$ ), która występuje w obliczeniach statycznych własności hadronów na gruncie addytywnego modelu kwarków. Oba przejścia fazowe niekoniecznie muszą zachodzić przy tych samych wartościach energii i temperatury, aczkolwiek wyniki obliczeń, o których będzie mowa poniżej, wskazują na to, że są one blisko siebie.

Obliczenia numeryczne termodynamiki układu kwarków i gluonów nastroczają poważne trudności, stosunkowo duża wartość stałej sprzężenia  $\alpha_s$  utrudnia bowiem zastosowanie metod perturbacyjnych. Teoretycy wyróżniają dwa podejścia, które można nazwać ciągłym (*continuum approach*) i sieciowym (*lattice approach*). W pierwszym podejściu, reprezentowanym w USA przez Kapustę [4], a w Europie przez zachodnio-niemieckich teoretyków Greinera, Stöckera i innych [5], opisuje się gaz hadronowy korzystając ze znanej fenomenologii hadronów, zaś plazmę kwarkowo-gluonową jako idealny gaz z oddziaływaniem perturbacyjnym. W gazie hadronowym uwzględnia się znane mezony i bariony, przypisując im, odpowiednio do wartości spinu, relatywistyczne rozkłady Bosego-Einsteina lub Fermiego-Diraca i uwzględniając ich skończone rozmiary. W opisie plazmy kwarkowo-gluonowej przyjmuje się cząstki punktowe w potencjale zawierającym oddziaływanie perturbacyjne i „ciśnienie”  $B$ . Dla każdej z obu faz wylicza się wielkości termodynamiczne charakteryzujące stan układu: gęstość energii, gęstość entropii, gęstość liczby barionowej i inne. Kontur rozdziału faz otrzymuje się z warunków równowagi mechanicznej (ciśnienia):  $P_{HG} = P_{QGP}$ , termicznej:  $T_{HG} = T_{QGP}$  i chemicznej  $\mu_b = 3\mu_q$ , gdzie  $\mu_b, \mu_q$  oznaczają odpowiednio potencjały chemiczne barionów i kwarków. Wynik przedstawiony jest na rys. 3



Rys. 3. Diagram fazowy obliczony dla różnych wartości stałej sprzężenia  $\alpha_s$  [5b]

dla kilku wartości stałej sprzężenia  $\alpha_s$  ( $\alpha_s = 0$  odpowiada wyłączeniu oddziaływania perturbacyjnego). Obliczenia wykonano dla wartości „ciśnienia”  $B = 250$  MeV. Z kolei można obliczyć gęstość kwarków i antykwarków wzdłuż linii rozdziału faz przy zbliżeniu się do niej „od góry” (od strony plazmy) i porównać z gęstościami otrzymanymi dla gazu hadronowego — „od dołu”. Wyniki przedstawia rys. 4. Widać, że gęstości kwarków i antykwarków



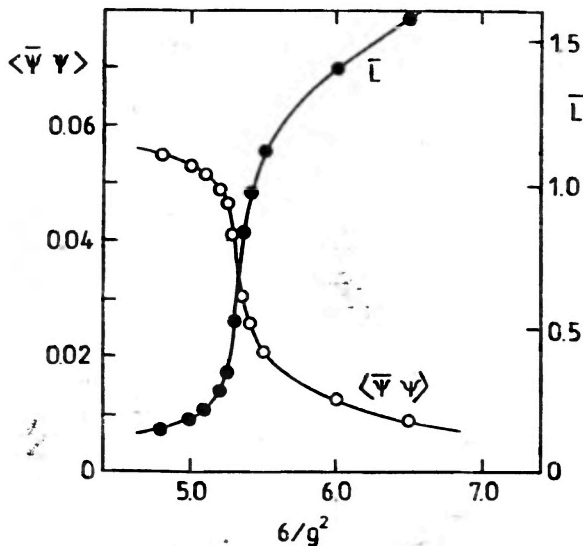
Rys. 4. Gęstości kwarków i antykwarków wzdłuż linii rozdziału faz obliczone dla plazmy QGP i dla gazu hadronowego HG. W obliczeniach przyjęto  $\alpha_s = 0$ ,  $B = 250$  MeV [5b]

są nieciągłe przy przejściu fazowym (różnią się o czynnik ok. 3). Jeżeli przejście fazowe zachodzi tak szybko, że dominującym procesem jest hadronizacja kwarków, zaś anihilacja par  $q\bar{q}$  jest stosunkowo mało prawdopodobna, to gęstości hadronów z plazmy będą większe niż w gazie hadronowym o tej samej temperaturze i o tym samym potencjale chemicznym. Dotyczy to wszystkich typów hadronów, ale czynnik wzbogacenia będzie największy dla lekkich jąder i antyjąderek powstających z plazmy przez koalescencję. Jest to konkretna wskazówka dla fizyków doświadczalnych.

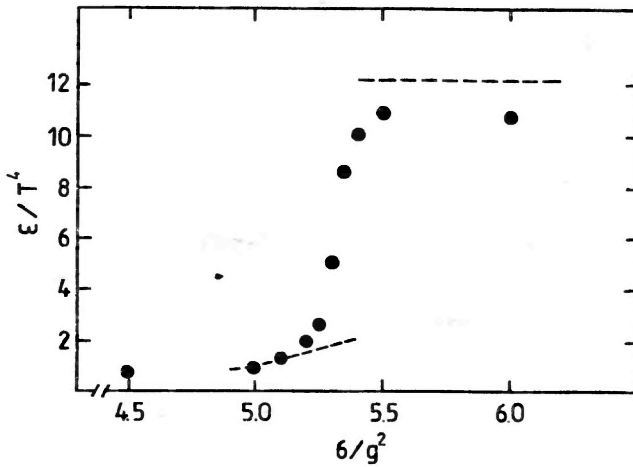
Druga metoda, zwana siecią chromodynamiką kwantową (*lattice QCD*) polega na

wykonywaniu obliczeń termodynamiki układu kwarków i gluonów metodą prób losowych (Monte Carlo) na sieciach [6]. Podejście to okazało się najlepsze dla rachunków nieperturbacyjnych i jego twórca, amerykański teoretyk Kenneth Wilson, otrzymał w r. 1982 nagrodę Nobla. Metoda obliczeń na sieciach stosowana była już wcześniej przez matematyków do numerycznego rozwiązywania równań różniczkowych cząstkowych. W przypadku chromodynamiki kwantowej używa się sieci czterowymiarowej (trzy wymiary „przestrzenne” i wymiar „temperaturowy”). Część przestrzenną sieci bierze się w postaci „pudełka” o długości krawędzi rzędu 2 fm, podzielonego na mniejsze „oczka”. W poszczególnych węzłach sieci i wzdłuż łączących je linii oblicza się wartości pól kwarkowych i gluonowych uwzględniając ich wzajemne oddziaływanie. Spośród ogromnej liczby możliwych konfiguracji układu metoda Monte Carlo wybiera takie, które wnoszą istotny wkład do funkcji rozdziału lub innej termodynamicznej funkcji stanu. Stosuje się w tym celu tzw. algorytm Metropolisia. Z funkcji rozdziału otrzymuje się następnie wielkości fizyczne charakteryzujące stan układu: gęstość energii, entropię, ciśnienie, gęstość cząstek itp. Okazuje się, że użycie sieci o rozmiarach  $4^4$  i wybór kilku tysięcy konfiguracji pola może już dać dość dokładne wartości różnych wielkości fizycznych dających się zmierzyć w eksperymencie.

Analogicznie do opisu układu spinów wprowadza się parametr uporządkowania (*order parameter*)  $\bar{L}$ , którego wartość średnia zmierza do zera dla kwarków związanych w hadrony, a jest różna od zera dla stanu nieuporządkowanego (plazma). Z obliczeń na sieciach [7] otrzymuje się wynik, że  $\bar{L}$  jako funkcja temperatury ma przebieg podobny do krzywej magnesowania z gwałtownym „skokiem” przy wartości  $T_c \simeq 200$  MeV (rys. 5). Kształt ten jest charakterystyczny dla przejścia fazowego pierwszego rodzaju. Obliczenia gęstości energii dają podobny wynik: przy  $T = T_c$  wzrasta ona skokowo — rys. 6.



Rys. 5. Parametr uporządkowania  $\bar{L}$  związany z „uwolnieniem” kwarków i parametr  $\langle \bar{\psi} \psi \rangle$  związany z przywróceniem symetrii chiralnej przedstawione w funkcji  $6/g^2$  (wielkość proporcjonalna do temperatury) [9]

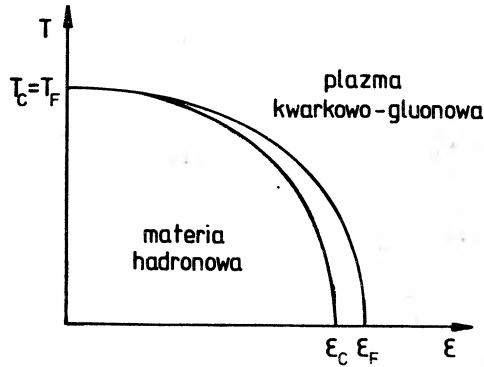


Rys. 6. Gęstość energii w funkcji zmiennej  $b/g^2$  [8]

W pracy [8] otrzymano wartości  $T_c^* = (208 \pm 20)$  MeV,  $\Delta\epsilon = (3.75 \pm 0.25) T_c^4 = (875 \pm 80)$  MeV/fm<sup>3</sup>. Interesujące jest, że te wartości temperatury krytycznej i ciepła utajonego przejścia zgodne są w granicach błędów z oszacowaniem wynikającym z modelu „worka MIT” jeżeli założymy, że przy temperaturze krytycznej ciśnienie kinetyczne gluonów zrównuje się z ciśnieniem worka  $B$ . „Uwolnienie” kwarków można więc interpretować jako zanik ścianek worka. Przy wysokich temperaturach wielkość  $\epsilon/T^4$  zbliża się do wartości odpowiadającej gazowi doskonałemu i określonej przez liczbę stopni swobody jego składników, tj. kwarków i gluonów:  $37\pi^2/30 \approx 12$ . W pracy [7] badano także warunki przejścia chiralnego przy użyciu parametru  $\langle \bar{\psi}\psi \rangle$  związanego z masą efektywną kwarka. Uzyskano wynik, że temperatura krytyczna tego przejścia,  $T_F$ , jest bliska temperaturze przejścia związanego z uwolnieniem kwarków:  $1,0 \leq T_F/T_c \leq 1,05$  (por. rys. 5).

Podsumowując przewidywania chromodynamiki kwantowej można powiedzieć, że istnienie przejścia fazowego  $HG \rightleftharpoons QGP$  nie ulega wątpliwości. Powinno to być przejście fazowe pierwszego rodzaju. Przewidywane przez teorię dwa przejścia fazowe zachodzą bardzo blisko siebie lub pokrywają się. Diagram fazowy ma przypuszczalnie postać przedstawioną na rys. 7. Parametry przejścia fazowego są oszacowane w przybliżeniu, dla ich dokładniejszego określenia należałoby przeprowadzić obliczenia na sieciach o większej liczbie oczek. Rozmiary sieci są jednak na razie ograniczone przez istniejące możliwości obliczeniowe. Rachunki chromodynamiki kwantowej na sieciach wymagają maszyn cyfrowych o ogromnej szybkości i pamięci, bowiem w każdym węzle sieci określa się kilkadziesiąt parametrów, a program Monte Carlo dokonuje tysięcy iteracji. Przykładowo obliczenia na sieci o rozmiarach  $4 \times 8^3$  przedstawione w pracy Koguta i in. [7] prowadzone były na trzech komputerach CDC-7600 w laboratorium w Los Alamos i wymagały 200 godzin ich pracy, co odpowiada mniej więcej 3000 godzin pracy krakowskiego czy warszawskiego ośrodka obliczeniowego (komputer CDC Cyber 72), byłyby więc w naszych warunkach po prostu niewykonalne. Podobne obliczenia prowadzone są obecnie na superkomputerach ICL DAP, CDC Cyber 205, CRAY 1S, których szybkość obliczeniowa



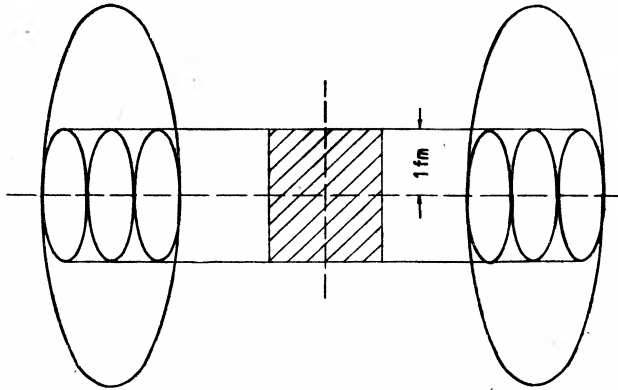


Rys. 7. Diagram fazowy wynikający z obliczeń chromodynamicznych na sieciach [9]

dochodzi do 100 milionów operacji zmiennoprzecinkowych na sekundę (100 MFLOPS). Przejście do sieci o rozmiarach  $16^4$  lub  $20^4$ , niezbędne dla uzyskania dokładności obliczeń rzędu kilku procent, wymaga komputerów o szybkości jeszcze kilkadziesiąt razy większej — rzędu GFLOPS. Potrzebna jest również ogromna pamięć operacyjna — obliczenia na sieci  $20^4$  wymagałyby komputera z szybką pamięcią 10—30 milionów słów, co znacznie przekracza istniejące obecnie komputery nawet tak wielkie jak CRAY 1S czy Cyber 205 [10]. Stwarza to konieczność budowy nowych superkomputerów. Będą to niewątpliwie, podobnie jak i niektóre z już istniejących, wieloprocesorowe układy macierzowe, taka architektura komputera jest bowiem szczególnie dobrze dostosowana do obliczeń na sieciach. Poszczególne procesory mogą być przyporządkowane różnym sektorom sieci i wykonywać obliczenia równolegle. Firma IBM projektuje superkomputer GF11 składający się z 576 procesorów po 20 MFLOPS (512+64 zapasowe) o łącznej szybkości obliczeniowej ponad 10 GFLOPS i pamięci operacyjnej do 1 Gigabajta (GB) [11]. Grupa Koguta z Uniwersytetu Illinois chce zbudować superkomputer składający się z 256 procesorów po 72 MFLOPS dających łącznie aż 18 GFLOPS i posiadający podobną do GF11 pamięć operacyjną 256 milionów słów 32-bitowych [12]. Mówi się o superkomputerze z 1024 procesorów [13]. Fizyka okazuje się raz jeszcze stymulatorem rozwoju potężnej techniki obliczeniowej.

### 3. Warunki powstawania plazmy kwarkowo-gluonowej w zderzeniach jądro-jądro

Zderzenia jąder przyspieszonych do wysokich („relatywistycznych”) energii powinny umożliwić obserwację i badanie plazmy kwarkowo-gluonowej w warunkach laboratoryjnych, ponieważ w zderzeniach tych można spodziewać się wytworzenia zgęszczonej i „nagrzanej” materii jądrowej. Istotne jest jednak, jakich zgęszczeń można oczekiwać, czy wystarczą one dla przejścia fazowego  $HG \rightarrow QGP$ . Wobec braku dokładnej teorii oddziaływania jądro-jądro, można tu jedynie przeprowadzać różne przybliżone oszacowania. Najprostsze oszacowanie jest następujące: rozważmy obszar o kształcie cylindrycznym („rurkę”) o przekroju poprzecznym odpowiadającym rozmiarom nukleonu, położony w obszarze centralnym dwóch zderzających się jąder (rys. 8; dla uproszczenia rozważamy dwa identyczne jądra zderzające się z parametrem zderzenia równym zero). Przy podłużnej



Rys. 8. Prosty model centralnego zderzenia dwóch identycznych jąder

kontrakcji jąder do ok. 1 fm, co odpowiada energii w układzie środka masy rzędu kilku GeV na nukleon, w obszarze tym nastąpi  $A^{1/3}$  nałożonych na siebie zderzeń nukleon-nukleon. Gęstość energii wyniesie zatem  $\varepsilon = 2A^{1/3} \varepsilon_0 = \frac{1}{3} A^{1/3} \text{ GeV/fm}^3$ , co dla zderzenia dwóch jąder uranu daje ok.  $2 \text{ GeV/fm}^3$ . Wartość tę należy traktować jako dolną granicę, ponieważ dla wyższych energii skrócenie lorentzowskie powinno prowadzić do wzrostu  $\varepsilon$ . Z drugiej strony rozumowanie to jest słuszne tylko w przypadku, jeżeli nukleony w trakcie zderzenia zatrzymują się przekazując swoją całą energię do powstającego wzbudzonego układu. Dane doświadczalne na temat hamowania nukleonów w materii jądrowej wskazują na to, że do energii kilkunastu GeV nukleon rzeczywiście „grzeźnie” w materii jądrowej, przy wyższych energiach hamowanie staje się prawdopodobnie mniej efektywne [14].

Podobne oszacowanie daje wzór wyprowadzony przez Bjorkena [15] na gruncie modelu hydrodynamicznego. Według Bjorkena gęstość energii wytworzonej w obszarze centralnym plazmy hadronowej wynosi

$$\varepsilon = \frac{1}{\pi A^{2/3}} \frac{dN}{dy} \frac{\langle E \rangle}{\tau},$$

gdzie  $dN/dy$  — gęstość cząstek na jednostkę pospieszności (*rapidity*) w obszarze *plateau* (model ma stosować się do bardzo wysokich energii, gdzie rozkład wyprodukowanych cząstek wtórnych wykazuje centralne *plateau*),  $\langle E \rangle$  — średnia energia cząstek,  $\tau$  — tzw. czas formacji. Traktując centralne zderzenie dwóch jąder o liczbie masowej  $A$  jako superpozycję  $A$  zderzeń nukleon-nukleon, co oznacza

$$\frac{dN}{dy} = A \left( \frac{dN}{dy} \right)_{N-N},$$

i przyjmując  $\langle E \rangle = 0.4 \text{ GeV}$ ,  $\tau = 0.5 \text{ fm}/c$ , otrzymujemy

$$\varepsilon \cong \frac{1}{4} A^{1/3} \left( \frac{dN}{dy} \right)_{N-N} \text{ GeV/fm}^3.$$

Dla zderzeń ciężkich jąder przy energiach przekraczających kilkaset GeV prowadzi to do oszacowania

$$\varepsilon \gtrsim 5 \text{ GeV/fm}^3.$$

Należy jednak zwrócić uwagę na to, że występujący w mianowniku wzoru Bjorkena czas formacji  $\tau$  jest wielkością trudną do jednoznacznego określenia i może być nawet kilkakrotnie krótszy od przyjętego powyżej, co prowadziłoby do odpowiednio wyższych wartości  $\varepsilon$ . Poza tym powyższe oszacowanie oparte jest na średnich charakterystykach zderzeń jądrowych i wybór próbki oddziaływań o wyższych krotnościach cząstek wtórnych, a więc o większym  $dN/dy$ , zapewni wyższe  $\varepsilon$ . Bezpośrednie zastosowanie wzoru Bjorkena do próbki wysokiej krotności oddziaływań jąder promieniowania kosmicznego z jądrami emulsji (japońsko-amerykańsko-polska współpraca JACEE) prowadzi do wartości  $\varepsilon$  dochodzących do ok.  $5 \text{ GeV/fm}^3$  [16]. Można więc mieć uzasadnioną nadzieję, że zderzenia jądro-jądro zapewnią gęstość energii przekraczającą wartość krytyczną dla przejścia fazowego od gazu hadronowego do plazmy kwarkowo-gluonowej (teoria daje  $\varepsilon_c = (2.5-3) \text{ GeV/fm}^3$ ) i pozwolą zaobserwować i zbadać ten nowy stan materii.

Odmienne poglądy zostały zaprezentowane w pracy [17], gdzie twierdzi się, że uwzględnienie zachowania koloru w każdej elementarnej „rurce” w modelu zderzenia przedstawionym na rys. 8 obniża oczekiwaną średnią gęstość energii do wartości zaledwie około  $1 \text{ GeV/fm}^3$  nawet dla najcięższych jąder. W tej sytuacji plazma kwarkowo-gluonowa mogłaby ewentualnie powstawać jedynie w obszarach lokalnych fluktuacji gęstości o przekroju rzędu rozmiarów nukleonu, a nie w obszarze rzędu rozmiarów zderzających się jąder.

#### 4. Jak wykryć plazmę kwarkowo-gluonową

Z punktu widzenia fizyka doświadczalnego zasadnicze znaczenie ma to, aby zdać sobie sprawę, jakie zjawiska fizyczne powinny towarzyszyć wytworzeniu się plazmy kwarkowo-gluonowej. Potrafimy zmierzyć, czy przynajmniej oszacować, parametry powstającej w zderzeniu jąder materii hadronowej: jej temperaturę (z nachylenia widma energetycznego emitowanych cząstek), objętość (metodą interferometrii cząstek identycznych) i całkowitą energię wniesioną do układu (z krotności cząstek wtórnych na jednostkę pospieszności). Jak jednak wykryć przejście fazowe i powstanie plazmy kwarkowo-gluonowej? Najogólniejszy przepis byłby następujący [18]: należy wybrać jakąś wielkość odzwierciedlającą własności wewnętrzne układu (np. pęd poprzeczny, krotność produkowanych cząstek, lub ich skład) i przedstawić ją jako funkcję zmiennej związanej z gęstością energii (np. energii wiązki). Jeżeli otrzymana zależność wykaże jakąś anomalię przebiegu: zmianę nachylenia, lokalne *plateau*, itp. to będzie to sygnałem przejścia fazowego.

Rozważa się także cały szereg procesów, które powinny być czułe na przejście fazowe  $HG \rightarrow QGP$ . W plazmie kwarkowo-gluonowej można oczekiwać zwiększonej produkcji fotonów i par leptonów [19]. Chodzi tu oczywiście o fotony i leptony produkowane bezpośrednio, a nie będące produktami rozpadu różnych cząstek i stanów rezonansowych powstających w procesie zderzenia. Produkcja takich fotonów w zderzeniach elementarnych

Dla zderzeń ciężkich jąder przy energiach przekraczających kilkaset GeV prowadzi to do oszacowania

$$\varepsilon \gtrsim 5 \text{ GeV/fm}^3.$$

Należy jednak zwrócić uwagę na to, że występujący w mianowniku wzoru Bjorkena czas formacji  $\tau$  jest wielkością trudną do jednoznacznego określenia i może być nawet kilkakrotnie krótszy od przyjętego powyżej, co prowadziłoby do odpowiednio wyższych wartości  $\varepsilon$ . Poza tym powyższe oszacowanie oparte jest na średnich charakterystykach zderzeń jądrowych i wybór próbki oddziaływań o wyższych krotnościach cząstek wtórnych, a więc o większym  $dN/dy$ , zapewni wyższe  $\varepsilon$ . Bezpośrednie zastosowanie wzoru Bjorkena do próbki wysokiej krotności oddziaływań jąder promieniowania kosmicznego z jądrami emulsji (japońsko-amerykańsko-polska współpraca JACEE) prowadzi do wartości  $\varepsilon$  dochodzących do ok.  $5 \text{ GeV/fm}^3$  [16]. Można więc mieć uzasadnioną nadzieję, że zderzenia jądro-jądro zapewnią gęstość energii przekraczającą wartość krytyczną dla przejścia fazowego od gazu hadronowego do plazmy kwarkowo-gluonowej (teoria daje  $\varepsilon_c = (2.5-3) \text{ GeV/fm}^3$ ) i pozwolą zaobserwować i zbadać ten nowy stan materii.

Odmienne poglądy zostały zaprezentowane w pracy [17], gdzie twierdzi się, że uwzględnienie zachowania koloru w każdej elementarnej „rurce” w modelu zderzenia przedstawionym na rys. 8 obniża oczekiwaną średnią gęstość energii do wartości zaledwie około  $1 \text{ GeV/fm}^3$  nawet dla najcięższych jąder. W tej sytuacji plazma kwarkowo-gluonowa mogłaby ewentualnie powstawać jedynie w obszarach lokalnych fluktuacji gęstości o przekroju rzędu rozmiarów nukleonu, a nie w obszarze rzędu rozmiarów zderzających się jąder.

#### 4. Jak wykryć plazmę kwarkowo-gluonową

Z punktu widzenia fizyka doświadczalnego zasadnicze znaczenie ma to, aby zdać sobie sprawę, jakie zjawiska fizyczne powinny towarzyszyć wytworzeniu się plazmy kwarkowo-gluonowej. Potrafimy zmierzyć, czy przynajmniej oszacować, parametry powstającej w zderzeniu jąder materii hadronowej: jej temperaturę (z nachylenia widma energetycznego emitowanych cząstek), objętość (metodą interferometrii cząstek identycznych) i całkowitą energię wniesioną do układu (z krotności cząstek wtórnych na jednostkę pospieszności). Jak jednak wykryć przejście fazowe i powstanie plazmy kwarkowo-gluonowej? Najogólniejszy przepis byłby następujący [18]: należy wybrać jakąś wielkość odzwierciedlającą własności wewnętrzne układu (np. pęd poprzeczny, krotność produkowanych cząstek, lub ich skład) i przedstawić ją jako funkcję zmiennej związanej z gęstością energii (np. energii wiązki). Jeżeli otrzymana zależność wykaże jakąś anomalię przebiegu: zmianę nachylenia, lokalne *plateau*, itp. to będzie to sygnałem przejścia fazowego.

Rozważa się także cały szereg procesów, które powinny być czułe na przejście fazowe HG  $\rightarrow$  QGP. W plazmie kwarkowo-gluonowej można oczekiwać zwiększonej produkcji fotonów i par leptonów [19]. Chodzi tu oczywiście o fotony i leptony produkowane bezpośrednio, a nie będące produktami rozpadu różnych cząstek i stanów rezonansowych powstających w procesie zderzenia. Produkcja takich fotonów w zderzeniach elementarnych

jest słabo poznana, co utrudnia przewidywania dla zderzeń jądrowych. Należy się spodziewać, że dużo miękkich fotonów ( $p_T \lesssim 100 \text{ MeV}/c$ ) powstawać będzie w wyniku hamowania zderzających się jąder, a także przyspieszania naładowanych cząstek wtórnych emitowanych z obszaru oddziaływania (*bremstrahlung*). W obszarze fragmentacji jądra-pocisku czy jądra-tarczy będą to fotony produkowane koherentnie, liczbę ich można oszacować na  $N_\gamma \approx Z_w^2 \alpha \ln(\omega_{\max}/\omega_{\min})$ , gdzie  $Z_w$  oznacza liczbę uderzonych nukleonów, a  $\omega_{\max}$  i  $\omega_{\min}$  odpowiednio maksymalne i minimalne obserwowane częstości. Fotony te niosą informację o procesie hamowania jąder, a także, ze względu na proporcjonalność ich liczby do  $Z_w^2$ , mogą służyć do określenia parametru zderzenia jąder. W obszarze centralnym dodatkowym źródłem miękkich fotonów mogą być oscylacje ładunku elektrycznego w plazmie. Najbardziej interesujący wydaje się zakres średnich pędów poprzecznych:  $100 \text{ MeV}/c \lesssim p_T \lesssim 1 \text{ GeV}/c$ . Takie fotony powinny pochodzić głównie z promieniowania termicznego plazmy. Ze względu na silną zależność od temperatury (prawo Stefana—Boltzmanna:  $N_\gamma \sim T^4$ ) fotony te stanowią unikalny „termometr” plazmy, ich liczba i widmo odzwierciedlają temperaturę wewnętrznego, najbardziej gorącego obszaru plazmy (wobec słabego pochłaniania fotony będą łatwo wydostawać się z tego obszaru). Oceny teoretyczne stosunku liczby fotonów promieniowania termicznego plazmy do fotonów pochodzących z rozpadu  $\pi^0$  dla dużych jąder wahają się w granicach  $0.1 \lesssim \gamma/\pi^0 \lesssim 1$ . Fotony o dużych pędach poprzecznych ( $p_T \gtrsim 1 \text{ GeV}/c$ ) będą pochodzić z „twardych” zderzeń partonów, nie są więc interesujące dla badania plazmy.

Dane doświadczalne dotyczące produkcji leptonów w zderzeniach hadron-hadron i hadron-jądro są znacznie pełniejsze i pozwalają na dokonanie ekstrapolacji do przypadku jądro-jądro. Pary leptonów o małej masie efektywnej — to głównie pary Dalitza z rozpadu  $\pi^0$ , pary o dużej masie pochodzą głównie z anihilacji kwark-antykwar:  $q\bar{q} \rightarrow l^+l^-$  (tzw. proces Drella-Yana). Mają one ciągłe widmo mas, które można obliczyć teoretycznie. Źródłem par leptonów są także rozpady mezonów wektorowych  $\rho$ ,  $\omega$ ,  $\phi$  (stosunek rozpadu rzędu  $10^{-4}$ ), a w obszarze dużych mas — mezonów  $J/\psi$  i  $\Upsilon$  (stosunek rozpadu rzędu  $10^{-1}$ ), dają one maksima na tle widma ciągłego przy odpowiednich wartościach mas efektywnych. Widmo ciągłe stanowiące „tło” nie jest jednak w pełni zrozumiane — w obszarze centralnym obserwuje się pewien nadmiar par, obecność których nie da się wytłumaczyć żadnym z wyżej wymienionych mechanizmów; może to być np. reanihilacja par  $q\bar{q}$  wytworzonych w procesie oddziaływania hadronów. W zderzeniach jądro-jądro można spodziewać się dodatkowo mechanizmu „termicznego”: pary leptonów powstawać będą w plazmie w wyniku anihilacji par  $q\bar{q}$ , przy czym prawdopodobieństwo tego procesu będzie określone przez temperaturę układu. Oszacowania teoretyczne nie są jednak zbyt optymistyczne: dla plazmy o temperaturze  $T = 180 \text{ MeV}$  i objętości czasowo-przecznym 250 fm<sup>4</sup>, co odpowiada np. centralnemu zderzeniu  $^{16}\text{O} + ^{238}\text{U}$  przy wysokiej energii, otrzymuje się prawdopodobieństwo produkcji par „termicznych” o masie efektywnej w granicach 200—600 MeV rzędu  $10^{-4}$  na przypadek, co oznacza stosunek  $e^+e^-/\pi$  rzędu  $10^{-6}$  i jest niższe od omawianego powyżej „anomalnego” tła obserwowanego w zderzeniach hadron-hadron. Wydzielenie i zbadanie tej składowej w widmie par leptonów będzie zatem bardzo trudne. Produkcja mezonów wektorowych, które mogą być zidentyfikowane poprzez rozpady leptonowe, może jednak również dostarczyć interesujących informacji o plazmie kwarkowo-gluonowej (przywrócenie symetrii chiralnej, temperatura,

produkcja dziwności). Eksperymenty mające na celu badanie produkcji leptonów powinny zatem posiadać wysoką zdolność rozdzielczą, konieczną dla identyfikacji wąskich maksimów w rozkładach masy efektywnej par  $l^+l^-$ .

Innym „sygnałem” plazmy kwarkowo-gluonowej powinna być produkcja dziwności. Oczekuje się, że w plazmie, wskutek przywrócenia symetrii chiralnej, pojawią się kwarki dziwne  $s, \bar{s}$  w liczbie porównywalnej do kwarków niedziwnych  $u, d$  [20]. W procesach hadronizacji kwarki te będą źródłem obfitej produkcji cząstek dziwnych oraz mezonów  $\phi$ , a wśród fragmentów zderzających się jąder powinny pojawić się hiperjądra. W szczególności stosunek liczby dziwnych do niedziwnych antybarionów powinien być czułym sprawdzianem tej hipotezy. Zjawisku temu poświęcono szereg prac teoretycznych, przewidywania ilościowe są jednak niejednoznaczne, zależne od przyjętego modelu ewolucji plazmy (ekspansja hydrodynamiczna?).

Podobne rozumowanie prowadzi do wniosku, że na drodze koalescencji licznych w plazmie antykwarków powinno w niej powstawać stosunkowo dużo wszelkich antybarionów (nie tylko dziwnych). Obliczenia o których była już mowa powyżej, wykazują, że należy oczekiwać kilkukrotnego wzrostu liczby antybarionów w porównaniu do ich zawartości w gazie hadronowym [5]. Jeszcze silniejszy powinien być wzrost liczby lekkich antyjąderek (dla antyhelu-4 ok. 100 razy), bezwzględne przekroje czynne na ich produkcję będą jednak bardzo małe.

Badania emisji mezonów i barionów w zderzeniach jądro-jądro może także dostarczyć interesujących informacji o przejściu fazowym i własnościach plazmy kwarkowo-gluonowej. Jak już wcześniej wspomniano, krotność wyprodukowanych cząstek jest miarą ilości energii przekazanej do wzbudzonego układu, pęd poprzeczny (lub energia) — miarą temperatury, zaś rozkłady pędu mezonów i barionów niosą informację o hydrodynamicznej ekspansji plazmy. Interferometria cząstek identycznych pozwala określać rozmiary czasowo-przestrzenne obszaru wypełnionego plazmą. Trzeba jednak zdać sobie sprawę, że żadne z dyskutowanych przez nas zjawisk nie jest niestety jednoznacznym sygnałem plazmy i mogą one jedynie wskazywać na jej prawdopodobne powstawanie. Dlatego też potrzebne jest przeprowadzenie szeregu eksperymentów, w których badane byłyby różne aspekty zderzeń jądro-jądro przy wysokich (relatywistycznych) energiach.

Przydatność cząstek dziwnych, antybarionów itp. jako sygnałów plazmy jest jednak kwestionowana przez kilka niedawnych prac [21]. Autorzy tych prac twierdzą, że źródłem par kwark-antykwar, w tym także par o dużych pędach poprzecznych, może być również silne pole chromoelektryczne występujące między zderzającymi się jądrami.

## 5. Sytuacja doświadczalna

Eksperymenty mające na celu wykrycie plazmy kwarkowo-gluonowej wymagają przede wszystkim dysponowania wiązkami silnie przyspieszonych jąder atomowych. Źródłem takich wiązek są odpowiednio zmodyfikowane synchrotrony protonowe. Oprócz zastąpienia źródła jonów wodorowych źródłem jonów cięższych pierwiastków, wymagana jest zmiana reżimu przyspieszania ze względu na inny stosunek ładunku jonu do jego masy,  $Z/A$ . Związane z tym problemy techniczne zostały omówione dokładnie we wcześniejszym arty-

kule [22]. Obecnie trzy ośrodki na świecie dysponują wiązkami ciężkich jonów przyspieszonych do energii relatywistycznych: w Saclay (Francja) w synchrotronie SATURNE przyspiesza się lekkie jądra (do  ${}^{20}_{10}\text{Ne}$ ) do energii ok. 1 GeV/nukleon, w laboratorium im. Lawrence'a (LBL) w Berkeley (USA) w akceleratorze BEVALAC przyspiesza się rozmaite jony aż do  ${}^{238}_{92}\text{U}^{68+}$  włącznie do energii ok. 2 GeV/nukleon dla lekkich jonów z  $Z/A = 0.5$ , a ok. 1 GeV/nukleon dla jonów najcięższych pierwiastków, w ZIBJ w Dubnej (ZSRR) w synchrofazotronie przyspiesza się jądra od wodoru do  ${}^{28}_{14}\text{Si}$  do energii ok. 4 GeV/nukleon. W Berkeley i w Dubnej od wielu lat prowadzi się badania doświadczalne reakcji wywoływanych przez relatywistyczne ciężkie jony. W badaniach tych wykorzystuje się różnorodną aparaturę detekcyjną:

detektory śladowe:

- komory pęcherzykowe: 1 m wodorowa, 2 m propanowa (ZIBJ),
- komory strimerowe: 1 m (LBL), 2 m (ZIBJ),
- bloki emulsji jądrowych (LBL i ZIBJ);

detektory z rejestracją elektroniczną:

- spektrometry wąskoaperturowe jedno- i dwuramienne: JANUS, TASS (LBL), ALFA (ZIBJ),
- spektrometry szerokoaperturowe: HISS (LBL),
- detektory specjalne o geometrii  $4\pi$ : PLASTIC BALL (LBL).

Bada się charakterystyki oddziaływań jądro-jądro zarówno w podejściu inkluzywnym, jak też i z wyborem zderzeń „centralnych” poprzez selekcję przypadków o najwyższej krotności cząstek wtórnych, lub też selekcję opartą na braku wśród cząstek wtórnych fragmentów jądra pocisku, które nie oddziaływały w tarczy. Analizuje się krotności cząstek wtórnych różnego typu, ich rozkłady pędowe i kątowe, korelacje, a także „globalne” charakterystyki poszczególnych przypadków reakcji, ich „kształt” w przestrzeni pędów. Wyniki tych badań można by krótko podsumować następująco:

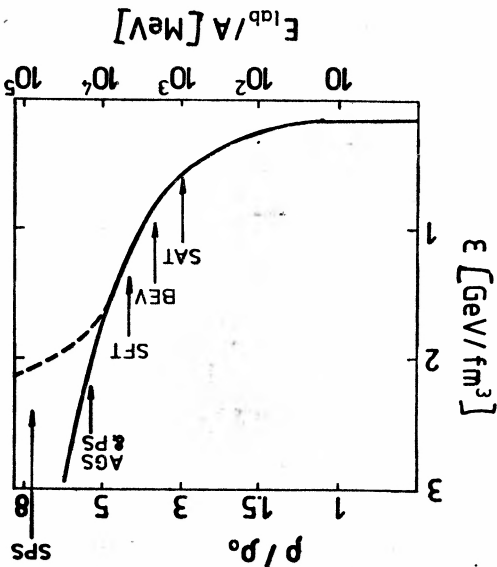
a) zderzenia jądro-jądro są w pierwszym przybliżeniu superpozycją zderzeń nukleon-nukleon; w przypadku cięższych jąder zachodzą w nich dodatkowo oddziaływania wtórne (kaskada wewnątrzjądrowa);

b) dla zderzeń cięższych jąder obserwuje się zjawiska świadczące o mechanizmie typu kolektywnego (hydrodynamika?);

c) nie zauważono żadnych nieciągłości charakterystyk badanych jako funkcje energii, ani też innych cech oddziaływań, które mogłyby wskazywać na istnienie przejścia fazowego.

Przyczyną tej sytuacji może być stosunkowo niska energia używanych wiązek jonów. Szacowane zgęszczenia materii jądrowej, jakie mogą być osiągnięte przy tych energiach, przedstawia rys. 9 [23]. Widać, że są to gęstości nie przekraczające 2 GeV/fm<sup>3</sup>, a więc poniżej przewidywanej przez teorię gęstości krytycznej  $\rho_c \cong (2.5-3) \text{ GeV/fm}^3$ .

W CERN-ie, w akceleratorze wiązek przeciwbieżnych ISR, badano zderzenia jąder  ${}^4\text{He}$  przy energii w układzie środka masy  $\sqrt{s_{NN}} = 31 \text{ GeV}$ , co odpowiada energii w układzie laboratoryjnym ok. 500 GeV na nukleon. Tutaj także nie zauważono żadnych sygnałów przejścia fazowego, w szczególności udział cząstek dziwnych okazał się taki sam jak przy znacznie niższych energiach. Zderzenia jąder helu różnią się chyba jednak tylko w małym



Rys. 9. Oczekiwane zagęszczenie materii jądrowej w zderzeniu jądro—jądro w funkcji energii jądra—po-cisku. Zaznaczone są energie osiągnane w różnych akceleratorach. Krzywa przerywana pokazuje prawdo-podobny wpływ przezroczystości jąder [23]

stopniu od zderzeń elementarnych i efektów zagęszczenia materii jądrowej raczej nie należało się tu spodziewać.

Pewną wskazówkę na istnienie przejścia fazowego uzyskano jak dotychczas tylko w eksperymencie kosmicznym wespół pracy japońsko-amerykańsko-polskiej JACBE. W eksperymencie tym rejestrowano oddziaływania jąder promieniowania kosmicznego z jądrami emulsji charakteryzujące się bardzo wysoką kromosnością cząstek wtórnych. Wartości średniego pędu poprzecznego cząstek wtórnych badane w funkcji gęstości energii szacowanej wg wzoru Bjorkena wykazują nagły wzrost powyżej  $\epsilon \approx 2$  GeV/fm<sup>3</sup>. Ze względu jednak na zawartą w tej analizie korelacje zmieniających się statystykę przypadków, wniosek ten należy przyjmować z dużą rezerwą.

Dla poszukiwań przejścia fazowego od gazu hadronowego do plazmy kwarkowo-gluonowej należy dysponować wiązkami jąder przynajmniej średnio ciężkich, przyspieszonych do energii wyższych niż zapewniają to dzisiejsze akceleratory ciężkich jonów. Przygotowania w tym kierunku są w toku i w chwili gdy artykuł ten ukazuje się drukiem, w Brookhaven (USA) będzie się już przyspieszać jony <sup>32</sup>S do energii 15 GeV/nukleon, a w CERN-ie jony <sup>16</sup>O i <sup>32</sup>S do energii ok. 200 GeV/nukleon. W Brookhaven źródłem jonów będzie istniejący w tym laboratorium akcelerator Van de Graaffa typu tandem, który połączono z jonowodem o długości ok. 600 m z synchrotronem AGS. W CERN-ie będzie zainstalowane nowe źródło jonów typu ECR skonstruowane w Grenoble. Jony <sup>16</sup>O i jony <sup>32</sup>S będą przyspieszane we wspólnym akceleratorze liniowym, a następnie kolejno w synchrotronie PS i supersynchrotronie SPS. W zależności od wydatności źródła, można będzie przyspieszać jony <sup>32</sup>S osobno, lub jako jednopromienną domieszkę do wiązek jonów <sup>16</sup>O. Przewiduje się eksperymenty zasadniczo przy dwóch wartościach energii wiązek: 60 i 200 (lub 225)

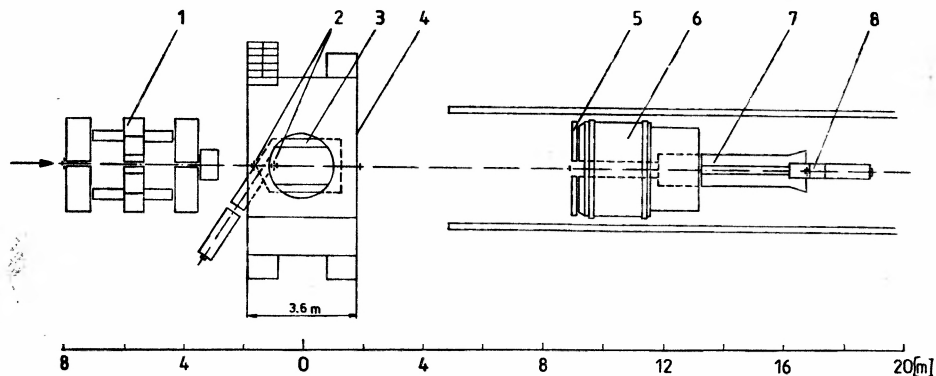


GeV/nukleon. Projektuje się także nowe akceleratory (synchrotrony i akceleratory wiązek przeciwbieżnych) przeznaczone specjalnie do przyspieszania ciężkich jonów do energii relatywistycznych. Projekty takie istnieją w Dubnej (NUKLOTRON), Berkeley (MINI-COLLIDER), Darmstadt (SIS) i Brookhaven (RHIC). Będą one przedmiotem odrębnego artykułu w *Postępiech Fizyki*.

## 6. Projektowane eksperymenty

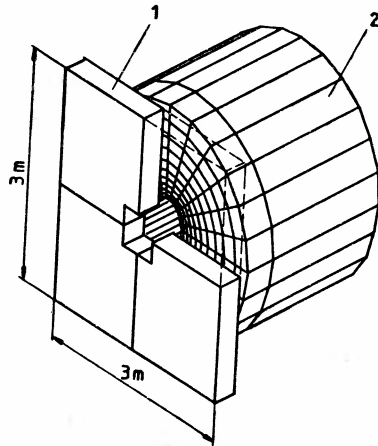
Ograniczymy się do omówienia projektów eksperymentów stawiających sobie za cel badanie zderzeń relatywistycznych jąder w aspekcie powstawania plazmy kwarkowo-gluonowej i przewidzianych do realizacji w ciągu najbliższych dwóch lat. Projektami eksperymentów przy użyciu nowych akceleratorów, które mają wejść do eksploatacji w latach 90., nie będziemy się na razie zajmować.

W CERN-ie zatwierdzono projekty kilku eksperymentów pod kryptonimami: NA 35, NA 36, WA 80, HELIOS, EMU-1, EMU-2.



Rys. 10. Schemat aparatury dla eksperymentu NA35 w CERN-ie [24]: 1 — układ formowania wiązki, 2 — tarcza (dwa położenia), 3 — komora strimerowa, 4 — elektromagnes, 5 — detektor pozycyjny fotonów, 6 — kalorymetr pierścieniowy, 7 — kalorymetr pośredni, 8 — kalorymetr „veto”

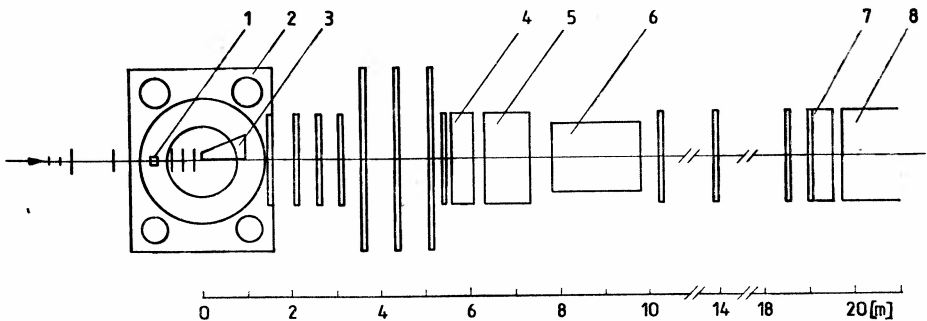
W eksperymencie NA 35 [24] (rys. 10) oddziaływania relatywistycznych jąder będą rejestrowane w komorze strimerowej o wymiarach  $2.0 \times 1.2 \times 0.7 \text{ m}^3$ , umieszczonej w elektromagnesie z cewkami nadprzewodzącymi o indukcji  $1.5 \text{ T}$ . W odległości kilku metrów za komorą ustawiony będzie detektor fotonów z odczytem pozycyjnym („kanapka” z blach ołowianych i liczników gazowych o łącznej grubości 9.56 jednostek radiacyjnych), a bezpośrednio za nim wielosekcyjny kalorymetr pozwalający mierzyć energię emitowaną w postaci składowej elektromagnetycznej i składowej hadronowej w różnych przedziałach kątowych (rys. 11). Kalorymetr ten będzie mógł być włączony wraz z rozstawionymi wzdłuż traktu wiązki licznikami scyntylacyjnymi w układ trygera dla wyboru określonych klas oddziaływań. Celem eksperymentu jest otrzymanie charakterystyk oddziaływania jąder  $^{16}\text{O}$  i  $^{32}\text{S}$  z różnymi tarczami jądrowymi (krotności, rozkłady kątowe i pędowe, korelacje między różnymi wielkościami), badanie korelacji dwucząstkowych i efektów kolektywnych,



Rys. 11. Struktura detektora pozycyjnego fotonów — 1 i kalorymetru pierścieniowego — 2 dla eksperymentu NA35 w CERN-ie [24]

uzyskanie informacji o produkcji neutralnych cząstek dziwnych: mezonów  $K_s^0$  i hiperonów  $\Lambda^0$ . Przewiduje się także rejestrację próbki oddziaływań proton-jądro dla przeprowadzenia analizy porównawczej. Będzie to więc eksperyment o charakterze „uniwersalnym”.

Eksperyment NA 36 [25] (rys. 12) stawia sobie za główny cel badanie produkcji cząstek dziwnych: mezonów  $K_s^0$  oraz neutralnych i ujemnie naładowanych hiperonów i antyhiper-

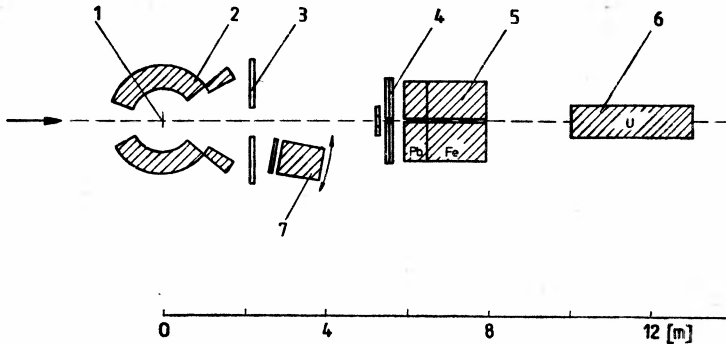


Rys. 12. Schemat aparatury dla eksperymentu NA36 w CERN-ie [25]: 1 — tarcza, 2 — elektromagnes, 3 — komora projekcji czasowej, 4 i 7 — detektory gamma, 5 i 8 — kalorymetry hadronowe, 6 — magnes spektrometryczny. Wąskie pionowe paski przedstawiają komory proporcjonalne i dryfowe

ronów. Rozpady ich będą rejestrowane w tzw. komorze projekcji czasowej (*time-projection chamber*, TPC) o długości 1 m, umieszczonej w polu magnetycznym o indukcji 3 T wytworzonym przez elektromagnes z cewkami nadprzewodzącymi. Komora projekcji czasowej zapewnia elektroniczną rejestrację torów cząstek naładowanych ze zdolnością rozdzielczą 0.3 mm. Umieszczenie komory nieco z boku (1 cm) od toru wiązki powoduje, że wchodzić będą do niej tylko cząstki naładowane ujemnie (i część neutralnych). Rozmieszczona za tą komorą aparatura spektrometryczna wzięta będzie z tzw. Europejskiego

Spektrometru Hybrydowego (EHS). Zawiera ona szereg płaszczyzn wielodrutowych komór proporcjonalnych i dryfowych oraz kalometry składowej elektromagnetycznej i składowej hadronowej. Dla zapisu danych z 4200 kanałów elektroniki detekcyjnej przewiduje się zastosowanie dysków laserowych zapewniających szybkość zapisu informacji powyżej 1 GB/s.

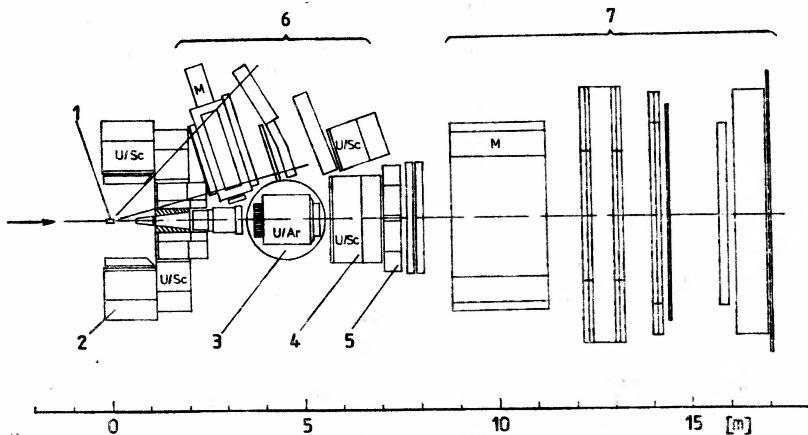
W eksperymencie WA 80 [26] (rys. 13) wykorzysta się zbudowany i używany wcześniej w LBL detektor PLASTIC BALL, który będzie przewieziony z Berkeley do CERN-u.



Rys. 13. Schemat aparatury dla eksperymentu WA80 w CERN-ie [26]: 1 — tarcza, 2 — PLASTIC BALL 3 i 4 — detektory krotności cząstek naładowanych, 5 i 6 — kalometry, 7 — detektor  $\pi^0/\gamma$

Ten unikalny niemagnetyczny detektor składa się z 815 modułów licznikowych rozmieszczonych na powierzchni kuli o średnicy ok. 1 m i pokrywających prawie pełny kąt bryłowy. Liczniki te rejestrują i identyfikują metodą  $\Delta E-E$  fragmenty jądra tarczy: protony, deuteryony, jądra  $^3\text{H}$ ,  $^3\text{He}$  i  $^4\text{He}$ . Detektor PLASTIC BALL, projektowany do badania oddziaływań jądrowych przy niższych energiach, dla pracy w CERN-ie zostanie uzupełniony dodatkowymi hodoskopami licznikowymi i kalorimetrami do rejestracji cząstek emitowanych pod niewielkimi kątami (z obszaru centralnego i obszaru fragmentacji jądra-pocisku). Celem eksperymentu będzie badanie procesu fragmentacji jądra-tarczy i uzyskanie informacji o temperaturze, entropii i ewentualnych procesach o charakterze kolektywnym (ukierunkowany wypływ materii jądrowej z obszaru oddziaływania).

Eksperyment HELIOS albo NA 34—2, którego schemat przedstawiony jest na rys. 14 [26], ma na celu badanie emisji fotonów i par leptonowych  $e^+e^-$  i  $\mu^+\mu^-$  w oddziaływaniach relatywistycznych jąder i porównanie z reakcjami proton-proton i proton-jądro. Wykorzystana tu będzie prawie bez żadnych modyfikacji aparatura eksperymentu NA 34, celem którego były analogiczne badania z wiązką wysokoenergetycznych protonów. W pobliżu tarczy i wokół niej rozmieszczone są detektory kalorymetryczne złożone z modułów uran-scyntylator, a dalej kalorimetr uranowo-argonowy dla rejestracji fotonów i elektronów. Dalszą część aparatury stanowi magnetyczny spektrometr mionów. Z boku, w przedziale kątów  $15^\circ < \theta_L < 45^\circ$  dołączony jest magnetyczny spektrometr cząstek naładowanych zapewniający identyfikację  $\pi^\pm/K^\pm/p(\bar{p})$  w zakresie pędów do ok. 3.5 GeV/c i dający możliwość jednoczesnej rejestracji kilku cząstek i badania np. korelacji między nimi.



Rys. 14. Schemat aparatury HELIOS dla eksperymentu NA 34-2 w CERN-ie [26]: 1 — tarcza, 2÷5 — kalorymetry, 6 — zewnętrzny spektrometr magnetyczny, 7 — spektrometr mionowy (M — magnes)

Zatwierdzono także eksperyment emulsyjny EMU-1 poświęcony badaniu ogólnych charakterystyk oddziaływań jądro-jądro z właściwą techniką emulsji jądrowych wysoką przestrzenną zdolnością rozdzielczą, oraz eksperyment z detektorami plastikowymi EMU-2 mający na celu poszukiwanie cząstek o ładunkach ułamkowych (swobodnych kwarków) i ich ewentualnych oddziaływań [26].

Warto podkreślić, że program badań oddziaływań jądro-jądro w CERN-ie jest opracowany bardzo oszczędnie. Wykorzystana będzie w zasadzie istniejąca i wypróbowana we wcześniejszych eksperymentach aparatura detekcyjna (wyjątek stanowi chyba tylko komora projekcji czasowej w eksperymencie NA 36). Pełny koszt tego programu badań, obejmujący nowe źródło jonów i nowe elementy detektorów, wyniesie zaledwie 10—15 milionów dolarów. Wszystkie eksperymenty w CERN-ie wykonywane będą przez zespoły międzynarodowe z laboratoriów europejskich i amerykańskich. Przyjemnie jest zaznaczyć, że w trzech eksperymentach (NA 35, NA 36 i WA 80) uczestniczą fizycy polscy z Krakowa i Warszawy.

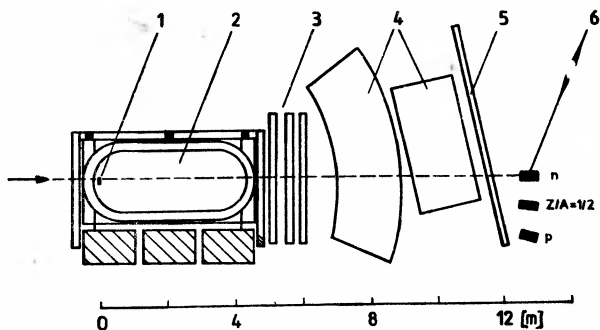
W Brookhaven planuje się również wykorzystanie do eksperymentów z relatywistycznymi jądrami posiadanej w laboratorium aparatury. Eksperyment No 810 zakłada użycie tzw. spektrometru wielocząstkowego (Multiparticle Spectrometer, MPS). Zasadniczą częścią tego urządzenia jest duży magnes o rozmiarach nabiegunników ok.  $4.5 \times 1.8 \text{ m}^2$  i szczeliny 1.2 m. W tej objętości rozmieszczonych jest 49 komór dryfowych, a w pewnej odległości od magnesu ustawione są dwa progowe liczniki Czerenkowa oraz hodoskop liczników scyntylacyjnych służących do pomiaru czasu przelotu. Układ ten zapewnia separację  $\pi/K/p$  do 10 GeV/c. Dla eksperymentu z jądrami przewiduje się następujące modyfikacje spektrometru [27]:

- addition of a precise detector of the CCD type around the target;
- replacement of drift chambers in the magnet by time projection chambers;
- addition of several large drift chambers directly behind the magnet;
- installation of calorimetric detectors for nuclear fragments of the beam.

wanych w okolicy kąta  $0^\circ$  (trzy kalometry, przeznaczone odpowiednio dla cząstek neutralnych, protonów i fragmentów o  $Z/A = 1/2$ ).

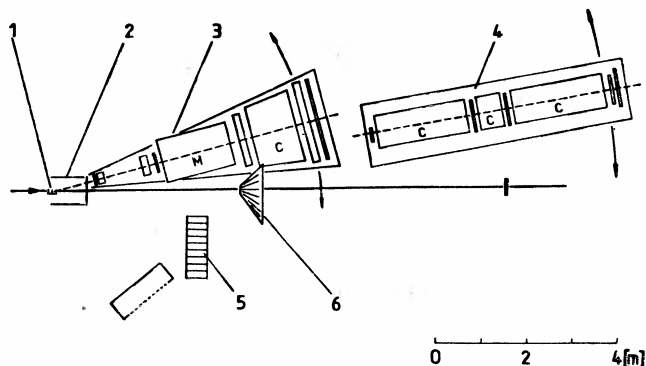
Ulepszone w ten sposób urządzenie o nazwie MPS-III (rys. 15) pozwoli na uzyskanie informacji o krotnościach i kątach emisji cząstek wtórnych, o ich pędach i korelacjach między nimi, o ewentualnych efektach typu kolektywnego wypływu materii jądrowej. W pierwszej fazie eksperymentu planuje się badanie cząstek ujemnych:  $\pi^-$ ,  $K^-$ ,  $\bar{p}$ .

W ramach współpracy japońsko-amerykańskiej zamierza się zbudować jednoramienny spektrometr magnetyczny dla eksperymentu No 802. Celem tego eksperymentu jest pomiar



Rys. 15. Schemat detektora MPS III w Brookhaven [27]: 1 — tarcza, 2 — magnes wypełniony detektorami z odczytem pozycyjnym, 3 — komory dryfowe, 4 — liczniki Czerenkowa, 5 — układ hodoskopowy pomiaru czasu przelotu, 6 — kalometry dla cząstek emitowanych pod kątem  $0^\circ$  (od góry: dla cząstek neutralnych, fragmentów z  $Z/A = 0.5$  i protonów)

różniczkowych przekrojów czynnych na produkcję różnych cząstek ( $\pi^\pm$ ,  $K^\pm$ ,  $p$ ,  $\bar{p}$ ,  $d$ ,  $\bar{d}$ , itd.) w obszarze centralnym oraz badanie korelacji cząstek o bliskich pędach (interferometria  $\pi\pi$  i  $K^+K^+$ , rozpady  $\phi \rightarrow K^+K^-$ ). Schemat urządzenia przedstawia rys. 16 [28]. Spektrometr będzie pokrywać kąt bryłowy 25 msr i pracować w zakresie kątów laboratoryjnych  $5^\circ$ — $20^\circ$ . Składać się będzie z szeregu segmentowanych liczników Czerenkowa do identyfikacji



Rys. 16. Schemat spektrometru dla eksperymentów w Brookhaven [28]: 1 — tarcza, 2 — układ liczników strimerowych, 3 — spektrometr z magnesem (M) i segmentowym detektorem Czerenkowa (C), 4 — zespół liczników Czerenkowa, 5 — detektor gamma, 6 — detektor krotności

cząstek i liczników scyntylacyjnych do pomiaru czasu przelotu. Zestaw liczników gazowych otaczających tarczę oraz licznik Czerenkowa ustawiony pod kątem  $0^\circ$  rejestrować będą pełną krotność naładowanych cząstek wtórnych, co pozwoli np. na wybór oddziaływań „centralnych”. Rozważa się także zastosowanie detektora mezonów  $\pi^0$ .

## 7. Zakończenie

Istnienie przejścia fazowego od zwykłej materii jądrowej do plazmy kwarkowo-gluonowej stanowi pasjonującą hipotezę fizyczną stymulującą badania zderzeń jądro-jądro przy wysokich (relatywistycznych) energiach. Odkrycie przejścia fazowego i plazmy kwarkowo-gluonowej byłoby triumfem chromodynamiki kwantowej, a poza tym miałyby ogromne znaczenie poznawcze. W kosmologii rozważa się bowiem plazmę kwarkowo-gluonową jako pierwotną postać materii powstałą w wyniku Wielkiego Wybuchu, a także jako składnik gwiazd neutronowych [29]. Możliwe, że już w ciągu najbliższych lat eksperymenty przygotowywane obecnie w kilku laboratoriach dadzą odpowiedź na postawione w artykule pytania.

### Dodane w korekcie

Po złożeniu niniejszego artykułu w Redakcji dowiedzieliśmy się o rozszerzeniu programu badań na wiązkach relatywistycznych jąder. W CERN-ie zatwierdzono eksperyment pod kryptonimem NA 38, celem którego jest badanie produkcji par mionowych o dużej masie efektywnej w zderzeniach jąder tlenu z tarczą uranową. Aparatura detekcyjna stanowić będzie rozwinięcie spektrometru NA 10 (spektrometr z toroidalnym bezrdzeniowym magnesem zasilanym impulsowo, komorami proporcjonalnymi i hodoskopami scyntylacyjnymi), do którego dodane zostaną liczniki cząstek wiązki, tzw. aktywna tarcza i kalorymetr dla składowej elektromagnetycznej.

W Brookhaven zatwierdzono eksperyment No 814 nastawiony na badanie peryferyjnych zderzeń jądro-jądro (powstawanie ewentualnych stanów egzotycznych z fragmentacji jądra-pocisku), oraz zderzeń bardziej centralnych głównie pod kątem widzenia „przezroczystości” jąder. Aparatura detekcyjna składać się będzie ze spektrometru magnetycznego z komorami dryfowymi, hodoskopami scyntylacyjnymi i segmentowanym kalorymetrem dla identyfikacji i pomiaru energii produktów fragmentacji jądra-pocisku, oraz kalorymetrów (również segmentowanych) otaczających tarczę.

Oba eksperymenty, podobnie jak i wszystkie opisane poprzednio, będą realizowane w szerokiej współpracy międzynarodowej.

Program badań na wiązkach relatywistycznych jąder o energiach powyżej 10 GeV/nukleon obejmuje więc obecnie osiem dużych eksperymentów (pięć w CERN-ie i trzy w Brookhaven) oraz po kilka eksperymentów emulsyjnych w każdym z tych laboratoriów.

## Literatura

- [1] A. Chodos, R. L. Jaffe, K. Johnson, C. B. Thorn, V. F. Weisskopf, *Phys. Rev.* **D9**, 3471 (1974).
- [2] W. Królikowski, *Postępy Fizyki* **30**, 307 (1979).
- [3] R. Hagedorn, w: *Lecture Notes in Physics*, t. 221 (Materiały konferencji „Quark Matter '84”, Helsinki) Springer, Berlin, Heidelberg 1985, str. 53.
- [4] J. Kapusta, *Nucl. Phys.* **B148**, 461 (1979).
- [5] a) H. Stöcker, *Nucl. Phys.* **A418**, 587c (1984).  
b) U. Heinz, P. R. Subramanian, W. Greiner, w: BNL 51921 (Materiały RHIC Workshop, BNL), Brookhaven 1985, str. 327.
- [6] K. Wilson, *Phys. Rev.* **D10**, 2445 (1974); A. Nakamura, *Acta Phys. Pol.* **B16**, 635 (1985).
- [7] J. Kogut et al., *Phys. Rev. Lett.* **50**, 393 (1983).
- [8] T. Celik, J. Engels, H. Satz, *Phys. Lett.* **129B**, 323 (1983); **133B**, 427 (1983).
- [9] H. Satz, w: BNL 51921 (Materiały RHIC Workshop, BNL), Brookhaven 1985, str. 9.
- [10] R. Petronzio, w: Proc. 1984 CERN School of Physics, CERN 85-11, Genewa 1985, str. 208.
- [11] J. Beetem, M. Denneau, D. Weingarten, „The GF11 Supercomputer”, IEEE Proc. 12th Annual Int. Symposium on Computer Architecture, Boston, June 17—19, 1985, str. 108.
- [12] J. B. Kogut, A. Scheinine, „Construction of Physics Research Multiprocessor”, Proposal to National Science Foundation.
- [13] G. C. Fox, „Scientific Calculations with Ensemble Computers”, Proc. Conf. „The Impact of Specialized Processors in Elementary Particle Physics”, Padua, March 23—25, 1983, str. 155.
- [14] S. Daté, M. Gyulassy, H. Sumiyoshi, *Phys. Rev.* **D32**, 619 (1985).
- [15] J. D. Bjorken, *Phys. Rev.* **D27**, 140 (1983).
- [16] Współpraca JACEE, T. H. Burnett et al., w: *Lecture Notes in Physics*, t. 221 (Materiały Konferencji „Quark Matter '84”, Helsinki), Springer, Berlin, Heidelberg 1985, str. 187.
- [17] M. Jeżabek, *Acta. Phys. Pol.* **B15**, 499 (1984).
- [18] H. G. Pugh, w: *Lecture Notes in Physics*, t. 221 (Materiały Konferencji „Quark Matter '84”, Helsinki), Springer, Berlin, Heidelberg 1985, str. 259.
- [19] H. J. Specht, j. w., str. 221.
- [20] J. Rafelski, B. Müller, *Phys. Rev. Lett.* **48**, 1066 (1982).
- [21] N. K. Glendenning, T. Matsui, *Phys. Rev.* **D28**, 2890 (1983); A. Białas, W. Czyż, *Phys. Rev.* **D31**, 198 (1985).
- [22] J. Bartke, *Postępy Fizyki* **24**, 423 (1973).
- [23] R. Stock, „Relativistic Nucleus-Nucleus Collisions”, GSI-84-59, Darmstadt 1984.
- [24] NA 35 Collaboration Status Report, CERN/SPSC/85-36, Genewa, 1985.
- [25] C. R. Grün, Memorandum, CERN/SPSC/84-79, Genewa 1984.
- [26] H. G. Pugh, w: Proc. 7th High Energy Heavy Ion Study, GSI Darmstadt, Oct. 8—12, 1984, GSI-85-10, Darmstadt 1985, str. 329.
- [27] A. Poskanzer et al., w: Proc. Workshop on Detectors for Relativistic Nuclear Collisions, LBL, March 26—30, 1984, LBL-18225, Berkeley 1984, str. 38.
- [28] S. Nagamiya, w: Proc. Intern. Workshop on Nuclear Physics in GeV Region, KEK, Nov. 13—15, 1984, KEK Report 84—20, Feb. 1985, str. 285.
- [29] L. F. Abbott, w: *Lecture Notes in Physics*, t. 221 (Materiały Konferencji „Quark Matter '84”, Helsinki), Springer, Berlin 1985, str. 106.
- Piękny wykład współczesnej teorii cząstek i oddziaływań zawiera książka Grzegorza Białkowskiego *Stare i nowe drogi fizyki — fizyka dnia dzisiejszego*, Wiedza Powszechna, Warszawa 1985.

## ZE ZJAZDÓW I KONFERENCJI

### XII Wszechzwiązkowa Konferencja Optyki Koherentnej i Nieliniowej w Moskwie

W dniach od 26 do 29 sierpnia 1985 r. odbyła się w Moskwie kolejna Konferencja Optyki Koherentnej i Nieliniowej KiNO-XII. Konferencje te organizowane są w odstępach trzyletnich w różnych ośrodkach naukowych ZSRR pod patronatem Rady Naukowej AN ZSRR ds. Optyki Koherentnej i Nieliniowej oraz Rady Koordynacyjnej Ministerstwa Szkolnictwa Wyższego ZSRR ds. Laserów. Organizatorem KiNO-XII były następujące instytucje: Uniwersytet Moskiewski im. M. W. Łomonosowa, Instytut Fizyki Ogólnej AN ZSRR, Instytut Fizyki im. P. N. Lebediewa AN ZSRR i Instytut Spektroskopii AN ZSRR. Przewodniczącym Konferencji był już tradycyjnie akademik A. M. Prochorow, który kierował też Komitetem Programowym. Na czele Komitetu Organizacyjnego stał prof. S. A. Achmanow. Obrady konferencji toczyły się w salach reprezentacyjnych głównego gmachu MGU. Konferencje KiNO są największymi imprezami naukowymi tego typu w skali światowej, zarówno pod względem rozległej tematyki jak i liczby uczestników. W obecnej konferencji brało udział ok. 1100 uczestników, w tym 85 gości zagranicznych z różnych krajów. Stosunkowo nieliczna była tym razem grupa polska, licząca tylko 7 osób (4 z Poznania i 3 z Warszawy), w przeciwieństwie do 22-osobowej grupy z NRD, co potwierdza moje obserwacje, iż współpraca NRD—ZSRR w dziedzinie elektroniki kwantowej jest najbardziej liczącą się w obozie krajów socjalistycznych. Mimo wysiłku organizatorów już od lat dążących przez zmniejszanie liczby sesji i liczby wygłaszanych referatów, do takiego usprawnienia przebiegu konferencji, aby jej uczestnicy mogli brać aktywny udział w pracach różnych sekcji, jest to nadal niemożliwe. Wprawdzie krótkie komunikaty z prac własnych prezentowane były głównie na sesjach plakatowych, trwających nieco dłużej niż sesje tematyczne, to równolegle odbywały się trzy takie sesje (przed południem i po południu), co zmuszało do niełatwego nieraz wyboru referatu spośród trzech podobnie atrakcyjnych ze względu na temat lub też osobę referenta. Jest to niewątpliwa wada dużych imprez naukowych.

Obecna konferencja miała podwójnie jubileuszowy charakter: 25-lecie powstania laserów oraz 20-lecie istnienia konferencji KiNO (pierwsza konferencja odbyła się w Mińsku w r. 1965), co znalazło swoje odbicie w kilku referatach.

W sesji plenarnej (jedyna sesja wspólna dla wszystkich uczestników), która odbyła się tuż po otwarciu konferencji wygłoszono trzy referaty przeglądowe. Prof. Prochorow przedstawił historię powstania i rozwoju elektroniki kwantowej, rozpoczynając od omówienia początków kwantowej i falowej teorii światła, a kończąc na najnowszych osiągnięciach optyki nieliniowej (umożliwiających generację femtosekundowych impulsów światła) i licznych zastosowaniach praktycznych laserów. Jak podkreślił referent, elektronika kwantowa w swym rozwoju jeszcze ciągle nie osiągnęła stanu nasycenia. W kolejnym referacie „Impulsy ultrakrótkie w światłowodach”, prof. Dianow omówił nieliniowe zjawiska optyczne towarzyszące rozchodzeniu się w światłowodach pikosekundowych impulsów światła. Z uwagi na mikronowe średnice światłowodów, wprowadzone do włókna optycznego impulsy światła o niewielkiej mocy rzędu watów, osiągają w światłowodzie gęstości mocy rzędu  $\text{GW}/\text{cm}^2$  co powoduje występowanie różnych zjawisk nieliniowych, mimo małej wartości podatności nieliniowej kwarcu stanowiącego podstawowy materiał włókien świetlnych. Zjawiska te wpływają znacznie na spektralne i czasowe charakterystyki przesyłanych w światłowodzie sygnałów optycznych, stąd wynika konieczność dokładnego poznania warunków ich powstania i przebiegu. W dalszym ciągu referatu zostały omówione metody wykorzystania optycznych zjawisk nieliniowych w światłowodach do zawężania i przestrajania impulsów pikosekundowych. Umożliwiają one np. ponad stukrotnie zawężenie impulsów, wykorzystując ujemną dyspersję prędkości grupowej w jednoomodowym światłowodzie o długości kilkuset metrów, z równoczesnym ich przestrajaniem w obszarze widzialnym; metoda kompresji



wielosolitonowej prowadzi do ponad trzystukrotnego zawężania impulsów, a stosując siatki paradyfrakcyjne uzyskuje się impulsy o czasie trwania 12,8 fs, co odpowiada 6,4 okresom fali świetlnej. Zwraca uwagę szybki rozwój prac teoretycznych jak i duży postęp w dziedzinie technologii włókien optycznych, co przejawia się np. w produkcji światłowodów o coraz mniejszych stratach rzędu jednego dB/km. W trzecim referacie plenarnym „Optyka nieliniowa w Uniwersytecie Moskiewskim”, prof. Achmanow przedstawił najnowsze wyniki badań z optyki nieliniowej, prowadzonych w różnych laboratoriach MGU. Referent rozpoczął oczywiście od omówienia sięgających lat dwudziestych prac Mandelsztama i pięknych eksperymentów Wawilowa. Właśnie Wawilow był pierwszym, który wprowadził termin „optyka nieliniowa” (S. I. Wawilow, *Mikrostruktura światła*, str. 73, Wyd. AN ZSRR, Moskwa 1950). Obecnie duży nacisk kładzie się w MGU na badania oddziaływań parametrycznych oraz różnych dziedzin nieliniowej spektroskopii ciał stałych. W tych dziedzinach uzyskano też liczące się osiągnięcia. Referent wymienił przykładowo parametryczne generatory światła, przestrajalne obecnie w zakresie 0,33—1,4  $\mu\text{m}$  przy generacji impulsów nanosekundowych oraz 0,5—10  $\mu\text{m}$  przy generacji impulsów pikosekundowych. Duże zainteresowanie wzbudzają badania z dziedziny fazowej i polaryzacyjnej bistabilności w optyce a także statystyki dwufotonowej. Intensywnie badane są też półprzewodniki i kryształy metodami optyki nieliniowej. Metody czterofotonowej spektroskopii polaryzacyjnej umożliwiają badania relaksacji strefowej i międzystrefowej, przebiegającej w półprzewodnikach w subpikosekundowej skali czasu oraz wyznaczanie potencjałów oddziaływań jonów w kryształach. Opracowano też nieliniowe techniki do badań powierzchni półprzewodników i szczególnie szybkich procesów zachodzących na powierzchni półprzewodników pod wpływem promieniowania laserowego — przejścia fazowe, przekazywanie energii wzbudzenia. Rozwijana jest również optykoakustyczna, spektroskopia półprzewodników. Referat Achmanowa przytłaczał wprost lawiną tabel, schematów, wzorów i danych liczbowych.

W dniach następných prace konferencji toczyły się w trzech równoległych sesjach referatowych, gdzie wygłaszano 30 min. referaty sekcyjne i 15 min. komunikaty z prac własnych oraz w trzech równoległych sesjach plakatowych. Komitet Programowy przyjął ogółem ponad 500 prac, w tym 3 referaty plenarne, 82 sekcyjne (S), 9 komunikatów (K) i 410 plakatów (P). Prace te dają interesujący przegląd aktualnej sytuacji w badaniach elektroniki kwantowej i optyki nieliniowej. Ich streszczenia zostały zamieszczone w dwutomowych materiałach konferencji wydanych tym razem tylko w języku rosyjskim. Pełny tekst referatów plenarnych i wybranych referatów sekcyjnych ukaże się w specjalnym wydaniu czasopisma *Izv. Akad. Nauk SSSR Ser. Fiz.* (1986).

Nie sposób w krótkim sprawozdaniu omówić choćby pobieżnie referaty poszczególných sekcji, nie chciałbym też ograniczyć się tylko do kilku sekcji bezpośrednio mnie interesujących. Dlatego sądzę, że podanie tytułów wszystkich sekcji i liczby prezentowanych prac, pozwoli czytelnikowi zorientować się najlepiej w tematyce konferencji i rozwoju poszczególných dziedzin elektroniki kwantowej w ZSRR. Ogółem odbyło się 20 sesji (dwie z nich miały dwie części) oraz jedno sympozjum (trzeciego dnia konferencji), o niżej podanych tytułach i liczbie prezentowanych prac:

- I. Pikosekundowe i subpikosekundowe zjawiska optyczne (5S, 23P),
- II. Nowe typy laserów przestrajalnych i nieliniowych urządzeń optycznych (4S, 27P),
- III. Zjawiska koherentne, optyka kwantowa i statystyczna (5S, 29P),
- IV. Zastosowania spektroskopii laserowej (5S, 1K),
- V. Lasery w biofizyce (22P),
- VI. Nieliniowa spektroskopia laserowa molekuł i kryształów (49P),
- VII. Silna nieliniowość optyczna, bistabilność i chaos (5S, 22P),
- VIII. Lasery krótkofalowe (24P),
- IX. Promieniowanie laserowe i powierzchnia (9S, 1K, 24P),
- X. Światłowodowe urządzenia optyczne (27P),
- XI. Rezonansowe oddziaływanie światła z molekułami (4S, 1K, 23P),
- XII. Laserowa spektroskopia atmosfery i oceanu (4S, 20P),
- XIII. Optyka nieliniowa i spektroskopia półprzewodników (5S, 27P),
- XIV. Lasery w chemii fizycznej i kinetyce gazów (5S, 25P),
- XV. Zjawiska wielofotonowe i spektroskopia nieliniowa (5S),
- XVI. Optyczna obróbka informacji (4S, 2K, 13P),
- XVII. Nowe zjawiska w fizyce laserów (4S, 2K, 27P),

XVIII. Oddziaływania rezonansowe z atomami, nieliniowa spektroskopia (4S, 1K),

XIX. Nieliniowe zjawiska optyczne (4S, 1K, 27P),

XX. Nowe lasery i materiały laserowe (3S) oraz Sympozjum poświęcone procesom wielofotonowym (7S).

Jak wynika z powyższego zestawienia, na konferencji KiNO-XII omawiane były w zasadzie wszystkie ważniejsze, rozumiane w szerokim sensie, współczesne zagadnienia elektroniki kwantowej i optyki nieliniowej, co też zostało podkreślone przez Prochorowa w jego wystąpieniu przy zamknięciu konferencji. Podsumowania i oceny prac konferencji KiNO-XII dokonał A. M. Boncz-Brujewicz, który podkreślił ciągle jeszcze dynamiczny rozwój elektroniki kwantowej, o czym świadczy fakt, iż mimo pewnego spadku liczby uczestników w porównaniu do ubiegłej konferencji (o około 8,5%), nastąpił jednak wyraźny wzrost liczby nadesłanych prac (o ponad 11%).

Uczestnikom konferencji umożliwiono zwiedzenie Moskwy oraz wzięcie udziału w różnych imprezach artystycznych. Dużym przeżyciem było dla mnie przedstawienie w Cyrku Moskiewskim, a zwłaszcza doskonale przygotowana iluminacja laserowa i różne efekty świetlne wywołane wiązkami laserów jonowych i helowo-neonowych.

Zdzisław Błaszczak

Instytut Fizyki UAM  
Poznań

## Międzynarodowa Konferencja Magnetyzmu ICM '85 w San Francisco

W dniach 26—30 sierpnia 1985 odbyła się w San Francisco (USA) Międzynarodowa Konferencja Magnetyzmu. Jest to konferencja organizowana pod egidą Międzynarodowej Unii Fizyki Czystej i Stosowanej (IUPAP) co 3 lata i stanowi przegląd aktualnych badań własności magnetycznych materii skondensowanej (głównie ciał stałych). Wzięło w niej udział ok. 1000 uczestników, w tym 5 osób z Polski. Poprzedzające ją dwie ostatnie konferencje tego typu odbyły się w Monachium (1979 r.) oraz w Kyoto (1982 r.), a następna ma odbyć się w Paryżu w 1988 r., z prof. J. Friedelem z Orsay jako przewodniczącym. Bieżąca konferencja była połączona z coroczną konferencją Magnetyzmu i Materiałów Magnetycznych (tzw. M<sup>3</sup>) organizowaną przez Amerykański Instytut Fizyki (AIP). Oprócz tego odbyły się trzy konferencje satelitarne: podstawowych problemów magnetyzmu w Instytucie Fizyki Teoretycznej w Santa Barbara (w dniach 19—23. 8. 85), magnetyzmu powierzchni i cienkich warstw w Asilomar (2—5. 9. 85) oraz konferencja na temat rozpraszania neutronów w Santa Fe w dniach 21—24. 8. 1985 r. Materiały głównej konferencji ukazały się w połowie 1986 r. jako trzy oddzielne tomy (54—57) czasopisma *Journal of Magnetism and Magnetic Materials* (tzw. JM<sup>3</sup>).

Omawiana konferencja była złożona z 77 sesji, w tym 50 plakatowych; każda z nich z przynajmniej dziesięcioma referatami. Nie jest więc możliwe dokonanie przeglądu wszystkich kierunków rozwoju (sam zestaw streszczeń ma objętość 243 stron formatu A4).

Do głównych tematów poruszanych w zakresie badań podstawowych zaliczyć można trzy: własności układów z fluktuującą walencyjnością oraz tzw. ciężkich fermionów (7 sesji), rozcieńczone i amorficzne magnetyki (a w nich przede wszystkim szkła spinowe (6 sesji), rozcieńczone półprzewodniki i tzw. szkła metaliczne — 6 sesji) oraz wzbudzenia nieliniowe i dynamika chaosu układów spinowych (3 sesje). W zakresie badań stosowanych należy wymienić przede wszystkim sesję plenarną poświęconą nowym twardym materiałom z borem (np. NdFeB), magnetycznemu zapisowi oraz nowego typu pamięciom wykorzystującym domeny cylindryczne czy materiały 3d—4f z odczytem magnetoopcyjnym. Konferencja była więc jak zwykle mieszanką fizyki magnetyzmu oraz inżynierii materiałowej ogromnej różnorodności związków i stopów magnetycznych będących potencjalnymi kandydatami na magnesy stałe (materiały twarde) lub nadających się do zapisu informacji (materiały miękkie). W porównaniu z dwoma poprzednimi konferencjami tego typu stosunkowo mniej uwagi poświęcono magnetyzmowi metali i stopów 3d w wyższych temperaturach (problem nierozwiązany), problemowi zjawisk krytycznych oraz magnetyzmowi układów nisko-

wymiarowych. Poza tym, popularne w przeszłości badania wzbudzeń fal spinowych w izolatorach magnetycznych oraz badania ich wpływu na termodynamikę tych materiałów, a także badania stopów  $3d$  w niskich temperaturach wydają się już rzadziej preferowane. Omówimy pokrótce niektóre z powyższych problemów.

W zakresie materiałów z niezapełnionymi powłokami  $4f$  (lantanowce) oraz  $5f$  (aktynowce) wykazujących niestabilność stanów quasiatomowych elektronów z tych powłok (tzw. materiały z fluktuacją wartościową) na pierwsze miejsce wysuwają się układy ciężkich fermionów. Są to układy takie jak  $CeCu_2Si_2$ ,  $UBe_{13}$ ,  $UPt_3$ ,  $CeCu_6$ ,  $CeAl_3$  i charakteryzują się tym, iż elektrony z powłok  $f$  mogą być opisane jako ciecz Fermiego z bardzo znacznymi masami efektywnymi ( $m^*/m_0 \approx 10^2$ ), które prowadzą do gigantycznego współczynnika  $\gamma$  elektronowego ciepła właściwego ( $1.6 \text{ J/mol K}$  dla  $CeAl_3$ ). Badania teoretyczne T. M. Rice'a i K. Uedy oraz doświadczalne H. R. Otta i H. Rudigiera (wszyscy z ETH w Zurychu) sugerują, iż stan nadprzewodzący obserwowany w  $UBe_{13}$  czy  $UPt_3$  jest podobny do stanu nadciekłości w  $^3\text{He}$ , tj. że parowanie elektronów zachodzi w stanie  $p$ , co odróżnia je od klasycznych nadprzewodników opisywanych przy pomocy teorii BCS. Badania pochłaniania dźwięku prowadzone przez D. Bishopa (laboratorium Bella firmy AT & T) potwierdzają te wnioski. P. W. Anderson (AT & T oraz Princeton) uważa, iż mechanizm nadprzewodnictwa w tych materiałach jest czysto elektronowy (wymiana wirtualna fluktuacji spinowej), ale dalszy postęp w teorii może być osiągnięty jedynie w połączeniu z postępem w opisie teoretycznym natury stanu podstawowego układów z fluktuującą wartościowością. D. L. Cox, N. E. Bickers (Uniwersytet w San Diego) oraz W. Wilkins (Uniwersytet Cornella) pokazali, iż większość związków na bazie Ce daje się opisać w terminach zdegenerowanego modelu Andersona, zaadoptowanego dla Ce traktowanego jako domieszka magnetyczna (stanowi więc to kontynuację wcześniejszych ciekawych prac O. Gunnarsona i K. Schönhammera). Z prac eksperymentalnych w tej dziedzinie należy jeszcze wymienić dwie. Praca T. Penneya i współpracowników (lab. firmy IBM) wykazuje, iż w funkcji malejącej temperatury następuje przejście od obszaru, w którym atomy U czy Ce mogą być traktowane jako układ pojedynczych domieszek magnetycznych do obszaru ciężkiej cieczy Fermiego. M. Moser i P. Wachter (ETH) pokazali przy pomocy tzw. spektroskopii punktowego kontaktu, iż źródłem osobliwych własności układów z ciężkimi fermionami jest postulowana wcześniej obecność bardzo ostrego maksimum w gęstości stanów (o szerokości  $2 \text{ meV}$  w  $UPt_3$ ) pochodzącego od elektronów  $f$  i ulokowanego na powierzchni Fermiego. Podsumowując stwierdzamy, iż układy tego typu będą dalej w centrum badań, gdyż zachodzi potrzeba wyjaśnienia natury obserwowanych nowych faz takich jak sieć Kondo, sieć Andersona czy anizotropowy stan nadprzewodzący, a także zrozumienia ich w ramach ogólnej koncepcji niestabilności elektronów z powłok  $4f$  wskutek degeneracji ich stanów atomowych i zdelokalizowanych.

Niepodobna ująć w jeden schemat sesji poświęconych szkłom spinowym. Oprócz układów metalicznych takich jak  $AgMn$  czy  $AuFe$  (tzw. szkła spinowe z oddziaływaniem RKKY) coraz większą rolę zaczynają odgrywać dwie klasy szkieł spinowych na bazie rozcieńczonych półprzewodników magnetycznych ( $Eu_{1-x}Sr_xS$ ) oraz półmagnetycznych ( $Cd_{1-x}Mn_xTe$ ,  $Hg_{1-x}Mn_xTe$ ,  $(Cd_{1-x}Mn_x)_3As_2$ , itd.). Kilka prac poświęcono określeniu dynamicznych wykładników krytycznych oraz określeniu prawa dynamicznego skalowania. W dziedzinie teorii model Sherringtona-Kirkpatricka wydaje się być dobrze poznany; wyniki zostały podsumowane tu przez A. P. Younga z Uniwersytetu w Santa Cruz. M. Ocio (CEN — Saclay) i P. Monod (Orsay) zaobserwowali fluktuacje termiczne w fazie szkła spinowego dla izolatora  $(Al_2O_3)Mn(SiO_2)_4$  oraz  $CsNiFeF_6$ . Jedną pełną sesję poświęcono własnościom krytycznym nieuporządkowanych układów w ramach tzw. modelu z polem przypadkowym, którego przeglądu dokonał A. Aharony (Uniwersytet w Tel Avivie). Można pokusić się o stwierdzenie, iż w dalszym ciągu nie ma spójnego obrazu natury stanu szkła spinowego.

Dwie sesje na temat półprzewodników magnetycznych poświęcone były prawie wyłącznie układom półmagnetycznym. Przeglądu ich własności magnetycznych dokonał J. K. Furdyna (Uniw. Purdue), który uwypuklił wpływ rozcieńczonych spinów magnetycznych na własności elektronowe. A. Golnik (UW) i J. Spatek (AGH) omówili wpływ fluktuacyjnych spinów na rozszczepienie spinowe elektronów związanych na donorach oraz na autolokalizację swobodnych nośników. Następnym problemem była kwestia mechanizmu oddziaływania wymiany w tych układach. A. Lewicki (AGH) i współpr., i niezależnie B. Larson i współpr. (Uniw. Harvarda) wykazali, iż dominujące jest oddziaływanie nadwymiany poprzez aniony. T. M. Gibul'towicz (Nat. Bureau of Standards) pokazał, iż w  $Cd_{0.3}Mn_{0.7}Te$  realizowane jest uporządkowanie antyferromagnetyczne III rodzaju, a przejście do fazy magnetycznej jest nieciągłe. Wydaje się, iż badania półprzewodników półmagnetycznych będą rozwijane w przyszłości w celu określenia wpływu oddziaływań

magnetycznych na stany elektronowe. Struktura pasmowa tych związków (zwłaszcza dla małej koncentracji jonów magnetycznych) jest bowiem dobrze poznana i może stanowić punkt wyjścia do analizy wpływu spinów zlokalizowanych na stany elektronowe nośników i wzbudzeń kolektywnych.

W zakresie magnetyzmu metali przejściowych D. L. Johnson z zespołu zgrupowanego wokół B. L. Gyorfy'ego (Uniwersytet w Bristolu) podsumował główne wyniki ich podejścia do natury stanu paramagnetycznego metali przejściowych, w którym uwzględniono w obliczeniach struktury pasmowej z pierwszych zasad obecność zlokalizowanych i nieuporządkowanych momentów magnetycznych. Podejście to jest podejściem konkurencyjnym w stosunku do modelu Korenmana-Prangego i Capellmanna, w którym zakłada się *ad hoc* obecność momentów o prawie stałej amplitudzie (w Fe) przy rosnącej temperaturze i ich silnej korelacji o zasięgu ok. 10 Å. Najnowsze badania fotoemisji zdają się być niezgodne z każdym z tych modeli. Poza tym wydają się być konkurencyjne i kontrowersyjne dwa podejścia do stanu skorelowanych elektronów 3d. W podejściu pasmowym referowanym przez J. Küblera (Technische Hochschule, Darmstadt) rozszczepienie pasma na podpasma jest opisane jednocząstkowym potencjałem wymiennym. Natomiast w modelach parametryzowalnych typu Andersona-Hubbarda nietrywialnymi są korelacje dwucząstkowe wewnątrzatomowe. W tym drugim podejściu G. A. Sawatzky (Uniw. w Groningen) przedstawił interpretację struktury elektronowej w NiO i MnO i stwierdził, iż pasmo 3d w tych związkach jest **rzeczywiście wąskie**. G. Stollhoff oraz A. M. Oleś (IFF w Stuttgarcie) zbadali wpływ korelacji elektronowych na naturę stanu podstawowego żelaza i niklu. J. Spatek (AGH) i współpr. zbadali wpływ tych korelacji na przejście metalizolator i po raz pierwszy uzyskali wyniki zgodne z eksperymentem w  $V_2O_5$  : Cr. J. Morkowski (IFM, Poznań) zbadał wpływ korelacji na widmo magnonów w ferromagnetyku pasmowym i pokazał, iż jest on bardzo istotny. Y. Kakehashi (IFF, Stuttgart) przedstawił dosyć kompletną termodynamikę metali przejściowych i ich stopów w ramach podejścia pozwalającego na interpolację pomiędzy sytuacją z całkowicie zlokalizowanymi atomowymi momentami a taką, w której ich brak.

Podsumowując, w badaniach teoretycznych magnetyzmu metali 3d i ich stopów dla  $T = 0$  istnieje wiele konkretnych wyników; brakuje jednakże jednolitego obrazu fizycznego. Być może dostarczy go teoria T. Moriyi i współpr. z Instytutu Fizyki Ciała Stałego w Tokio, którzy tworzą termodynamikę ferromagnetyków opierając się na wpływie fluktuacji spinowych, będących uogólnieniem wzbudzeń fal spinowych.

Na koniec należy wspomnieć, iż konferencja była dobrze zorganizowana, choć należy żałować, iż nie zorganizowano dyskusji okrągłego stołu na temat najważniejszych problemów magnetyzmu, jak to miało miejsce w Monachium w 1979 r. Miejsca dwóch następnych konferencji to wspomniany już Paryż (1988 r.) oraz Edynburg (1991 r.). Chęć zorganizowania konferencji w 1994 roku zgłosiły Chiny, Indie oraz Polska.

*J. Morkowski*

Instytut Fizyki Molekularnej PAN  
Poznań

*J. Spatek*

AGH, Kraków

## RECENZJE

R. Eisberg i R. Resnick: *Fizyka kwantowa atomów, cząsteczek, ciał stałych, jąder i cząstek elementarnych*. Tłumaczyli z angielskiego Danuta Błocka-Śledziewska, Jarosław Trylski, Janina Jedlińska-Rećko, Jan Blinowski, PWN, Warszawa 1983, str. 798, nakład 10000 egz., cena zł 400.—

W końcu r. 1984 ukazało się (z datą r. 1983 na stronie tytułowej) polskie wydanie książki Roberta Eisberga i Roberta Resnicka *Fizyka kwantowa atomów, cząsteczek, ciał stałych, jąder i cząstek elementarnych*. Oryginał angielski tej książki został wydany w r. 1974 w wydawnictwie John Wiley and Sons. Obaj autorzy są znani polskiemu czytelnikowi: R. Eisberg jako autor podręcznika *Podstawy fizyki współczesnej* wydanego przez PWN w r. 1968, zaś R. Resnick jest współautorem (wspólnie z D. Hallidayem) dwutomowego podręcznika *Fizyka dla studentów nauk przyrodniczych i technicznych* dość popularnego w Polsce z racji kilku jego wznowień. Nie mając najlepszej opinii o tym ostatnim podręczniku, współautorstwa Resnicka, przystępowałem do czytania recenzowanej pozycji z pewnym uprzedzeniem i niechęcią. Tymczasem już po przeczytaniu pierwszych dwu rozdziałów poświęconych promieniowaniu termicznemu, postulatowi Plancka i korpuskularnym własnościom promieniowania moje uprzedzenie znikło zupełnie i mile rozczarowany z przyjemnością przystąpiłem do czytania kolejnych piętnastu rozdziałów tej bardzo obszernej książki. Jej polskie wydanie ogromnie wiele zawdzięcza znakomitemu tłumaczeniu. Piękny styl i prostota języka powodują, że czyta się ją z zainteresowaniem.

Książka Eisberga i Resnicka jest adresowana przede wszystkim do studentów, którzy po ukończeniu kursu podstaw fizyki klasycznej przystępują do wstępnych kursów fizyki kwantowej.

Można ją polecić przede wszystkim studentom wyższych szkół pedagogicznych, a również studiującym nauki techniczne. Jest to ciekawie napisany podręcznik, dający jasny opis i wyjaśnienie własności najważniejszych układów kwantowych przy zastosowaniu jedynie elementarnej mechaniki kwantowej. Omawiając bardzo wiele przykładów różnych zjawisk zachodzących w atomach, cząsteczkach, jądrach atomowych i ciałach stałych autorzy nieustannie kierują uwagę czytelnika na potężne możliwości interpretacyjne mechaniki kwantowej i w ten sposób zachęcają go do dalszych gruntownych studiów tej teorii.

W trzech pierwszych rozdziałach autorzy omawiają odkrycia, które doprowadziły do powstania fizyki kwantowej. Ich wykład jest pięknie urozmaicony licznymi wstawkami biograficznymi i historycznymi. Charakter historyczny ma również rozdział czwarty, w którym na czterdziestu stronach przedstawione są podstawy starszej teorii kwantów Bohra-Sommerfelda. Każdy z tych rozdziałów kończy się zestawieniem wielu pytań oraz zbiorem bardzo ciekawie ułożonych zadań rachunkowych do samodzielnego rozwiązania. Te cztery rozdziały wraz z pytaniami i zadaniami mogą być również bardzo cenne dla nauczycieli i zdolniejszych uczniów szkół średnich jako lektura uzupełniająca.

Istotne znaczenie dla całości wykładu w książce Eisberga i Resnicka mają rozdziały piąty i szósty, w których omówione są główne idee schrödingierowskiego sformułowania mechaniki kwantowej. Zastosowaniu tych idei do opisu atomów jedno- i wieloelektronowych poświęcone są rozdziały od szóstego do dziesiątego. W rozdziałach tych omówiono ponadto efekty wywołane przez spin elektronu. Na uwagę zasługuje sposób w jaki autorzy na podstawie rozważań modelowych przedstawiają oddziaływania spin-orbita. Chociaż przedstawiona tam (rozd. 8) analiza teoretyczna będąca kombinacją starszej teorii kwantów, mechaniki kwantowej i kinematyki relatywistycznej jest daleka od ścisłości, to jednak ze względu na swe walory dydaktyczne jest ona godna polecenia tym wszystkim, którzy po raz pierwszy stykają się ze strukturą subtelną widm atomowych. Trzeba jednak podkreślić, że zawarty w tych rozdziałach zakres materiału oraz przedstawione metody teoretyczne nie mogą być uznane jako wystarczające do ukończenia kursu wstępnego fizyki atomowo-molekularnej przez studentów fizyki i astronomii. Jednak nawet dla nich lektura tych partii książki Eisberga i Resnicka może stanowić dobre przygotowanie do studiowania bardziej zaawansowanych

podręczników takich jak książki G. K. Woodgate'a *Struktura atomu* lub J. Gintera *Wstęp do fizyki atomu, cząsteczki i ciała stałego*.

W rozdz. jedenastym poświęconym statystyce kwantowej autorzy najpierw dokonują przeglądu metod klasycznej mechaniki statystycznej dochodząc do rozkładu Boltzmanna, a następnie pokazują jak rozważania kwantowe prowadzą do istotnych zmian funkcji rozkładu. Na uwagę zasługują — podane w popularny sposób — różnorodne przykłady zastosowania funkcji rozkładu. Czytelnik ma tu okazję zapoznania się zarówno z teorią Debye'a ciepła właściwego kryształów, zasadą działania laserów jak również z kondensacją Bosego i własnościami ciekłego helu. Godne polecenia dla początkujących studentów są zadania zamieszczone na końcu rozdz. jedenastego.

Bardzo krótki rozdz. dwunasty poświęcony jest cząsteczkom. Na dwudziestu czterech stronach autorzy omawiają niezwykle pobieżnie takie problemy jak: wiązania jonowe i kowalenne, widma cząsteczkowe, zjawisko Ramana i wpływ spinu jądrowego na widma cząsteczkowe. Jest to najslabiej napisany rozdział książki. Stanowi on w zasadzie popularnonaukowe przedstawienie informacji na temat cząsteczek. Trzeba jednak uczciwie przyznać, że i ten rozdział dla początkującego czytelnika może okazać się interesujący, tym bardziej, że kończy się zbiorem 17 pytań i 25 ciekawych zadań dotyczących fizyki cząsteczkowej godnych polecenia studentom a nawet uczniom szkół średnich.

Dwa kolejne rozdziały są poświęcone fizyce ciała stałego. W rozdz. trzynastym autorzy omawiają teorię pasmową ciała stałego i na jej podstawie dyskutują jego własności elektryczne, cieplne i optyczne. Interesująco omawiają również przyrządy półprzewodnikowe. Rozdział czternasty zawiera popularne przedstawienie podstawowych informacji na temat nadprzewodnictwa i własności magnetycznych ciał stałych.

Rozdziały piętnasty i szesnasty stanowią popularne wprowadzenie do fizyki jądrowej. Najpierw — w rozdz. piętnastym — autorzy omawiają najważniejsze modele jądrowe i wykorzystują je do wyjaśnienia własności jąder w stanie podstawowym. Z kolei w rozdz. szesnastym te modele są zastosowane do badania stanów wzbudzonych jąder oraz do analizy rozpadów jąder niestabilnych oraz reakcji jądrowych.

Ostatni, siedemnasty, rozdział książki Eisberga i Resnicka jest ciekawie napisanym — prawie popularnym — wykładem przeglądowym na temat cząstek elementarnych. Na szczególną uwagę w tym rozdziale zasługuje dyskusja dotycząca oddziaływań fundamentalnych oraz praw zachowania.

Na zakończenie książki autorzy wstawili czternaście obszernych uzupełnień obejmujących ponad 60 stron druku. Ostatnie z tych uzupełnień stanowią rozwiązania ok. połowy zadań.

W podanej bibliografii autorzy polecają czytelnikowi szereg bardzo dobrych pozycji, przy czym większość z nich jest absolutnie nieosiągalna w Polsce. Szkoda, że tłumacze nie uzupełnili tego wykazu zestawem równie dobrych książek i podręczników wydanych w kraju. Ta sama uwaga dotyczy polecanych na str. 785 lektur w czasopiśmie *Physics Today* i *Scientific American*.

Trzeba przyznać, że jak na tak obszerną książkę, jest tu stosunkowo mało niedociągnięć i błędów. Kilka błędów drukarskich zostało poprawionych w erracie. Inne jednak pozostały. Oto niektóre z nich: Na str. 23 prawe strony równań (1.13) są błędnie zapisane, nie są one zgodne z odpowiednimi wzorami na str. 24. W całym tekście tłumacze stosują termin „częstotliwość” w znaczeniu tego co polska terminologia fizyczna rozumie przez „częstość”. Na str. 155 jednak termin „częstość” jest użyty w rozumieniu tego co się zwykło u nas nazywać „częstością kołową”. Niezręcznie brzmi takie sformułowanie jak „częstotliwość fotonu” (str. 97<sup>14</sup>, 123<sup>17</sup>, 197<sup>28</sup> i in.). Na str. 136<sup>8</sup> chodzi chyba o rok 1916 (a nie 1961!). Na tej samej stronie, w związku z wyrażeniem (4.23), przydałby się komentarz, że chodzi tu o współrzędne uogólnione i pędy uogólnione. W odpowiednich całkach fazowych na str. 137 i 138 brak symbolu „d”. W przykładzie 4.11 na str. 144 spotykamy „częstotliwość obrotów elektronu na orbicie” (chodzi o model Bohra). Na str. 126 i dalszych autorzy definiują liczbę falową jako odwrotność długości fali, natomiast na str. 155 i dalszych ten sam termin jest używany na określenie wielkości  $2\pi$  razy większej. Na str. 163<sup>16</sup> mamy „jesjt”, powinno być „jest”. Na str. 332 autorzy słusznie stwierdzają, że fosforescencja atomowa jest rzadko obserwowana w praktyce. W związku z tym przydałby się — przynajmniej w polskim wydaniu tej książki — krótki komentarz o tym, że fosforescencja jest jednak zjawiskiem dość częstym dla cząsteczek. Badania fosforescencji molekularnej stanowią przecież tradycyjną polską dziedzinę (Schemat Jabłońskiego!). Na str. 44 w równ. (11.46) po lewej stronie brak nawiasu. Na str. 451 w równ. (11.55) brak mianownika w ułamku po prawej stronie.

W tekście na str. 543 i 544 autorzy odwołują się kilkakrotnie do wzoru (14.6). Wzoru o takim numerze nie ma w książce; można się jedynie domyślać, że chodzi o jeden z dwu wzorów w dalszej części str. 542.

Na str. 611 brak symbolu  $N$  po prawej stronie równania (16.2). Na str. 612<sup>2</sup> brak tego samego symbolu w mianowniku ułamka po lewej stronie równania.

Na str. 669<sup>10</sup> jest mowa o „izotopowym promieniowaniu reliktowym”, a przecież chodzi tu o promieniowanie „izotropowe”. Na str. 699 we wzorze (17.9) nieczytelny jest mianownik po prawej stronie równania. Na str. 714 początkujący czytelnik po raz pierwszy ma okazję zetknąć się z twierdzeniem CPT. W tekście brak jest jednak wyjaśnienia użytych symboli.

W opisie osi poziomej na rys. 17.20 (str. 718) tłumacze użyli angielskiego skrótu „układ CM”. Czytelnik polski musi się domyślić, że chodzi o „układ środka masy”.

Ze względu na rozmiar książki stało się nieuniknione, by pewne symbole w różnych rozdziałach były używane na oznaczenie różnych wielkości. Dla przykładu, w rozdz. 10 symbol  $S$  stosuje się na oznaczenie całkowitego spinu, podczas gdy w rozdz. 17,  $S$  oznacza dziwność i jednocześnie w tym rozdziale (str. 746) tenże symbol jest użyty na oznaczenie wektora Poyntinga.

Polskie wydanie książki Eisberga i Resnicka wydrukowano na dość dobrym papierze z estetycznie wykonaną sztywną okładką. Pod względem edytorskim, na pierwszy rzut oka książka sprawia korzystne wrażenie. Cóż z tego jednak kiedy w egzemplarzu dostarczonym mi przez Redakcję *Postępów Fizyki* brak jest całego arkusza drukarskiego, od strony 385 do strony 400 włącznie. Chcąc więc wykonać zlecone mi przez Redakcję zadanie zrecenzowania całości książki, a więc włącznie ze stronami 385—400, zakupiłem prywatnie dla siebie drugi egzemplarz. Z radością stwierdziłem, że są w nim strony 385—400. Niestety ze smutkiem odnotowałem, iż w nabytym przeze mnie (za sumę 400,— zł!) egzemplarzu brak jest stron od 721 do 736. W ich miejsce wstawiono — po raz drugi w tym egzemplarzu — strony od 561 do 576. Z notatki zamieszczonej na ostatniej stronie dowiadujemy się, że książkę drukowano w Drukarni Uniwersytetu im. A. Mickiewicza w Poznaniu.

Reasumując trzeba stwierdzić, że ci wszyscy, którzy mieli szczęście nabyć egzemplarz książki Eisberga i Resnicka ze wszystkimi stronami dokonali dobrego zakupu. Ci zaś, którzy — włączając w to niżej podpisane — kupili w nieświadomości egzemplarz wybrakowany mają prawo czuć rozgoryczenie, tym bardziej, że jest to dobra książka. Warto ją wznawiać pod warunkiem, że wydawcy uda się ją oprawić w całości.

*Józef Szudy*

Institut Fizyki UMK  
Toruń

Andrzej Szymacha: *Szczególna teoria względności*. Wydawnictwa Alfa, Warszawa 1985, str. 110, wyd. I, nakład 30000 egz., cena zł 100.—

Książka jest popularnym wykładem szczególnej teorii względności przeznaczonym dla szerokiego kręgu czytelników (patrz nakład). Od innych znanych mi książek tego typu różni się korzystnie pod jednym względem: zawiera wyprowadzenie transformacji Lorentza z zasady względności, które, po pierwsze, jest ściśle i nie zawiera skrótów myślowych, po drugie, jest czysto kinematyczne i nie korzysta ze znanych lub postulowanych własności ruchu światła w próżni. Wyprowadzenie to zajmuje łącznie 16 stron. Być może nie wszyscy z 30 tys. czytelników przeczytają to wyprowadzenie w całości, ale na pewno większość z nich będzie zbudowana tym, że rozumowanie prowadzące do ustalenia matematycznej postaci transformacji Lorentza da się w całości skontrolować własnymi siłami. Wyprowadzenie transformacji Lorentza i jej kinematycznych konsekwencji jest oryginalną i cenną częścią tej książki i stanowi o jej wartości.

Trochę mniej fortunny jest paragraf o dynamice relatywistycznej, zawierający m. in. opis ruchu w stałym polu elektrycznym i „wyprowadzenie” siły Lorentza. Sądzę, że zwykłego rozumowania opartego na połączeniu pól elektrycznego i magnetycznego w tensor antysymetryczny i na niezmienniczości równań Maxwella nie da się w istotny sposób uprościć, m. in. dlatego, że różne siły fizyczne mogą mieć taką samą granicę nierelatywistyczną; np. pola elektromagnetyczne i grawitacyjne w granicy nierelatywistycznej objawiają się tak samo jako pole skalarnie spełniające w próżni równanie Laplace’a, natomiast ich relatywistyczne rozszerzenie jest całkowicie różne i różnicy tej nie da się uchwycić w drodze czystego rozumowania.

Jestem przekonany, że cały nakład tej książki szybko się rozejdzie. Gdyby planowano następne wydanie, to warto by usunąć następujące drobne usterki. Kąt obrotu należy koniecznie rysować jako zoriento-

wany a nie, jak na rys. 2, jako niezorientowany; prędkość światła oznacza się tradycyjnie przez  $c$  (kursywa), a nie  $c$ ; dyskusję paradoksu bliźniąt warto by uzupełnić rysunkiem objaśniającym paradoks bliźniąt jako nierówność trójkąta na płaszczyźnie Minkowskiego, można by to zrobić umieszczając „Paradoks bliźniąt” za „Przestrzenią Minkowskiego”. Jest też szereg błędów we wzorach. Stała Plancka występuje na przemian jako  $h$  i  $h$ ; na str. 107 pojawia się cząstka elementarna „neutron”. Warto by wreszcie podać na końcu książki literaturę uzupełniającą w języku polskim.

Parę słów o sposobie wydania książki. Wydawnictwo zastosowało szeroki lewy margines — zapewne po to, by zmieścić rysunki Szymona Kobylińskiego — kosztem prawego, którego na kilku stronach w ogóle nie ma; trzeba mocno rozplaszczyc książkę, żeby odczytać prawy koniec lewej strony; po kilku takich operacjach w moim egzemplarzu oderwała się okładka. Gdyby lewy margines zmniejszył trochę na korzyść prawego, to całość zyskałaby na przejrzystości i czytelności.

Podsumowując mogę stwierdzić, że książka doc. Szymacha jest udanym popularnym wykładem szczególnej teorii względności, bardzo dobrym i oryginalnym zwłaszcza w części kinematycznej; wskazanych wyżej usterek można by uniknąć przy trochę staranniejszej redakcji tekstu.

*Andrzej Staruszkiewicz*

Instytut Fizyki UJ  
Kraków

Janusz Araminowicz: **Zbiór zadań z fizyki**. PWN, Warszawa 1985, str. 416, nakład 10000 egz., cena zł 220.—

Zbiór zadań przeznaczony jest dla studentów wydziału fizyki na uniwersytetach. Stanowi on bardzo cenną pozycję, gdyż do tej pory ukazało się bardzo niewiele zbiorów zadań obejmujących taki zakres materiału. Książka ta zawiera zadania z mechaniki, elektryczności i magnetyzmu. Zagadnienia w niej przedstawione obejmują program wykładu ze „Wstępu do fizyki” prowadzonego na dwóch pierwszych semestrach studiów.

Szczególnie ciekawe są zadania, w których przedstawione są różne rozumowania dające sprzeczne wyniki. Dają one studentom możliwość „treningu” w sytuacji, gdy nie umieją oni znaleźć błędu w swoim rozumowaniu wiedząc skądinąd, że wynik końcowy zadania jest błędny.

Pewne zastrzeżenie, ze względu na niewielką liczbę zadań i zbyt ograniczony zakres zagadnień, budzi dział dotyczący fizyki relatywistycznej. Jest to materiał nowy dla większości studentów, a tym samym wymagający od nich największego nakładu pracy. W dodatku wnioski wynikające z mechaniki relatywistycznej są często niezgodne z naszymi codziennymi obserwacjami i trzeba przerobić wiele zadań, aby przyswoić sobie te problemy.

Książki tego typu mają być pomocą w samodzielnej pracy studenta. Z tego względu odpowiedź do zadania, zamieszczona w drugiej części zbioru, powinna pozwolić na dokładne zrozumienie rozwiązania. Jest to szczególnie ważne w zadaniach trudniejszych i nietypowych. Moim zdaniem nie wszystkie odpowiedzi spełniają ten warunek, m. in. odpowiedź do zadania 283. Należałoby tu wyraźnie zaznaczyć, że moment pędu względem środka masy obu stacji będzie zachowany ze względu na to, że momenty sił grawitacyjnych względem tego punktu wzajemnie się znoszą. Bardzo przydałby się rysunek do tego rozwiązania. Dotyczy to zresztą całej książki. Dobry rysunek bardzo ułatwia rozwiązanie czy też zrozumienie rozwiązania. Jeżeli można się jeszcze pogodzić z brakiem rysunków przy treści zadań (studenci powinni wyrobić sobie sami umiejętność robienia takiego rysunku), to powinny się one koniecznie znaleźć w odpowiedziach.

Bardzo dobrym pomysłem było umieszczenie na końcu książki „Poradnika”, który zawiera wiele wzorów i danych użytecznych przy rozwiązywaniu zadań.

Sądzę, że książka ta będzie cenną pomocą dla studentów w ich samodzielnej pracy.

*Renata Zielińska*

Instytut Fizyki Doświadczalnej UW  
Warszawa



## LIST DO REDAKCJI

Uwagi do artykułu B. Jancewicza

## Czy są potrzebne jednostki podstawowe?

Chciałbym przedstawić parę uwag do tego interesującego artykułu (*Postępy Fizyki* 36, 439 (1985), gdyż podane w nim sformułowania, dotyczące zwłaszcza naturalnych układów jednostek i analizy wymiarowej, nie są poprawne (bardzo proszę Czytelników o wcześniejsze zapoznanie się z treścią tego artykułu).

W fizyce od dawna stosuje się naturalne (uproszczone) układy jednostek, w których wartości pewnych stałych uniwersalnych przyrównuje się do jedynki. Autor artykułu w zbyt uproszczony sposób potraktował jednak sens tej operacji i w związku z tym pojawiło się w treści artykułu wiele błędnych równości, np.  $A = 0,24 \text{ cal/J} = 1$ ,  $c = 299792458 \text{ m/s} = 1$ ,  $1 \text{ g} = 4,6 \cdot 10^4 \text{ itp.}$  Nie można przyrównywać do siebie wielkości wymiarowych i bezwymiarowych! Dlaczego pojawił się ten błąd? Zaczniemy wyjaśnienia od relatywistycznego układu jednostek, który wprowadza się w klasycznej mechanice relatywistycznej. W związku z pojawieniem się w niej stałej uniwersalnej  $c$  można zamiast długości  $l$  wprowadzić nową miarę odległości  $l^* = l/c$ . Odległość jest wtedy mierzona przez czas, w jakim przebiega ją światło, i jednostką nowej długości  $l^*$  jest jednostka czasu. Nowa prędkość  $v^* = dl^*/dt = v/c$  staje się wtedy wielkością bezwymiarową, zaś prędkość światła  $c^* \equiv 1$  ( $c^*$ , a nie  $c$ !). Podobnie dla każdej wielkości  $W$  o wymiarze  $\text{cm}^\alpha \text{g}^\beta \text{s}^\gamma$  przedefiniowana wielkość określona jest przez  $W^* = Wc^{-\alpha}$ . W ten sposób liczba jednostek podstawowych ulega zmniejszeniu. Przejście do układu relatywistycznego nie jest więc przekształceniem wymiarowym<sup>1</sup>, czyli standardową zmianą układu jednostek (odpowiadającą np. przejściu od układu CGS do MKS), w której liczba jednostek podstawowych nie ulega zmianie. Gdy przejdziemy teraz do kwantowej teorii grawitacji, to pojawiają się w niej trzy stałe uniwersalne  $c$ ,  $\hbar$ ,  $G$ . Możemy więc wprowadzić naturalny układ Plancka, jeśli wielkości  $W$  o wzorze wymiarowym  $\text{cm}^\alpha \text{g}^\beta \text{s}^\gamma$  zastąpimy nowymi wielkościami

$$W^* = W \left( \sqrt{\frac{G\hbar}{c^3}} \right)^{-\alpha} \left( \sqrt{\frac{\hbar c}{G}} \right)^{-\beta} \left( \sqrt{\frac{G\hbar}{c^3}} \right)^{-\gamma},$$

czyli

$$W^* = W l_P^{-\alpha} m_P^{-\beta} t_P^{-\gamma},$$

gdzie  $l_P = \sqrt{\frac{G\hbar}{c^3}} = 1,61 \cdot 10^{-33} \text{ cm}$  jest długością Plancka,  $m_P = \sqrt{\frac{\hbar c}{G}} = 2,18 \cdot 10^{-5} \text{ g}$  jest masą Plancka

i  $t_P = \sqrt{\frac{G\hbar}{c^5}} = 5,39 \cdot 10^{-44} \text{ s}$  jest czasem Plancka<sup>2</sup>.

<sup>1</sup> Definicje podstawowych pojęć analizy wymiarowej a także przykłady jej zastosowań są dobrze przedstawione w następujących pracach: S. Drobot, O analizie wymiarowej, *Zastosowania Matematyki* 1, 234 (1953); H. E. Huntley, *Dimensional Analysis*, Dover Publications, New York 1967 (tłum. ros. Mir, Moskwa 1970).

<sup>2</sup> Wartości wielkości  $W^*$  w układzie naturalnym Plancka są więc równe wartościom, jakie otrzymalibyśmy przy pomiarze wielkości  $W$  w układzie, w którym zamiast jednostek  $\text{cm}$ ,  $\text{g}$ ,  $\text{s}$  mieliśmyby jednostki Plancka  $l_P$ ,  $m_P$ ,  $t_P$ . Liczba jednostek podstawowych w takiej sytuacji nie ulegałaby zmniejszeniu.

W tym nowym układzie wszystkie wielkości  $W^*$  są wtedy bezwymiarowe i  $c^* = h^* = G^* \equiv 1$ . Liczba jednostek podstawowych w kwantowej teorii grawitacji jest w ten sposób zredukowana do zera. Widzimy z tych przykładów, że definicja wielkości  $W^*$  zależy od stosowanego układu naturalnego. Zwykle po wybraniu układu jednostek gwiazdkę pozostawia się tylko w pamięci i pomija się ją przy pisaniu. Fakt ten zmylił Autora artykułu i niedostrzeżenie potrzeby przededefiniowywania wielkości doprowadziło go do wzmiankowanych już błędnych równości i innych trudności. Przejście do układów naturalnych stało się w zasadzie nieodwracalne i w związku z tym pojawiło się zbędne pojęcie jednostek ukrytych. Powstały nieuzasadnione wątpliwości: może przyrównywanie np. stałej  $c$  do jedynki nie oznacza wcale jedynki bezwymiarowej (niemianowanej)?, może rozumowanie opierające się na pełnej analogii między stałymi  $A$  czy  $k$  i pozostałymi stałymi  $c, \hbar, G$  jest błędne? Przy właściwym podejściu do problemu układów naturalnych nie ma oczywiście pod tym względem żadnej różnicy między cieplnym równoważnikiem pracy  $A$  i stałą Boltzmanna  $k$ , a stałymi  $c, \hbar, G$ . Rezygnacji z kalorii jako jednostki podstawowej odpowiada wprawdzie wprowadzenie zamiast ciepła  $Q$  nowej wielkości  $Q^* = Q/A$ , redukcji kelwina odpowiada przyjęcie  $T^* = kT$  czyli mamy pełną analogię do redukcji jednostek w omawianych układach naturalnych. Znam niewiele podręczników fizyki, w których ten aspekt redukcji układu jednostek jest wyraźnie podkreślony. Oczywiście, rezygnacja z kalorii nie była możliwa w termodynamice przed odkryciem przez Joule'a równoważności ciepła i pracy, podobnie jak przechodzenie do układu relatywistycznego stało się możliwe dopiero po stworzeniu mechaniki relatywistycznej.

Autor artykułu pisze, że przy wprowadzaniu układów naturalnych maleje znaczenie analizy wymiarowej, gdyż mniej jest niezależnych wymiarów fizycznych. Przewidywania analizy wymiarowej nie zależą jednak od wyboru układu jednostek, lecz tylko od złożoności teorii wybranej do opisu badanego zagadnienia. Dla ilustracji rozważmy w układzie CGSE problem energii wiązania  $E$  dla cząstki i antycząstki o masie  $m$  i wartości bezwzględnej ładunku elektrycznego  $e$ , ograniczając się tylko do oddziaływań elektromagnetycznych i grawitacyjnych. Przewidywania analizy wymiarowej są następujące:

a) w mechanice kwantowej nierelatywistycznej (przy pominięciu grawitacji):  $E = a \frac{me^4}{\hbar^2}$  ( $a$  — dowolna stała);

b) w mechanice kwantowej relatywistycznej (przy pominięciu grawitacji):  $E = mc^2 f\left(\frac{e^2}{\hbar c}\right)$  ( $f$  — dowolna funkcja jednej zmiennej);

c) w kwantowej teorii grawitacji (czyli w mechanice kwantowej relatywistycznej z uwzględnieniem grawitacji):  $E = \sqrt{\frac{\hbar c^5}{g}} g\left(\frac{e^2}{\hbar c}, \frac{Gm^2}{\hbar c}\right)$  ( $g$  — dowolna funkcja dwóch zmiennych).

Widzimy więc, że w pierwszej (najprostszej) teorii analiza wymiarowa wyznacza zależność  $E$  od  $e$  i  $m$ , zaś w ostatniej (najbardziej złożonej) nie jest w stanie tej zależności przewidzieć, gdyż pozbawiają ją tego pojawiające się w niej dodatkowe stałe  $G$  i  $c$ . Analiza wymiarowa jest tym przydatniejsza, im mniejsza jest różnica między liczbą wielkości istotnych dla analizowanego zagadnienia a liczbą wielkości wymiarowo niezależnych. Różnica ta zależy od wybranej teorii, ale nie zależy od wyboru układu jednostek. Przy analizie naszego zagadnienia w kwantowej teorii grawitacji przy użyciu układu naturalnego Plancka (bez wielkości wymiarowo niezależnych) wśród wielkości istotnych nie ma równocześnie trzech stałych uniwersalnych, albowiem w tym układzie  $c^* = \hbar^* = G^* \equiv 1$ . Podobnie wygląda sprawa w wypadku innych układów naturalnych. Analizę wymiarową najprościej jest oczywiście przeprowadzać w układzie naturalnym odpowiadającym stosowanej teorii. Użycie np. układu naturalnego Plancka do analizy wymiarowej w mechanice kwantowej nierelatywistycznej nie jest właściwe, gdyż automatycznie powoduje, że w tej analizie oprócz stałej  $\hbar$  pojawiają się stałe  $c$  i  $G$ . Informację o tym zawierają wzory wymiarowe wielkości fizycznych w tym układzie, gdyż wzory te na równi z wykazem wielkości istotnych w rozważanym zagadnieniu dostarczają analizie wymiarowej danych o teorii fizycznej, w ramach której chcemy poszukiwać rozwiązania. Jeśli zrobimy powyższy błąd, to przeprowadzoną analizę wymiarową trzeba uzupełnić dodatkową analizą, która wyeliminuje zależność  $E$  od stałych  $c$  i  $G$  i doprowadzi nas do wniosku, że w granicy odpowiadającej mechanice kwantowej nierelatywistycznej funkcja  $g(x, y)$  musi zachowywać się jak  $ax^2 \sqrt{y}$ . Podkreślmy jeszcze raz, że wartość analizy wymiarowej zależy od złożoności teorii, a nie od wyboru układu jednostek. Gdy w termodynamice zechcemy używać układu CGS i zrezygnujemy z kalorii jako niezależnej jednostki,

to automatycznie przestanie się również pojawiać cieplny równoważnik pracy  $A^* \equiv 1$ . W fizyce statystycznej rezygnacji z kelwina będzie towarzyszyć zniknięcie stałej Boltzmana  $k^* \equiv 1$ , w elektrodynamice redukcji ampera będzie towarzyszyć zniknięcie stałej elektrycznej  $(4\pi\epsilon_0)^* \equiv 1$  itd.

Jaka jest więc odpowiedź na pytanie postawione w tytule artykułu? Każdej teorii fizycznej odpowiada charakterystyczny dla niej naturalny układ jednostek. W fizyce klasycznej nierelatywistycznej (bez teorii grawitacji) układowi temu odpowiadają trzy jednostki podstawowe, w fizyce kwantowej — dwie, w kwantowej teorii grawitacji — zero. Istotną rolę w zmniejszaniu się liczby jednostek podstawowych odgrywają pojawiające się w tych teoriach nowe stałe uniwersalne. W praktyce stosuje się i nadal będzie się stosować układy z trzema lub większą liczbą jednostek podstawowych, gdyż fizyka klasyczna odgrywa i zawsze będzie odgrywać istotną rolę w naszym życiu. Stałe uniwersalne zostaną wykorzystane inaczej, gdyż sądzę, że kontynuowany będzie proces definiowania jednostek podstawowych przy użyciu tych stałych — proces zapoczątkowany w 1983 r. nową definicją metra.

*Zygmunt Ajduk*

Instytut Fizyki Teoretycznej UW  
Warszawa

## KRONIKA

## EPS

Zebranie Komitetu Doradczego EPS  
ds Nauczania Fizyki

## Komitet Wykonawczy

Rada EPS wybrała Komitet Wykonawczy na kadencję 1986—87 w następującym składzie: prezes — W. Buckel (Karlsruhe), wiceprezes — R. A. Ricci (Padwa), sekretarz — W. J. Merz (Zurych), wicesekretarz — N. Kroo (Budapeszt), skarbnik — E. W. A. Lingeman (Amsterdam), wiceskarbnik — J. M. Gilles (Namur), członkowie — L. Cohen (Londyn), B. Dreyfus (Grenoble), O. V. Lounasmaa (Espoo), J. Pożela (Wilno), Ewa Skrzypczak (Warszawa).

*Europhys. News* 17, No 4 (1986)

B. W.

## Nowi delegaci do Rady

Drogą wyborów korespondencyjnych zostali wybrani na okres 4 lat trzej nowi delegaci indywidualnych zwyczajnych członków EPS do Rady EPS: Philippe Choquard (ETH, Zurych), Jozef Devreese (Uniwersytet w Antwerpii) i Hans Ryde (Uniwersytet w Lund). Zastępcą delegata został wybrany Ivan Ulehla (Uniwersytet Karola, Praga).

*Europhys. News* 17, No 4 (1986)

B. W.

## Fizycy kanadyjscy w EPS

Rada EPS zatwierdziła przyjęcie Kanadyjskiego Stowarzyszenia Fizyków (Canadian Association of Physicists — CAP) do EPS jako członka współpracującego (collaborating society). Członkowie CAP (jest ich 1800) mają również prawo wstępować do EPS jako indywidualni członkowie. Jest to już więc w EPS trzecie towarzystwo współpracujące; po Amerykańskim Towarzystwie Fizycznym i Japońskim Towarzystwie Fizycznym.

*Europhys. News* 17, No 4 (1986)

B. W.

W dniach 14—15 marca 1986 r. odbyło się w Instytucie Fizyki w Londynie posiedzenie Advisory Committee on Physics Education (ACPE) Europejskiego Towarzystwa Fizycznego. Takie coroczne posiedzenia odbywają się w różnych krajach Europy. Ostatnie organizowałem w ubiegłym roku w Poznaniu, na terenie UAM (Kronika 6/85). Każdy kraj reprezentowany jest przez jednego delegata. Obecnym przewodniczącym Komitetu jest prof. J. Depireux z Belgii, a sekretarzem — dr Maurice Eibson z Institute of Physics w Londynie. W mojej osobie reprezentowany był również Zarząd Główny Polskiego Towarzystwa Fizycznego. Z ramienia UNESCO w posiedzeniu wziął udział prof. Henry Ibstedt.

Oto ważniejsze zagadnienia dyskutowane na posiedzeniu londyńskim:

1. Organizacja następnej konferencji generalnej EPS w 1987 r. w Helsinkach, a w szczególności specjalnego sympozjum stowarzyszonego, poświęconego nauczaniu fizyki. Ustalono nazwę tego sympozjum: Aims and Ways of Physics Education.

2. Europejski system (*network*) konferencji na temat nauczania fizyki, kształcenia nauczycieli i badań w zakresie dydaktyki fizyki. Prof. Depireux omówił przygotowania do konferencji na temat komputeryzacji nauczania fizyki, którą Komitet organizuje w sierpniu w Klagenfurcie (Austria). W tym punkcie dyskutowano również sprawę zblżenia sieci sympozjów i konferencji EPS z siecią podobnych konferencji organizowanych przez UNESCO. Konferencję z tego cyklu organizuje również Wyższa Szkoła Pedagogiczna w Opolu. Prof. J. Depireux oraz piszący te słowa wezmą udział w konferencji w Opolu. Wspólnymi siłami tj. przy pomocy organizacji GIREP zorganizowana zostanie również konferencja w Tesalonikach. Z kolei prof. P. Thomsen omówił organizację konferencji COSMOS w Danii. Obejmuje ona zagadnienie kosmosu w szerokim rozumieniu tego słowa. Na konferencji obecnych będzie kilku astro-

nautów. Jest ona organizowana dla ponad 100 nauczycieli z wszystkich krajów europejskich. Prof. Thomsen może zapewnić pewną pomoc finansową dla kilku nauczycieli z Polski.

Stwierdzono, że sieć konferencji organizowana pod auspicjami ACPE spełnia ważną rolę w zakresie kształcenia nauczycieli i wymiany doświadczeń w zakresie nauczania fizyki w skali europejskiej.

3. Omówiono sprawę czasopisma *European Journal of Physics*. Od roku redaktorem naczelnym czasopisma jest prof. J. Piśut z CSRS. Zaproponowano na dwa wolne miejsca w radzie redakcyjnej prof. prof. P. Blacka z Anglii i Nachtigala z RFN. Postanowiono także zwrócić się do Akademii Nauk ZSRR o zaproponowanie jednego delegata z tego kraju.

4. Sprawa czasopisma *European Education News*. Dotychczasowy redaktor prof. A. Janner z Holandii przeszedł na emeryturę, ale przyrzekł swoją pomoc w redagowaniu czasopisma. Tymczasowo czasopismo weźmie pod swoją opiekę prof. J. Depireux. Uniwersytet w Nijmegen, zatrudniający do tej pory prof. Jannera, będzie nadal okazywał pomoc materialną. Pięćset egzemplarzy tego czasopisma, należącego bezpośrednio do ACPE, kupuje UNESCO. Reszta rozprawdzana jest wśród dużej grupy członków EPS.

5. W kolejnym punkcie odczytano sprawozdanie prof. Luchnera z RFN, który w ramach programu „Teaching Abroad” spędził dwa miesiące w Uniwersytecie w Lund. Program ten rozwija się powoli, jednak nie zostały wykorzystane wszystkie jego możliwości.

6. W ramach EPS utworzono grupę interdyscyplinarną „Physics for Development”, która odąd będzie współpracowała z Komitetem ACPE.

7. Prof. Paul Dobrinsky z Uniwersytetu w Hanowerze poinformował o utworzeniu w RFN czasopisma pt. *Junge Wissenschaft*, w którym uzdolnieni uczniowie szkół średnich mogą publikować swoje prace. Członkowie ACPE otrzymali pierwszy numer tego czasopisma. Komitet ACPE uznał tę inicjatywę za niezwykle pożyteczną i godną naśladowania. W Poznaniu istnieje od lat Młodzieżowe Towarzystwo Przyjaciół Nauk. Niektóre prace wykonywane w tym Towarzystwie z pewnością zasługiwałyby na druk w podobnym czasopiśmie.

8. Prof. Lars Silverberg ze Szwecji złożył sprawozdanie z międzynarodowej olimpiady fizycznej w Jugosławii. W zawodach w 1986 r. zapowiedział swój udział również ekipa ze Stanów Zjednoczonych.

9. Prof. J. Depireux poinformował zebranych o europejskim programie „Erasmus”, którego celem jest umożliwienie młodzieży studiowanie w różnych uniwersytetach zachodnich. Jest nadzieja, że w przyszłości projekt ten będzie mógł objąć również kraje wschodnioeuropejskie.

10. Znanе czasopismo *Physics Today* będzie udostępniać jedną stronę dla przedstawiania działalności Europejskiego Towarzystwa Fizycznego i jego komitetów doradczych.

11. Delegat UNESCO zaprezentował wiele interesujących książek jak np. *Children's ideas in science; Teaching school physics; Low cost equipment for science and engineering*.

12. Ustalono, że następne posiedzenie Komitetu ACPE odbędzie się w marcu 1987 r. we Włoszech w połączeniu z zebraniem Zarządu Głównego EPS.

13. Jako jeden z tematów do omówienia na kolejnym spotkaniu we Włoszech oraz w Helsinkach zaproponowano zagadnienie pracy naukowej w zakresie nauczania fizyki (Research in physics education). Postanowiono również udoskonalić i rozszerzyć europejską sieć punktów doskonalenia nauczycieli fizyki, obejmujących wszystkie poziomy edukacji, od elementarnej do wyższej.

*Franciszek Kaczmarek*

### Nominacje na profesorów

Rada Państwa nadała tytuły naukowe profesorów.

Tytuł profesora zwyczajnego nauk fizycznych otrzymał Stanisław Grzędzielski (Centrum Badań Kosmicznych PAN, Warszawa).

Tytuł profesora nadzwyczajnego nauk fizycznych otrzymał Andrzej Hanyga (Instytut Geofizyki PAN, Warszawa) oraz Arkadiusz Jadczyk (Uniwersytet Wrocławski).

Wręczenie nominacji profesorskich odbyło się 28 marca 1986 i 14 maja 1986.

### Nagroda dla Pniewskiego

Jerzy Pniewski, emerytowany profesor Uniwersytetu Warszawskiego, który w 1952 r. razem z Marianem Danyszem odkrył hiperjądro i nadal rozwija ten, zapoczątkowany przez nich, dział fizyki, otrzymał w 1986 r. Nagrodę Alfreda Jurzykowskiego.

Carlo Rubbia z CERN-u (fizyka cząstek elementarnych) i Kai Siegbahn z Uppsali (spektroskopia jądrowa i elektronowa).

*CERN Courier* 26, No 2 (1986)

B. W.

### Życzenia dalszych lat owocnej pracy dla prof. Skalińskiego

Dnia 8 kwietnia 1986 r. w auli Instytutu Fizyki PAN w Warszawie, odbyło się uroczyste konwersatorium naukowe związane z jubileuszem 75-lecia prof. Tadeusza Skalińskiego.

Pierwszy zabrał głos prof. Jerzy Kołodziejczak przypominając naukowy zyciorys Jubilata. Mówca podkreślił, że mimo emerytury, wciąż aktywny prof. Skaliński nie zawęży swojej działalności jedynie do terenu IF PAN i pełni m. in. funkcję prezesa PTF.

Profesor Kazimierz Rosiński wygłosił referat o pompowaniu optycznym, będącym zgodnie z określeniem samego jego twórcy — Kastlera, metodą optyczną spektroskopii częstości radiowych, która w 1950 r. zapoczątkowała burzliwy rozwój optyki atomowej. W Polsce, w IFD UW i IF PAN w Warszawie kierunek ten rozwinął się dzięki inicjatywie prof. Skalińskiego. Wykład był ilustrowany przykładami osiągnięć ośrodka warszawskiego. Chociaż nie padały nazwiska autorów przedstawianych prac, przy każdym kolejnym przezroczu głowy słuchaczy zwracały się, dzięki podstępom „wtajemniczonych”, w kierunku jakiejś osoby obecnej na sali, a wśród nich oczywiście też ku Jubilatowi i prelegentowi.

Po wykładzie przemówił dyrektor Instytutu prof. Jerzy Prochorow.

Jubilat, dziękując zebrany, wspominał też z wdzięcznością postacie swoich nieżyjących już mistrzów: Stefana Picńkowskiego, Wojciecha Rubinowicza i Alfreda Kastlera. Na koniec uroczystości Jubilat, z nareczem kwiatów dołączonych do życzeń od uczniów i współpracowników, sam żartem rozładował podniosłą atmosferę.

*Małgorzata Glódź*

### Audytorium imienia prof. Szczepana Szczeniowskiego w Katedrze Fizyki Politechniki Częstochowskiej

W dniu 17 lutego 1986 r. odbyła się w Politechnice Częstochowskiej uroczystość nadania audytorium fizyki imienia prof. Szczepana Szczeniow-



skiego, twórcy polskiej szkoły fizyki magnetyków.

Na uroczystości byli obecni bracia Profesora — dr Jan Szczeniowski z rodziną i inż. Zygmunt Szczeniowski, a także grono uczniów i najbliższych współpracowników Profesora. Przybyli liczni przedstawiciele z różnych ośrodków naukowych z całej Polski. W uroczystości brał udział członek Rady Państwa dr Władysław Jonkisz, absolwent i były pracownik Politechniki Częstochowskiej, przedstawiciele władz Uczelni na czele z Jego Magnificencją Rektorem prof. Januszem Elsnerem, pracownicy Uczelni i młodzież akademicka. Z wielu ośrodków naukowych i uczelni nadeszły telegramy i listy z okazji tej uroczystości.

Na wstępie prof. Bolesław Wyslocki, kierownik Katedry Fizyki, przedstawił sylwetkę Szczepana Szczeniowskiego — wybitnego naukowca, świetnego dydaktyka, człowieka o niezwyklej życzliwości i szlachetności.

Aktu odsłonięcia tablicy okolicznościowej, uwidocznionej na fotografii (dłuta doc. Zbigniewa Piłkowskiego z Politechniki Częstochowskiej), dokonali bracia Profesora. Zebrani wysłuchali wspomnień o Profesorze przedstawionych przez jego uczniów prof. Henryka Coftę z Uniwersytetu Adama Mickiewicza w Poznaniu i prof. Jerzego Kocińskiego z Politechniki Warszawskiej, a także brata Profesora, dra Jana Szczeniowskiego. W wystąpieniach tych została przedstawiona bogata biografia Profesora, jego dorobek naukowy i jego zasługi w dziele odbudowy polskiego szkolnictwa akademickiego w okresie po II wojnie światowej. Szczepana Szczeniowskiego przedstawiono nie tylko jako naukowca i pedagoga, wychowawcę wielu pokoleń fizyków w Uniwersytecie Adama Mickiewicza w Poznaniu i inżynierów w Politechnice Warszawskiej, ale także jako wielkiego patriotę, idealnego zwierzchnika, pełnego życzliwości i wyrozumiałości dla swoich współpracowników i studentów.

Na zakończenie uroczystości zebrani wyrazili uznanie dla częstochowskiego środowiska fizyków za

podjęcie inicjatywy uczczenia pamięci tego wybitnego polskiego fizyka i wyrazili nadzieję, że auditorium jego imienia będzie trwałym jego pomnikiem.

*Romualda Pfranger*

### Raport o stanie fizyki amerykańskiej

Amerykańska Rada Badań Naukowych (National Research Council) ogłosiła kolejny raport o stanie i perspektywach fizyki w Stanach Zjednoczonych. Raport zawarty jest w ośmiu tomach, z których jeden przedstawia ogólną sytuację, a pozostałe dotyczą poszczególnych gałęzi fizyki. Poprzedni raport, który ukazał się w 1972 r. pomieścił się w czterech tomach.

Według słów raportu, stanowi on dokument dowodzący, że fizyka to pole działalności, które jest „żywotne, twórcze i owocne”. Raport podkreśla szczególną rolę fizyki wśród ogółu nauk, które (zwłaszcza nauki przyrodnicze) opierają się na fizyce. Istotne jest znaczenie fizyki dla przemysłu i dla obronności kraju. Nowe dyscypliny naukowe wyrosły na pograniczu fizyki i innych nauk, np. geofizyka, biofizyka i mikroelektronika.

Podczas i po II wojnie światowej centrum badań fizyki przeniosło się z Europy do Ameryki, częściowo w związku z imigracją wybitnych uczonych europejskich. Odkrycia okresu powojennego zaliczyć można do najwyższych osiągnięć intelektualnych. Wystarczy wymienić elektrodynamikę kwantową, nadprzewodnictwo, odkrycie pozostałości Wielkiego Wybuchu, tranzystor i laser.

Od czasu ukazania się poprzedniego raportu w 1972 r. doszły: teoria oddziaływań elektrosłabych, chromodynamika kwantowa, renormalizacja oparta na teorii grup i idee dotyczące inflacyjnego wszechświata. Postępy eksperymentalne doprowadziły m. in. do zbudowania mikroskopu tunelowego.

Wśród wielkiej liczby zastosowań, na specjalne wyróżnienie zasługują metody diagnostyki lekarskiej wykorzystujące rezonans magnetyczny. Według opinii wielu lekarzy mogą one w przyszłości oddać usługi równie ważne, jak obecnie oddają promienie X. Metoda odwzorowania przy pomocy rezonansu magnetycznego stała się możliwa dzięki mikrokomputerom i elektromagnesom z nadprzewodzącymi uzwojeniami oraz tranzystorom. Sama metoda wynika z badań podjętych przez Edwarda Purcella i Feliksa Blocha bez żadnej myśli o możli-

wości praktycznych zastosowań. Bez tranzystora wynalezione w 1947 r. nie byłby możliwy wszechobecny dziś komputer. Obraz banku, w którym urzędnicy ręcznie księgują transakcje wydaje się niemal równie nieaktualny jak oświetlony świecami kantor z powieści Dickensa.

Raport przypomina, że fizyka może mieć, obok jasnych, również i ciemne strony. Niesie w sobie możliwości poprawy warunków życia ludzkiego, ale także możliwości jego zniszczenia.

Rysem charakterystycznym współczesnej fizyki amerykańskiej jest koncentracja środków na badania prowadzone w kilku wiodących laboratoriach, w których są budowane i wykorzystywane potężne i kosztowne urządzenia. W tych laboratoriach dokonywane są najbardziej spektakularne odkrycia. Jednakże raport stwierdza, że wyniki badań prowadzonych w licznych mniejszych ośrodkach (głównie uniwersyteckich) stanowią łącznie bardzo ważny wkład w postęp fizyki.

Obecny stan fizyki amerykańskiej należy ocenić jako pomyślny, ale perspektywy na przyszłość budzą obawy. Najważniejszym przedmiotem niepokoju jest przyszły poziom liczebności kadry pracowników naukowych, niezbędnej do kontynuowania badań. Średnia wieku fizyków zaangażowanych czynnie w prace badawcze stale wzrasta. Natomiast dopływ młodzieży na studia fizyki wyraźnie maleje w ciągu ubiegłych kilkunastu lat, co jest skutkiem różnych przyczyn, m. in. niezadowalającego stanu szkolnictwa średniego. Już ok. 1990 r. może powstać sytuacja, w której liczba kończących studia i uzyskujących stopnie naukowe będzie niewystarczająca, aby skompensować ubytek spowodowany odchodzeniem starszych fizyków w stan spoczynku. Ponadto, na liczebność kadry ujemnie wpływa odchodzenie do innych zawodów ludzi mających za sobą studia fizyki.

Raport pozytywnie ocenia fakt bardzo znacznego udziału cudzoziemców wśród osób studiujących fizykę w Stanach Zjednoczonych. Część z nich po ukończeniu studiów pozostaje w USA. Koszty poniesione na kształcenie tych studentów, którzy po uzyskaniu dyplomu wracają do krajów swego pochodzenia, są najbardziej skuteczną formą pomocy dla krajów rozwijających się.

Część raportu zawierająca ogólne rozważania na temat stanu fizyki amerykańskiej została opracowana przez zespół złożony z 19 osób pod przewodnictwem Williama F. Brinkmana (Sandia National Laboratories). W konkluzji autorzy wypowiadają szereg opinii co do tego, jakie kierunki badań uważają za najbardziej obiecujące, jakie

inwestycje będą najbardziej celowe itp. Tę ogólną część zawiera tom I raportu. Pozostałe tomy dotyczą poszczególnych gałęzi fizyki. Każdy z nich został przygotowany przez grono specjalistów z danej dziedziny: tom II — Fizyka cząstek elementarnych, tom III — Fizyka jądrowa, tom IV — Fizyka materii skondensowanej, tom V — Fizyka atomowa, molekularna, optyka, tom VI — Plazma i gazy, tom VII — Grawitacja, kosmologia i fizyka promieniowania kosmicznego, tom VIII — Nauki na pograniczu fizyki i zastosowania techniczne.

W każdym z wyżej wymienionych działów specjaliści próbują wskazać najbardziej kluczowe, otwarte obecnie zagadnienia oraz drogi poszukiwania właściwych odpowiedzi. Wydaje się, że stoimy na progu okresu, który może przynieść odkrycia o przełomowym znaczeniu.

Wobec projektów rozważanych i realizowanych w Europie Zachodniej, w ZSRR i w Japonii utrzymanie obecnej pozycji fizyki amerykańskiej w nauce światowej będzie wymagało, według opinii autorów raportu, bardzo poważnego wysiłku.

Raport pod tytułem *Physics through the 1990's* można nabyć od National Academy Press lub od Amerykańskiego Instytutu Fizyki (AIP). Cena kompletu ośmiu tomów wynosi 160 dolarów. Można również nabywać osobno pojedyncze tomy, np. tom I kosztuje 24.95 dol. w twardej oprawie, a 14.95 w miękkiej.

*Phys. Today* 39, No 4 (1986)

Ludwik Natanson

### Szkola Fizyki Teoretycznej w Karpaczu

W dniach 17 lutego — 1 marca 1986 odbyła się XXII Zimowa Szkoła Fizyki Teoretycznej w Karpaczu organizowana, jak zwykle, przez Instytut Fizyki Teoretycznej Uniwersytetu Wrocławskiego. Wzięło w niej udział ok. 130 osób, z czego połowa to uczestnicy zagraniczni.

W tym roku Szkoła miała tytuł „Pola i geometria”. Wykłady i seminaria objęły swoim zakresem algebraiczne, geometryczne i topologiczne aspekty kwantowej teorii pól cechowania oraz teorii grawitacji, teorii strun i superstrun, supergrawitacji i teorii Kaluzy-Kleina, kwantowej teorii nieliniowych modeli sigma.

Spośród zagranicznych wykładowców warto wymienić nazwiska: M. Asorey (Saragossa), L. Alvarez-Gaume (Harvard), L. Baulieu (Paryż),

L. Bonora (Padwa), P. Cotta-Ramusino (Mediolan) B. Coquereaux (Marsylia), M. Dubois-Violette (Paryż), G. W. Gibbons (Cambridge), R. Haag (Hamburg), D. Kastler (Marsylia), A. Polyakov (Moskwa), C. Pope (Londyn), N. Sanchez (Paryż), K. Stelle (Londyn), R. Stora (Genewa), I. Wolowicz (Moskwa).

Dyrektorem Szkoły był prof. Arkadiusz Z. Jadczyk, obowiązki sekretarza pełnili dr Wojciech Cegła i niżej podpisany. Materiały Szkoły będą wydane przez World Scientific w Singapurze jesienią br.

Bernard Janeczcz

### Galex

Galex jest to wspólne przedsięwzięcie francusko-niemiecko-włosko-izraelskie, którego celem jest wyjaśnienie tzw. zagadki neutrin słonecznych, tj. deficytu wysokoenergetycznych neutrin słonecznych w porównaniu z przewidywaniami modelu standardowego gwiazd jak również stwierdzenie, czy neutrina mają różną od zera masę spoczynkową. Jak wiadomo, masa spoczynkowa neutrina, tak jak i czas życia protonu, są zasadniczymi zagadnieniami w teoriach jednolitego opisu sił i cząstek.

Projekt Galex przewiduje ustawienie w podziemnym laboratorium pod Gran Sasso, na głębokości 1200 m, wielkiego zbiornika z galem. Ma on zawierać 30 t galu pod postacią stężonego roztworu GaCl<sub>3</sub>. Przychodzące ze Słońca neutrina, w wyniku reakcji z <sup>71</sup>Ga, tworzyć będą jądra <sup>71</sup>Ge. German będzie ekstrahowany z tarczy. Z liczby utworzonych atomów germanu można będzie obliczyć gęstość strumienia neutrin słonecznych.

Podstawową trudnością jest koszt i uzyskanie odpowiedniej ilości galu. Planowana ilość 30 t galu to połowa rocznej światowej produkcji tego pierwiastka, którego cena wynosi obecnie 1000 DM/kg. Wydaje się jednak, że organizatorzy uzyskają odpowiednie dostawy i środki finansowe. Planuje się wykonanie zbiornika na gal, urządzenia do ekstrakcji germanu i aparatury pomiarowej do r. 1988. Dostawa galu ma się zakończyć w 1989 r. Pomiar neutrin słonecznych są przewidziane na r. 1990 i na lata 1992—94. w 1991 r. będą prowadzone pomiary źródła neutrin z wyprodukowanego w reaktorze <sup>51</sup>Cr, które ma służyć jako źródło kalibrujące.



Eksperyment pilotujący został przeprowadzony w latach 1979—83 w USA we współpracy niemiecko-amerykańskiej przez T. Kirstena i R. Davisa. Uzyskane wyniki roją nadzieję na powodzenie przedsięwzięcia Gallex.

*Phys. Bl.* 42, No 2 (1986)

*B. W.*

### Specjalizacja była problemem już przed stu laty

Thomas Henry Huxley, prezes Towarzystwa Królewskiego w Londynie, powiedział w marcu 1886: „W ostatnich latach uderzyło mnie, że ci którzy pracują nad postępem nauki są w pewnym sensie przerażeni realizacją swoich życzeń. Stało się niemożliwe, aby ktokolwiek nadążał za postępem jakiejś całej ważnej gałęzi wiedzy. Wygląda na to, że uczeni przyszłości będą skazani na stanie się coraz to węższymi specjalistami w miarę postępu czasu. Wydaje mi się, że jedyną obroną przed tą tendencją jest organizowanie i rozszerzanie kształcenia naukowego w taki sposób, aby zapewnić szerokość kultury bez powierzchowności, a z drugiej strony zapewnić głębię i precyzję wiedzy bez jej zawężania”.

*Sci. Amer.* 254, No 3 (1986)

*B. W.*

### Stanisława Zmysłowska (1911—1985)

Po długotrwałej chorobie zmarła dnia 23 października 1985 mgr Stanisława Zmysłowska, doświadczony pedagog, silnie związana ze środowiskiem warszawskich fizyków.

Urodzona 28 października 1911 w Wielkopolu k. Opoczna, wczesnie osierocona, o własnych siłach (udzielając korepetycji) ukończyła szkołę średnią w Końskich i w tym samym 1932 r. podjęła studia matematyczne na Uniwersytecie Warszawskim. Po roku przeniosła się na fizykę i w 1938 r. rozpoczęła pod kierunkiem prof. S. Pieńkowskiego

pracę magisterską, której ukończeniu przeszkodził wybuch wojny.

Tylko jeden miesiąc (od 1 sierpnia 1939) przepracowała w Obserwatorium Sejsmicznym UW. We wrześniu podjęła się roli sanitariuszki w szpitalu św. Rocha, nie zaniedbując mimo to obsługi sejsmografów.

Lata wojny to udział w tajnym nauczaniu w Końskich, Rylsku, Kaleniu i wreszcie w Radoszycach. Podczas pacyfikacji zaginęły zebrane materiały do pracy magisterskiej.

Po wojnie znów praca nauczycielska, najpierw w gimnazjum w Końskich, potem u SS. Nazaretanek w Warszawie. W 1948 r. zakończyła pracę magisterską i uzyskała stopień magistra.

Po kilku latach pracy jako asystent i starszy asystent w Instytucie Fizyki Doświadczalnej UW i Instytucie Fizyki PAN przeniesiona została od 1 września 1955 na stanowisko adiunkta w Katedrze Fizyki SGGW w Warszawie i wkrótce potem zaangażowała się również do pracy na pół etatu w Rolniczej Pracowni Izotopowej PAN. Otwierały się nadzieje na wykonanie pod kierunkiem prof. Mariana Górskiego pracy doktorskiej na temat promieniotwórczości gleb. Dotychczas wykonywane i publikowane prace dotyczyły właśnie naturalnej promieniotwórczości skał i metodyki badawczej. Te, które ukazały się po 1955 r. były publikowane we współpracy z pracownikami Rolniczej Pracowni Izotopowej PAN i Laboratorium Fizyki Jądrowej Uniwersytetu w Brukseli, dokąd dwukrotnie wyjeżdżała na staże naukowe. Nadzieje na ukończenie pracy doktorskiej przecięła śmierć jej promotora prof. M. Górskiego. Pozostała praca dydaktyczna, liczne wykłady, ćwiczenia, opiekuństwo lat i grup studenckich. Brak możliwości ukończenia daleko zaawansowanej pracy doktorskiej spowodował rezygnację ze stanowiska w SGGW we wrześniu 1964. Powróciła wtedy do pracy nauczycielskiej podejmując nauczanie fizyki w Liceum Narcyzy Żmichowskiej w klasach z językiem wykładowym francuskim. Ostatnie lata spędziła w rodzinnym stronach. Pozostały po niej ciepłe wspomnienia tych, którzy mieli okazję z nią współpracować.

*Zygmunt Chyliński*

## KALENDARZ IMPREZ

Informacje podajemy w następującej kolejności: data i miejsce, nazwa imprezy, organizator, adres pod który należy nadsyłać zgłoszenia i ewentualne streszczenia prac, Z — termin zgłoszeń, A — termin nadsyłania streszczeń, P — przewidywane wydanie materiałów, U — przewidziana liczba uczestników, język (jeżeli inny niż polski), O — wysokość opłaty konferencyjnej

### KONFERENCJE 1987

19-21 maja 1987, Gdańsk

**Int. Conf. on „How to teach Acoustics“.** Uniwersytet Gdański. Prof. A. Śliwiński, IFD UG, Wita Stwosza 57, 80-952 Gdańsk

23-25 czerwca 1987, Gdańsk

**I Ogólnopolska Konferencja Biomechaniki.** AWF Gdańsk. Dr Włodzimierz Erdmann, AWF, Wiejska 1, 80-336 Gdańsk, tel. 52-50-51, w. 296 i 266.

Z: 15.10.86, A: 31.1.87, P, O: 2500 zł.

7-10 września 1987, Szczecin

**II Sympozjum Fizyki Laserowej.** Politechnika Szczecińska, Politechnika Warszawska, Wojskowa Akademia Techniczna. Dr Jerzy Gajda i inż. Alina Borkowska, Inst. Automatyki Przemysłowej PSz, gen. Sikorskiego 37, 70-313 Szczecin, tel. 34-758 i 49-48-28.

Z: 31.1.87, A: 30.4.87, P

21-25 września 1987, Łódź

**XXIX Zjazd Fizyków Polskich.** Polskie Towarzystwo Fizyczne. Doc. S. Michalak, IF UŁ, Nowotki 149/153, 90-236 Łódź, tel. 78-16-38, 33-60-42

Z: 31.12.86, A: 28.2.87, P, O: 1500 zł (członkowie PTF 1000 zł)

### SZKOŁY 1987

16-28 lutego 1987, Karpacz

**XXIII Zimowa Szkoła Fizyki Teoretycznej: Fizyka fononów.** IFT UWr., doc. T. Paszkiewicz, IFT UWr., Cybulskiego 36, 50-205 Wrocław

Z: 15.12.1986, P, U: 100, ang., O: 200 dol.

6-11 kwietnia 1987, Ustron

**XVI School on Physics of Semiconducting Compounds „Jaszowiec 87“.** Instytut Fizyki PAN i Uniwersytet Warszawski. E. Więckowska, IF PAN, Al. Lotników 32/46, 02-668 Warszawa  
Z: 15.3.87, A: 15.2.87, P, U: 200, ang., O: 19 000 zł.

## INFORMACJE DLA AUTORÓW

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

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

2. Maszynopis pracy (oryginał i jedną pełną — z rysunkami, tablicami itd. — kopię) należy nadsyłać pod adresem: Redakcja *Postępów Fizyki*, ul. Hoża 69, 00-681 Warszawa. W liście towarzyszącym prosimy podać dokładne adresy, zarówno prywatny jak i instytucji, z zaznaczeniem, na który przysyłać korespondencję, korektę i honorarium autorskie. O przyjęciu pracy do druku decyduje Komitet Redakcyjny.

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

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

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

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

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

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

9. Spis literatury winien być sporządzony według wzoru:

[1] A. Białas, W. Czyż, *Acta Phys. Pol.* B5, 523 (1974).

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

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

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

10. Autora obowiązuje wykonanie korekty autorskiej, którą należy zwrócić w ciągu 3 dni pod adresem: Państwowe Wydawnictwo Naukowe, Dział Czasopism, ul. Sławkowska 14, 31-014 Kraków. Przetrzymywanie korekty może spowodować przesunięcie artykułu do następnego zeszytu.

11. Autor otrzymuje bezpłatnie 25 egz. odbitek pracy. Dodatkowe odbitki można zamówić odpłatnie przy przysyłaniu korekty autorskiej. Cena za 1 egz. odbitki o objętości 1—16 s. wynosi zł 50.—

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

**POSTĘPY FIZYKI**  
**(dwumiesięcznik)**

*Warunki prenumeraty czasopisma na rok 1987:*

Cena prenumeraty: półrocznie zł 330.—  
rocznie zł 660.—

Prenumeratę krajową i za granicę przyjmuje się:

do dnia 10 listopada na I półrocze roku następnego i cały rok następny.

do dnia 1 czerwca na II półrocze roku bieżącego.

Prenumeratę krajową przyjmuje i informacji o cenach udzielają urzędy pocztowe i doręczy-  
ciele na wsi oraz Oddziały RSW „Prasa—Książka—Ruch” w miastach.

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) pocztą zwykłą przy-  
jmuje RSW „Prasa—Książka—Ruch”, Centrala Kolportażu Prasy i Wydawnictw, ul. Towarowa 28,  
00-968 Warszawa, konto NBP XV OM Warszawa, nr 1153-201045-139-11.

Bieżące i archiwalne numery można nabywać lub zamówić we Wzorcowni Ośrodka Roz-  
powszechniania Wydawnictw Naukowych PAN, Pałac Kultury i Nauki (wysoki parter), 00-901 War-  
szawa.

**PRENUMERATA DLA CZŁONKÓW PTF**

Członkowie PTF, którzy opłacają prenumeratę w Oddziałach PTF do 15 października każdego  
roku na cały rok następny, otrzymują 25% zniżki.

**INFORMATION FOR SUBSCRIBERS**

A subscription order can be sent through the local press distributors or directly to the Foreign  
Trade Enterprise ARS POLONA, 00-068 Warszawa, Krakowskie Przedmieście 7, Poland.  
Our banker: Bank Handlowy S. A., Warszawa, Poland.

Tylko prenumerata zapewnia regularne otrzymywanie czasopisma.

## SPIS TREŚCI

J. Eluszkiewicz, M. Cieplak — Błądzenie przypadkowe na fraktalach . . . . .	409
R. Teisseyre — Fizyka trzęsień Ziemi . . . . .	435
WSPOMNIENIA — ROCZNICE	
V. F. Weisskopf — Niels Bohr, kwanty i świat (tłum. W. Zielińska) . . . . .	455
N. Mott — Niels Bohr (1885—1962) (tłum. M. Staszal) . . . . .	459
NOWOŚCI NAUKOWE	
J. Bartke — Czy w zderzeniach silnie przyspieszonych jąder może powstać plazma kwarkowo-gluonowa? . . . . .	465
ZE ZJAZDÓW I KONFERENCJI . . . . .	485
RECENZJE . . . . .	491
LIST DO REDAKCJI . . . . .	495
KRONIKA . . . . .	499

## CONTENTS

J. Eluszkiewicz, M. Cieplak — Random Walks on Fractals . . . . .	409
R. Teisseyre — Earthquake Physics . . . . .	435
RECOLLECTIONS — ANNIVERSARIES	
V. F. Weisskopf — Niels Bohr, the Quantum and the World . . . . .	455
N. Mott — Niels Bohr (1885—1962) . . . . .	459
SCIENTIFIC NEWS	
J. Bartke — Is a Quark-Gluon Plasma Formed in Collisions of Highly Accelerated Nuclei? . . . . .	465
MEETINGS AND CONFERENCES . . . . .	485
REVIEWS . . . . .	491
LETTER TO THE EDITOR . . . . .	495
CHRONICLE . . . . .	499