
PTF

DWUMIESIĘCZNIK
POŚWIĘCONY
UPOWSZECHNIANIU
WIEDZY
FIZYCZNEJ

POSTĘPY FIZYKI

TOM 35
ZESZYT 4
1984

ZARZĄD

Prezes

Prof. dr TADEUSZ SKALIŃSKI

Wiceprezesa

Prof. dr ANDRZEJ OLEŚ
Prof. dr KAZIMIERZ ROSIŃSKI

Sekretarz Generalny

Doc. dr JANUSZ KONOPKA

Skarbnik

Dr hab. ALEKSANDRA KOPYSTYŃSKA

Członkowie Zarządu

Dr JERZY B. BROJAN
Prof. dr FRANCISZEK KACZMAREK
Prof. dr STANISŁAW ŁĘGOWSKI
Prof. dr CECYLIA WESOŁOWSKA

Zastępcy członków Zarządu

Doc. dr ERYK INFELD
Doc. dr TADEUSZ PNIEWSKI
Doc. dr IZABELA SOSNOWSKA

oraz redaktorzy 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

Prof. dr EUDOKIA OSTASZEWICZ (Białystok)	Doc. dr STANISŁAW MICHALAK (Łódź)
Doc. dr MIKOŁAJ ROZWADOWSKI (Bydgoszcz)	Dr DANUTA TOKAR (Opole)
Dr RYSZARD HRABAŃSKI (Częstochowa)	Doc. dr TADEUSZ HILCZER (Poznań)
Prof. dr JÓZEF HELDT (Gdańsk)	Dr ADAM DRZYMAŁA (Rzeszów)
Doc. dr ANDRZEJ ZASTAWNY (Gliwice)	Dr HENRYK WREMBEL (Słupsk)
Dr MAREK ZRAŁEK (Katowice)	Dr JERZY MAJSZCZYK (Szczecin)
Doc. dr MARIAN KARGOL (Kielce)	Prof. dr STANISŁAW ŁĘGOWSKI (Toruń)
Prof. dr ANDRZEJ FULIŃSKI (Kraków)	Doc. dr ŁUKASZ A. TURSKI (Warszawa)
Dr BARBARA GŁADYSZEWSKA (Lublin)	Prof. dr KAZIMIERZ ŁUKASZEWICZ (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 35, ZESZYT 4

PAŃSTWOWE WYDAWNICTWO NAUKOWE
1984

RADA REDAKCYJNA

Ludwik Natanson, Leonard Sosnowski, Przemysław Zieliński

KOMITET REDAKCYJNY

Redaktor Naczelny — Adam Sobiczewski

Członkowie Redakcji — Magdalena Staszal, Barbara Wojtowicz

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

Korespondenci Oddziałów PTF

mgr *Irena Lasocka* (Białystok)
dr *Romualda Pfranger* (Częstochowa)
dr *Stanisław Zachara* (Gdańsk)
doc. dr *Józef Szpilecki* (Gliwice)
dr *Stanisław Kaluża* (Kielce)
dr *Janusz Frąckowiak* (Katowice)
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)
dr *Hanna Męczyńska* (Toruń)
doc. dr *Aniela Wolska* (Warszawa)
dr *Bernard Jancewicz* (Wrocław)

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

Nakład 2122 + 98 egz. Ark. wyd. 9. Ark. druk. 6^{3/16} + 2 wkł. Papier druk. sat. kl. IV, 70 × 100, 71 g. Oddano do składania w kwietniu 1984 r. Podpisano do druku w sierpniu 1984 r. Druk ukończono we wrześniu 1984 r. Zam. 178/84. Cena zł 60.—

Drukarnia Uniwersytetu Jagiellońskiego, Kraków, Manifestu Lipcowego 13

Marek Cieplak

Instytut Fizyki Teoretycznej
Uniwersytet Warszawski
Warszawa

Istota uporządkowania szkieł spinowych

Nature of Ordering in Spin Glasses

Abstract: A new equilibrium and metastable characterization of the spin glass-paramagnet transition is reviewed. This characterization is based on studying the sensitivity of the system to changes in the boundary conditions. The concepts of scaling stiffness and exchange stiffness are explained and compared. Physical arguments supported by numerical calculations on a 3-dimensional Heisenberg spin glass suggest that its apparent lower critical dimensionality is time dependent, being equal to three on short time scales and larger than three at sufficiently long times.

1. Wstęp

1.1. $Au_{1-x}Fe_x$ jako prototyp szkła spinowego

Własności układów magnetycznych o spinach S_i zlokalizowanych w węzłach i sieci krystalicznej opisuje się za pomocą hamiltonianu

$$H = - 1/2 \sum_{ij} J_{ij} S_i \cdot S_j, \quad (1)$$

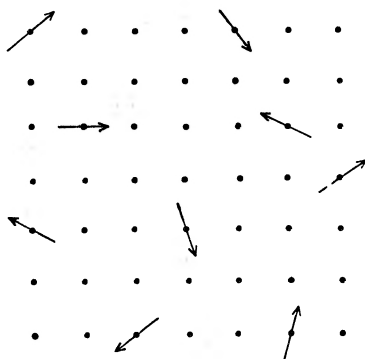
gdzie J_{ij} są całkami wymiany. Rozpatrzmy najpierw układy periodyczne. W takich układach każdy spin podlega identycznemu zbiorowi oddziaływań wymiany. W dostatecznie wysokich temperaturach układ opisywany równaniem (1) jest w fazie paramagnetycznej: średnie wartości spinów równe są zeru. Natomiast poniżej pewnej temperatury krytycznej w układzie pojawia się uporządkowanie dalekiego zasięgu. W fazie uporządkowanej średnie wartości spinów są różne od zera, a kierunki spinów wyznaczone są przez wartości J_{ij} . W najprostszej sytuacji całki wymiany sprzęgają tylko te spiny, które są swymi najbliższymi sąsiadami. Jeśli $J_{ij} = J$ jest dodatnie, to uporządkowanie ma charakter ferromagnetyczny, tj. spiny ustawione są równoległe do siebie. Jeśli zaś J jest ujemne, spiny dążą do ustawienia się w sposób antyrównoległy. Mówimy wówczas o uporządkowaniu antyferromagnetycznym.

Krótkozasięgowo oddziaływania wymiany występują w magnetykach, które są izolatorami. W metalach ziem rzadkich efektywne sprzężenie wymiany pomiędzy momentami magnetycznymi jonów ma charakter długozasięgowy:

$$J_{ij} = J_0 \cos(2k_F R_{ij}) / (k_F R_{ij}), \quad (2)$$

gdzie k_F oznacza wektor falowy Fermiego, a R_{ij} jest odległością między jonami. Mechanizm oddziaływań prowadzących do J_{ij} danych wzorem (2), zaproponowany przez Rudermana, Kittela, Kasuyę i Yosidę (RKKY), jest następujący. Moment magnetyczny jonu polaryzuje wokół siebie elektrony przewodnictwa drogą sił wymiany. Spolaryzowane elektrony wpływają z kolei na ustawienie spinów innych jonów. Oddziaływania RKKY sprzęgają ze sobą spiny albo w sposób ferromagnetyczny, albo antyferromagnetyczny w zależności od R_{ij} , co prowadzi do bogactwa faz magnetycznych (np. uporządkowanie spiralne) obserwowanych w metalach ziem rzadkich.

Konfigurację spinów w stanie podstawowym wyznacza się z warunku minimum energii. W układach periodycznych istnieje tylko jeden stan podstawowy, pomijając dowolność w wyborze płaszczyzny uporządkowania. W pewnych układach nieuporządkowanych sytuacja staje się jednak bardziej skomplikowana. Rozważmy np. stop krystaliczny $Au_{1-x}Fe_x$, w którym magnetyczne jony żelaza zajmują ułamek x węzłów sieci niemagnetycznego złota. Układ ten jest metalem i spiny domieszek żelaza podlegają oddziaływaniom RKKY. W odróżnieniu od metali ziem rzadkich spiny jonów żelaza w $Au_{1-x}Fe_x$ rozmieszczone są w sposób przypadkowy. Każdemu z dwuspinowych oddziaływań odpowiada inna co do znaku i wartości całka wymiany. Każdy spin podlega zatem wielu, efektywnie przypadkowym, przeciwstawnym sobie oddziaływaniom wymiany. Prowadzi to, w pewnym zakresie wartości x , do pojawienia się wielu różnych „stanów podstawowych” o niemal identycznych energiach. Najniższy z tych stanów, tj. prawdziwy stan podstawowy może być przy tym zwyrodniały. W każdym ze „stanów podstawowych” układ nie ma wypadkowego namagnesowania z uwagi na chaotyczne ustawienia spinów, co schematycznie przedstawia rys. 1. W wypadku $Au_{1-x}Fe_x$ taka sytuacja fizyczna realizowana jest dla $0.05\% <$

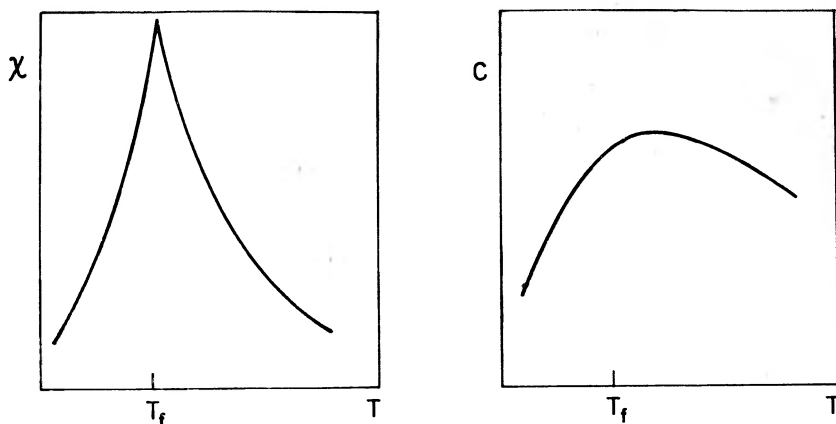


Rys. 1. Przykład konfiguracji spinów w jednym ze stanów podstawowych szkła spinowego

$< x < 15\%$ i wówczas układ można schłodzić do „fazy” szkła spinowego. Dla $x < 0.05\%$ oddziaływania pomiędzy spinami są zaniedbywalne (obszar występowania efektu Kondo). Z kolei dla $x > 15\%$ układ, w dostatecznie niskich temperaturach, jest nieuporządkowanym ferromagnetykiem z powodu dominacji krótkozasięgowych sprzężeń.

Spodziewamy się, że przeprowadzenie szkła spinowego z otoczenia (w przestrzeni fazowej) jednego stanu podstawowego w otoczenie drugiego stanu podstawowego wymaga dostarczenia energii. Sprzężenie ze zbiornikiem cieplnym pozwala na przekroczenie barier

energetycznych i umożliwia wzbudzenie małych drgań, czyli fal spinowych, w okolicy stanu podstawowego. Czy konfiguracja spinów może ulec przybliżonemu zamrożeniu w temperaturze różnej od zera? Pozytywnej odpowiedzi na to pytanie dostarczyła w 1966 r. pierwsza doświadczalna praca nad $Au_{1-x}Fe_x$ w obszarze szkła spinowego. Jej autorzy, Violet i Borg [1], stwierdzili, że w pewnej temperaturze T_f , rzędu 20 K i zależnej od x , pojedyncza linia widma mössbauerowskiego, właściwa dla paramagnetyka, rozszczepia się na sześć linii. Wiąże się to z pojawieniem się niezerowego pola nadsubtelnego proporcjonalnego do momentu magnetycznego jonu. Stwierdzono przy tym, że spiny ustawione są w sposób przypadkowy. Pomiary podatności magnetycznej dla tego samego układu, jakie Cannella i Mydosh [2] przeprowadzili w 1972 r., również potwierdziły istnienie T_f . Wykres podatności χ w funkcji temperatury okazał się mieć, słynny dotąd, kształt klina o wierzchołku w T_f , jak na rys. 2a. Przypomnijmy, że przejście fazowe ferromagnetyk-paramagnetyk prowadzi do rozbieżności podatności w temperaturze Curie.



Rys. 2. (a) Schemat przebiegu podatności magnetycznej i (b) ciepła właściwego w funkcji temperatury dla $Au_{1-x}Fe_x$

Jeśli w temperaturze T_f rzeczywiście zachodzi przejście fazowe, to należałoby oczekiwać anomalnego przebiegu ciepła właściwego w tej samej temperaturze. Tymczasem pomiary ciepła właściwego $Au_{1-x}Fe_x$, wykonane przez Wengera i Keesoma [3] nie wykazały istnienia żadnej anomalii. Wykres ciepła właściwego ma szerokie maksimum, występujące powyżej T_f , zob. rys. 2b. W podobny sposób zachowuje się również opór elektryczny układu [4,5]. Natomiast badania efektu Halla [6] świadczą o istnieniu przejścia fazowego. Przegląd wyników innych doświadczeń nad $Au_{1-x}Fe_x$ i nad innymi szklami spinowymi można znaleźć w artykułach [7–10]. Obecnie znanych jest już co najmniej 30 materiałów, które zachowują się jak $Au_{1-x}Fe_x$. Są wśród nich szkła metaliczne, jak $Cu_{1-x}Mn_x$ [11], i krystaliczne izolatory, jak $Eu_xSr_{1-x}S$ [12]. W tym ostatnim wypadku źródłem sprzężeń magnetycznych nie są oddziaływania RKKY, a oddziaływania nadwymiany, o znacznie krótszym zasięgu. W układzie tym spiny rozmieszczone są w przypadkowo wybranych węzłach sieci krystalicznej i ich oddziaływania wyznaczają 2 całki wymiany o przeciwnych znakach. Cechą wspólną szkieł spinowych jest występowanie w nich przypadkowych i przeciwnych oddziaływań, uniemożliwiających powstanie

uporządkowania dalekiego zasięgu i prowadzących do obecności wielu zwyrodniałych lub prawie zwyrodniałych stanów podstawowych. Ostatnia z tych własności, za Toulousem [13], nosi nazwę frustracji. Istnienie frustracji nie jest ograniczone do szkieł spinowych. Podobną własność ma np. układ Isinga w sieci trójkątnej z oddziaływaniami antyferromagnetycznymi. O trudności teoretycznego opisu szkieł spinowych decyduje połączenie zjawiska frustracji z przypadkowością oddziaływań.

1.2. Model Edwardsa-Andersona

Fizykę problemu dobrze oddaje model szkła spinowego zaproponowany przez Edwardsa i Andersona [14]. W modelu tym szkło spinowe opisywane jest przez hamiltonian (1), w którym całki wymiany sprzęgają spiny będące swymi najbliższymi sąsiadami, przy czym J_{ij} przyjmują wartości zgodne z gaussowskim rozkładem prawdopodobieństwa. Przyjmuje się, że średnia wartość J_{ij} równa jest zeru, ale nie musi być ona dokładnie równa zeru. W najprostszej sytuacji spiny obsadzają (wszystkie) węzły regularnej sieci krystalicznej. Często też rozpatruje się model (1), w którym oddziaływanie typu Heisenberga zastępuje się przez oddziaływania typu Isinga, które sprzęga tylko z-owe składowe spinów.

Inny model szkieł spinowych, wierniejszy w odtworzeniu właściwości układów z oddziaływaniami RKKY, uzyskać można nie ograniczając sumowania w (1) do par najbliższych sąsiadów i przyjmując całki wymiany zgodnie z (2). Spiny obsadzają węzły sieci w sposób przypadkowy, przy czym liczba spinów wynosi, powiedzmy, 1% liczby węzłów. Model ten będziemy w skrócie nazywali modelem RKKY. Szczegółową analizę numeryczną tego modelu przedstawili Walker i Walstedt [15]. Różnice pomiędzy modelami RKKY i Edwardsa-Andersona są bardziej natury technicznej niż fizycznej. W tej pracy skupimy naszą uwagę na modelu Edwardsa-Andersona, gdyż łatwiej jest go analizować i teoretycznie, i numerycznie. Zwróćmy tu uwagę, że symulacje Monte Carlo tego układu [16, 9] odtwarzają kształt klina w przebiegu podatności i szerokie maksimum na wykresie ciepła właściwego. Wnoszą one również wątpliwość, czy faza szkła spinowego jest stanem równowagi termodynamicznej.

1.3. Problem odróżnienia szkła spinowego od paramagnetyka

Pytanie o istotę uporządkowania szkieł spinowych można postawić w następujący sposób. W wysokich temperaturach układ Edwardsa-Andersona jest paramagnetykiem, tzn. funkcje korelacji zanikają wykładniczo z odległością i nie istnieje uporządkowanie dalekiego zasięgu. Z kolei w $T = 0$ układ staje się szkłem spinowym. Spiny tworzą zamrożoną konfigurację, odpowiadającą jednemu spośród (ściśle lub niemal) zwyrodniałych stanów podstawowych. W konfiguracji tej również nie istnieje uporządkowanie dalekiego zasięgu. Stawiamy zatem 2 pytania:

- 1) Czy faza szkła spinowego różni się od fazy paramagnetycznej?
- 2) Czy istnieje równowagowe przejście fazowe pomiędzy szkłem spinowym i paramagnetykiem?

Według Edwardsa i Andersona [14] szkło spinowe ma uporządkowanie dalekiego zasięgu, ale nie w przestrzeni, a w czasie. Gdyby zrobić fotografie układu w różnych chwilach czasu, to fotografie te byłyby do siebie podobne. Im bowiem niższa temperatura, tym bar-

dziej kierunki spinów powinny zamrażać się w otoczeniu jednego spośród stanów podstawowych. Natomiast w fazie paramagnetycznej fotografie takie nie wykazywałyby żadnych korelacji. Szkło spinowe można by więc odróżnić od paramagnetyka, badając

$$q_{EA} = \lim_{t \rightarrow \infty} \langle \mathbf{S}_i(0) \cdot \mathbf{S}_i(t) \rangle, \quad (3)$$

gdzie $\mathbf{S}_i(t)$ oznacza spin w węzle i w chwili t , a $\langle \dots \rangle$ oznacza średnią po zespole statystycznym stanów. Wielkość q_{EA} powinna znikać w fazie paramagnetycznej i być różna od zera w fazie szkła spinowego. Z uwagi na postulowane istnienie zamrożenia oczekujemy, że

$$q_{EA} = \langle \mathbf{S}_i \rangle^2. \quad (4)$$

Wielkość określona wzorem (4), dla zadanych całek wymiany, zależy od węzła sieci. W wypadku układów nieuporządkowanych właściwe jest rozpatrywanie wielkości uśrednionych po możliwych realizacjach zmiennych przypadkowych występujących w hamiltonianie. Tego rodzaju średnie noszą nazwę średnich konfiguracyjnych i będą tu oznaczane symbolem $\langle \dots \rangle_c$. Rolę parametru uporządkowania w teorii Edwardsa-Andersona pełni więc

$$q = \langle \langle \mathbf{S}_i \rangle^2 \rangle_c. \quad (5)$$

Parametr q nie ma już zatem charakteru lokalnego. Roli parametru uporządkowania dla szkieł spinowych nie może pełnić średnie namagnesowanie $m = \langle \langle \mathbf{S}_i \rangle \rangle_c$. Choć lokalnie $\langle \mathbf{S}_i \rangle$ może być różne od zera, $m = 0$, chyba że układ znajduje się w zewnętrznym polu magnetycznym.

Parametr q bezpośrednio wiąże się ze średnią podatnością magnetyczną na spin [10]

$$\chi = \beta(1-q)/3, \quad (6)$$

gdzie $\beta = 1/k_B T$. Równanie (6) dotyczy granicy klasycznej układu, w której spiny \mathbf{S}_i są jednostkowymi wektorami. W tej pracy będziemy rozważać tylko układy klasyczne. Spodziewamy się bowiem, że efekty kwantowe, poza zmianą statystyki, istotną w obszarze niskich temperatur, nie zmieniają jakościowych własności szkieł spinowych.

Celem teorii Edwardsa i Andersona jest wyznaczenie q i funkcji termodynamicznych układu N spinów w ramach przybliżenia pola średniego. Wymaga to obliczenia konfiguracyjnie uśrednionej energii swobodnej układu

$$F = -k_B T \int \prod_{ij} [dJ_{ij} P(J_{ij})] \ln Z, \quad (7)$$

gdzie

$$P(J_{ij}) = (2\pi J^2)^{-1/2} \exp(-J_{ij}^2/2J^2) \quad (8)$$

i $Z = \text{Tr}(\exp(-\beta H))$. W wypadku układów klasycznych, Tr we wzorze na sumę statystyczną oznacza całkowanie po kierunkach spinów.

Jak dotąd nikomu nie udało się wyznaczyć F w sposób określony równaniem (7). Edwards i Anderson obliczyli F za pomocą kontrowersyjnej metody replik. W metodzie tej wyznacza się najpierw

$$Z^n = \text{Tr} \exp(-\beta \sum_{\alpha=1}^n H^\alpha) \quad (10)$$

dla całkowitych dodatnich n . Wprowadza się więc tu n nie oddziałujących ze sobą replik, czy kopii układu. Spin w α -tej replice oznaczany jest symbolem S_i^α . Następnie liczy się $\langle Z^n \rangle_c$ w granicy $n \rightarrow 0$. Jeśli bowiem rozwinąć $Z^n = \exp(n \ln Z)$ dla małych n , to $\ln Z = \lim_{n \rightarrow 0} (Z^n - 1)/n$. Zamiast średniować $\ln Z$, średniuje się więc Z^n . Wykonanie całek po stałych wymiany prowadzi do wniosku, że

$$\langle Z^n \rangle_c = \text{Tr} \exp [(\beta J/2)^2 \sum_{i \neq j} \sum_{\alpha\beta} S_i^\alpha \cdot S_j^\alpha S_i^\beta \cdot S_j^\beta]. \quad (11)$$

W argumentie funkcji wykładniczej pojawia się efektywny hamiltonian oddziałujących ze sobą replik układu jednorodnego. Wielkość (11) Edwards i Anderson wyznaczają w sposób wariacyjny, przy czym w hamiltonianie wariacyjnym oddziaływania czterospinowe zastępuje się przez $q_{\alpha\beta} S_i^\alpha \cdot S_i^\beta$, gdzie $q_{\alpha\beta} = \langle S_i^\alpha \cdot S_i^\beta \rangle$. Tą drogą uzyskuje się $\langle Z^n \rangle_c$ wyrażone poprzez $q_{\alpha\beta}$. Z uwagi na nierozróżnialność replik zakłada się, że $q_{\alpha\beta} = q(n)$, przy czym w granicy $n \rightarrow 0$, $q(n)$ ma dążyć do q z równania (5).

Teoria Edwardsa-Andersona przewiduje istnienie przejścia fazowego do fazy szkła spinowego w temperaturze znacznie przewyższającej wartość uzyskaną w obliczeniach Monte Carlo. Osobliwość w kształcie klina ma mieć przy tym nie tylko podatność magnetyczna ale i ciepło właściwe, co nie jest zgodne ani z wynikami doświadczalnymi, ani numerycznymi. Przewidywanie istnienia przejścia fazowego jest wynikiem zastosowania przybliżenia pola średniego. Wątpliwości wzbudza też jednak metoda replik z uwagi na brak jasnej interpretacji fizycznej tego podejścia i na konieczność przejścia do granicy $n \rightarrow 0$.

Po opublikowaniu pracy Edwardsa i Andersona wysiłek teoretyków skupił się na badaniu modelu szkła spinowego zaproponowanego przez Sherringtona i Kirkpatricka [17]. W modelu tym oddziaływania wymiany sprzęgają każdy spin z pozostałymi $(N-1)$ spinami, a nie tylko ze spinami sąsiadującymi. Ponadto wszystkie całki wymiany generowane są z identycznego gaussowskiego rozkładu prawdopodobieństwa. W modelu tym nieskończenie odległe spiny mogą oddziaływać tak samo silnie, jak spiny sąsiadujące, co jest mało realistyczne fizycznie. W układzie Sherringtona-Kirkpatricka zachodzi przejście fazowe, gdyż przybliżenie pola średniego staje się tu ścisłe. Okazuje się jednak, że metoda replik, w wersji Edwardsa i Andersona, prowadzi do niestabilności termodynamicznych poniżej temperatury zamarzania. Niestabilności te usuwa dopiero wprowadzenie kontinuum replik.

1.4. Dolna wymiarowość krytyczna

O „rzeczywistym” zachowaniu się układu Edwardsa-Andersona, zbudowanego czy to ze spinów Isinga, czy Heisenberga, wnioskuje się niemal wyłącznie na podstawie symulacji Monte Carlo. Symulacje te muszą być ograniczone do badania układów skończonych i nie dają pewnej odpowiedzi na pytanie, czy przejście fazowe istotnie zachodzi. Wyniki symulacji zależą od liczby kroków Monte Carlo na spin, uwzględnionych przy liczeniu średnich po zespole statystycznym [9, 16, 18] i od rozmiarów układu. Walstedt i Walker [19], badając układ RKKY złożony z 500 spinów, stwierdzili, że uwzględnienie 5000 kroków Monte Carlo na spin prowadzi do podatności zgodnej z prawem Curie ($\sim 1/T$), bez osobliwości typu klina. Dla mniejszej liczby kroków podatność ma kształt klina

lub wygląda jak kombinacja prawa Curie i zachowania z osobliwością typu klina [18]. Sugeruje to, że dla $T \neq 0$ szkło spinowe jest w istocie paramagnetykiem, ale o wydłużonych czasach relaksacji. Walstedt i Walker wykazali również, że wprowadzenie do modelu anizotropowych oddziaływań dipol-dipol daje, dla 5000 kroków, podatność w kształcie klina. Sądzimy, co uzasadnimy w dalszej części artykułu, że wpływ oddziaływań anizotropowych polega na wydłużeniu czasu, w jakim układ przebywa w okolicy szczególnego stanu podstawowego.

Pytanie o występowanie przejścia fazowego można sformułować w następujący sposób: jaka jest dolna wymiarowość krytyczna, d_c , układu? Wielkość d_c oznacza wymiarowość d , powyżej której faza uporządkowana istnieje (w różnych od zera temperaturach), a poniżej której nie istnieje. Wartość d_c zależy od liczby składowych n parametru uporządkowania. Wiadomo np. z pracy Onsagera [20], że dla modelu Isinga ($n = 1$) z jednorodnymi całkami wymiany $d_c = 1$. Jednowymiarowy model Isinga jest uporządkowany tylko w $T = 0$, ale dwuwymiarowy model Isinga ma przejście fazowe w $T \neq 0$. Mermin i Wagner [21] wykazali, że dla modelu Heisenberga ($n = 3$) z jednorodnymi całkami wymiany $d_c = 2$, przy czym przejście fazowe w $T \neq 0$ występuje dla $d < 2$. Dla modelu XY , w którym oddziaływanie $S_i \cdot S_j$ zastępuje się przez $S_i^x S_j^x + S_i^y S_j^y$ (a więc $n = 2$), również $d_c = 2$, ale układ ma przejście fazowe w $d = 2$, co omówimy w rozdz. 2.

Jak dotychczas, nie ma przekonującego oszacowania d_c dla szkieł spinowych. Wielkość tę oceniano już na 2, 3 i 4. Niedawno Banavar i Cieplak [22] zauważyli, że na pytania dotyczące istoty uporządkowania szkieł spinowych można znaleźć odpowiedzi badając sposób, w jaki wrażliwość układu na zmianę warunków brzegowych zależy od rozmiaru układu. Wrażliwość ta jest miarą energii wzajemnego oddziaływania podukładów, na jakie makroskopowy układ można podzielić.

Idea wnioskowania o przejściach fazowych na podstawie badania wpływu warunków brzegowych pochodzi od Thoulessa [23] i jego współpracowników. Autorzy ci rozpatrywali przejście metal-niemetal w nieuporządkowanych układach elektronowych (tzw. problem lokalizacji Andersona). Układ nieoddziałujących ze sobą elektronów, które poruszają się w potencjale przypadkowym, jest metalem, jeśli funkcja falowa na poziomie Fermiego jest rozciągnięta. Jeśli zaś funkcja ta jest zlokalizowana, to układ nie przewodzi prądu. Kryterium odróżnienia funkcji zlokalizowanej od rozciągniętej można sformułować w następujący sposób. Rozpatrzmy układ zawarty w bloku sześciennym o krawędzi L . Jeśli funkcja falowa jest zlokalizowana w dużej odległości od brzegów bloku, to jest wykładniczo mała na brzegu układu. Zmiana warunków brzegowych z periodycznych na antyperiodyczne wnosi więc wykładniczo małe poprawki do energii układu. Z kolei jeśli funkcja jest rozciągnięta, jak fala płaska, zmiana warunków brzegowych powoduje przesunięcie poziomu o wielkość proporcjonalną do L^{-2} . Wychodząc z tych rozważań Abrahams i in. [24] skonstruowali teorię skalowania dla przejścia metal-niemetal, z której wynika, że $d_c = 2$ i że przejście takie jest możliwe tylko dla $d > 2$.

Następny rozdział poświęcimy metodzie warunków brzegowych w zastosowaniu do magnetycznych układów niesfrustrowanych. W szczególności omówimy pojęcie modułu spiralności wprowadzone przez Fishera, Barbera i Jasnowa [25] jako spinowy analog gęstości nadciekłej w ^4He . W rozdziale 3 wracamy do szkieł spinowych i rozpatrujemy ich wrażliwość na zmiany warunków brzegowych. W rozdziale tym dokonujemy przeglądu

wyników obliczeń numerycznych uzyskanych we współpracy autora z J. R. Banavarem i M. Z. Cieplak. Nasza analiza skupia się na własnościach układu Edwardsa-Andersona z oddziaływaniami Heisenberga (w granicy klasycznej). Analizując wpływ warunków brzegowych, z założenia rozpatruje się układy skończone. Stwierdzimy, że z efektów brzegowych, tak kłopotliwych w symulacjach Monte Carlo, wywnioskować można szereg interesujących informacji. Istotną zaletą tej metody w odniesieniu do szkielec spinowych jest, że prowadzi ona do ważkich wyników mimo nieznanności wewnętrznych korelacji i struktur szkła spinowego.

2. Wpływ warunków brzegowych na układy niesfrustrowane

2.1. Moduł spiralności

Własności nadciekłego helu zrozumieć można zakładając, że w stanie podstawowym wszystkie atomy helu są skondensowane w stanie o amplitudzie $|\psi\rangle$ i fazie φ . Jeśli kondensat N atomów jest nieruchomy, to $\varphi = \text{const}$. Transformacja Galileusza [26] wprowadza liniową zależność fazy od położenia i układ płynie z prędkością $v_s = (\hbar/m) \nabla \varphi$, powodując wzrost energii układu o $(1/2)N\varrho_s v_s^2$. Wielkość ϱ_s nosi nazwę gęstości nadciekłej. W ogólności ϱ_s zależy od temperatury i powyżej tzw. punktu λ , $\varrho_s = 0$. Zwróćmy uwagę, że zmiana fazy o π na odcinku o długości L (wówczas $v_s = \hbar\pi/mL$) równoważna jest nałożeniu na funkcję falową antyperiodycznych warunków brzegowych wzdłuż tego odcinka. Obserwacja ta pozwoliła Fisherowi, Barberowi i Jasnowowi [25] zdefiniować analog gęstości nadciekłej dla układów spinowych.

Zbadajmy wpływ warunków brzegowych na układ $N=LA$ spinów Heisenberga w makroskopowym bloku o długości L i przekroju $A \sim L^{d-1}$. Niech spiny obsadzają węzły d -wymiarowej prostej sieci kubicznej. Dla prostoty koncepcyjnej dogodnie jest stosować dwa różne warunki brzegowe, np. periodyczne i antyperiodyczne, w kierunku podłużnym i ustalić jednakowe warunki brzegowe, np. periodyczne, w kierunkach poprzecznych. Jeśli $d = 3$, to hamiltonian modelu ma postać

$$\begin{aligned}
 H = & - \sum_{i=1}^{L-1} \sum_{k=1}^{\sqrt{A}} \sum_{l=1}^{\sqrt{A}} J_{i,i+1}^{k,l} S_{i,k,l} \cdot S_{i+1,k,l} \\
 & - \sum_{i=1}^L \sum_{k=1}^{\sqrt{A}-1} \sum_{l=1}^{\sqrt{A}} J_{k,k+1}^{i,l} S_{i,k,l} \cdot S_{i,k+1,l} \\
 & - \sum_{i=1}^L \sum_{k=1}^{\sqrt{A}} \sum_{l=1}^{\sqrt{A}-1} J_{i,l+1}^{i,k} S_{i,k,l} \cdot S_{i,k,l+1} + H_B,
 \end{aligned} \tag{12}$$

gdzie

$$\begin{aligned}
 H_B = & -\eta \sum_{k=1}^{\sqrt{A}} \sum_{l=1}^{\sqrt{A}} J_{L,l}^{k,l} S_{L,k,l} \cdot S_{i,k,l} - \sum_{i=1}^L \sum_{l=1}^{\sqrt{A}} J_{\sqrt{A},1}^{i,l} S_{i,\sqrt{A},1} \cdot S_{i,1,l} \\
 & - \sum_{i=1}^L \sum_{k=1}^{\sqrt{A}} J_{\sqrt{A},1}^{i,k} S_{i,k,\sqrt{A}} \cdot S_{i,k,1}.
 \end{aligned} \tag{13}$$

We wzorze (13) η przyjmuje wartości ± 1 dla odpowiednio periodycznych i antyperiodycznych warunków brzegowych. W tym paragrafie zakładamy, że wszystkie całki wymiany są jednakowe i równe J .

Jeśli układ jest w $T = 0$ i wszystkie spiny sprzęgnięte są w sposób ferromagnetyczny ($J > 0$), to periodyczne warunki brzegowe prowadzą do wzajemnie równoległego ustawienia spinów. Dla antyperiodycznych warunków brzegowych układ ma konfigurację ściany domenowej. Spiny w płaszczyznach poprzecznych pozostają do siebie równoległe. Natomiast kąt pomiędzy spinami z sąsiadujących płaszczyzn wzrasta do $\pi/L \ll 1$. Każde z N odkształconych wiązań, spośród wszystkich Nd wiązań, zwiększa energię układu o $J[\cos(\pi/L) - 1] \approx J\pi^2/2L^2$. Uogólniając powyższe rozważania na wypadek temperatur różnych od zera, ale mniejszych od temperatury krytycznej T_c , mamy

$$\Delta F = F_{AP} - F_P \underset{L \gg 1}{\approx} (1/2)NY\pi^2/L^2 = (1/2)Y\pi^2 A/L. \quad (14)$$

W równaniu (14) F_P i F_{AP} oznaczają energie swobodne układu z odpowiednio periodycznymi i antyperiodycznymi warunkami brzegowymi. Wielkość Y nosi nazwę modułu spiralności i jest wspomnianym analogiem gęstości nadciekłej. W $T = 0$ $Y = J$. (Dla antyferromagnetyków $Y = |J|$ z tym, że $\Delta F < 0$ dla L parzystych i $\Delta F > 0$ dla L nieparzystych).

Wynik (14) obowiązuje układy złożone ze spinów o $n \geq 2$ składowych. W szczególności dotyczy on tzw. modelu XY , w którym $n = 2$. Hamiltonian dla modelu XY ma postać

$$H = -J \sum_{\langle i,j \rangle} (S_i^x S_j^x + S_i^y S_j^y), \quad (15)$$

gdzie człony brzegowe można dopisać w analogii do równania (13). Model XY jest w tej samej klasie uniwersalności [27], co nadciekły hel. W nadciekłym helu rolę dwóch składowych wektora namagnesowania pełnią amplituda i faza kondensatu.

Zwróćmy uwagę na algebraiczną zależność ΔF od L w równaniu (14). W fazie paramagnetycznej, powyżej T_c , funkcje korelacji zanikają wykładniczo z odległością i

$$\Delta F \sim \exp(-\alpha L). \quad (16)$$

Zależność wykładnicza ΔF od L została explicite wykazana dla 1-wymiarowego modelu Heiseberga [28] i 3-wymiarowego modelu sferycznego [29], (w którym $n \rightarrow \infty$).

Jeśli moduł spiralności zdefiniować jako

$$Y = (2/\pi^2) \lim_{\substack{A \rightarrow \infty \\ L \rightarrow \infty}} \Delta FL/A, \quad (n \geq 2) \quad (17)$$

to w fazie paramagnetycznej $Y = 0$. Różna od zera wartość modułu spiralności świadczy o istnieniu fazy uporządkowanej.

Rozpatrzmy równanie (14) dla $A \sim L^{d-1}$ i $T = 0$. Stwierdzamy, że $\Delta F \sim L^{d-2}$. Dla $d > 2$, ΔF dąży do nieskończoności, gdy $L \rightarrow \infty$. Natomiast dla $d < 2$, ΔF dąży do zera. Wreszcie dla $d = d_c = 2$, ΔF nie zależy od wielkości układu. Jasne jest, że d_c pełni rolę dolnej wymiarowości krytycznej układu i wartość d_c jest zgodna z wynikiem Mermina i Wagnera [21].

Wynik ten można zrozumieć w następujący sposób. Rozpatrzmy układ makroskopowy i podzielmy go na bloki o długości L i przekroju A . Stan wybranego bloku zależy od kon-

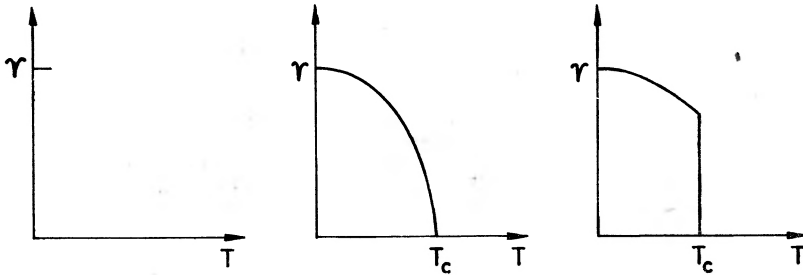
figuracji spinów w otaczających go blokach. Oddziaływanie bloku z otaczającymi go podukładami równoważne jest nałożeniu na blok pewnych (chwilowych) waunków brzegowych. Wrażliwość na zmiany warunków brzegowych bloku jest więc miarą oddziaływania podukładów ze sobą. Jeśli blok silnie reaguje na zmiany otoczenia, to układ jest uporządkowany. Jeśli zaś w $T = 0$ $\Delta F \rightarrow 0$, to sprzężenie ze zbiornikiem cieplnym niszczy uporządkowanie występujące w $T = 0$. Następuje wówczas przejście do fazy paramagnetycznej w infitezymalnie małych temperaturach.

Łatwo pokazać [28], że dla spinów Isinga poniżej T_c

$$\Delta F = 2NY/L = 2YA \sim L^{d-1}, \quad (18)$$

przy czym w $T = 0$ $Y = |J|$. Stwierdzamy, że zgodnie z wynikiem Onsagera [20] $d_c = 1$. W fazie paramagnetycznej ΔF zależy od L wykładniczo.

Samo wyznaczenie d_c nie pozwala jeszcze stwierdzić, czy układ w swej dolnej wymiarowości krytycznej, tj. gdy $d = d_c$, ma przejście fazowe w niezerowej temperaturze. W tej sytuacji należy wyznaczyć przebieg Y w funkcji temperatury. Można przedstawić 3 najprostsze scenariusze możliwych zachowań Y . Przedstawia je rys. 3. Scenariusz (a) jest



Rys. 3. Trzy schematy możliwych zachowań modułu spirality

właściwy dla 1-wymiarowego modelu Isinga oraz dla 1- i 2-wymiarowego modelu Heisenberga. Scenariusz (b) realizowany jest w 3-wymiarowych modelach XY i Heisenberga oraz przypuszczalnie w 2-wymiarowym modelu Isinga. Sposób zaniku przy zbliżaniu się do T_c określa, dla $n \geq 2$, tzw. związek Josephsona [30, 25, 31]

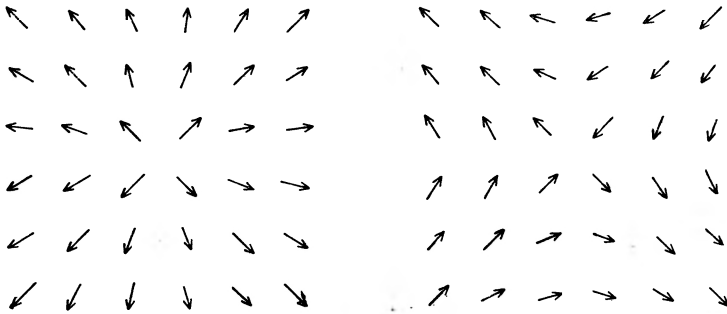
$$Y \sim (T_c - T)^{(d-2)\nu}, \quad (T \rightarrow T_{c-}) \quad (19)$$

gdzie ν jest wykładnikiem krytycznym dla długości korelacji. Jak wykazali Nelson i Kosterlitz [32] oraz Ohta i Jasnow [33], scenariusz (c) realizowany jest w 2-wymiarowym modelu XY . W odróżnieniu od 2-wymiarowego modelu Heisenberga, 2-wymiarowy model XY ma zatem przejście fazowe, którego istotę omówimy w następnym paragrafie.

2.2. Dwuwymiarowy model XY

Rozpatrzmy model XY opisywany hamiltonianem (15), w którym $J > 0$. W granicy klasycznej oddziaływanie pomiędzy parą spinów proporcjonalne jest do $\cos(\theta_i - \theta_j)$, gdzie θ_i oznacza kąt, jaki spin tworzy z pewną ustaloną osią. Zgodnie z twierdzeniem Mermina-Wagnera [21] model ten nie ma zwykłego uporządkowania dalekiego zasięgu

i w $T \neq 0$ namagnesowanie układu znika. Z drugiej strony rozwinięcia wysokotemperaturowe podatności [34] przewidywały rozbieżność χ w skończonej temperaturze, a zatem wskazywały na istnienie jakiegoś przejścia fazowego. Problem wyjaśnili Kosterlitz i Thouless [35], którzy zauważyli, że 2-wymiarowy model XY może mieć uporządkowanie dalekiego zasięgu o charakterze topologicznym.



Rys. 4. (a) Wir i (b) antywir spinowy w 2-wymiarowym modelu XY (z pracy J. M. Kosterlitz i D. J. Thoulessa, *Prog. Low Temp. Phys.* 7B, 371 (1978))

Okazuje się, że o właściwościach układu decyduje istnienie wirów, czyli konfiguracji w których spiny ustawiają się koncentrycznie, jak na rys. 4. Energia potrzebna na wzbudzenie wiru jest rzędu $2\pi J \ln R/a$, gdzie R oznacza promień wiru (rzędu rozmiarów układu), zaś a jest stałą sieci. Środek wiru można umieścić w $(R/a)^2$ węzłach, co daje entropię rzędu $2k_B \ln R/a$. Badając energię swobodną stwierdzamy, że dla $T > T_c \approx \pi J/k_B$ dominuje człon entropowy i w układzie pojawiają się izolowane wiry. Poniżej T_c wiry wiążą się w pary wir-antywir.

Własności układu są następujące [36]. Poniżej T_c wzbudzają się jedynie fale spinowe, niszcząc konwencjonalne uporządkowanie dalekiego zasięgu. Dwuspinowe funkcje korelacji $\langle S_i \cdot S_j \rangle$ zanikają potęgowo z odległością i podatność magnetyczna jest nieskończona. Powyżej T_c w układzie wzbudzają się swobodne wiry i funkcje korelacji zanikają w sposób wykładniczy. Gdy $T \rightarrow T_{c+}$, długość korelacji rozbiega się wykładniczo i podatność dąży do nieskończoności. Ciepło właściwe ma maksimum w $T > T_c$, co przypomina zachowanie się ciepła właściwego szkieł spinowych.

Jak już wspomnieliśmy, przejście fazowe Kosterlitz-Thoulessa prowadzi do skoku na wykresie modułu spiralności w funkcji temperatury. Podobny skok w przebiegu gęstości nadciekłej zaobserwowali Bishop i Reppy [37] w 2-wymiarowej warstwie nadciekłego helu.

2.3. Przypadkowe układy magnetyczne

Miarą wrażliwości nieuporządkowanych i niesfrustrowanych układów magnetycznych na zmiany warunków brzegowych jest średnia zmiana energii swobodnej [28]

$$\Gamma_m = \langle \Delta F \rangle, \quad (20)$$

gdzie $\Delta F = F_{AP} - F_p$. Zależność od rozmiarów układu pozwala określić jego dolną wymiarowość krytyczną d_c . Dodatkowych informacji o wpływie warunków brzegowych na układ dostarczają dyspersja

$$\Gamma_w = (\langle (\Delta F - \Gamma_m)^2 \rangle_c)^{1/2} \quad (21)$$

i wyższe momenty ΔF .

Rozważmy układ opisywany hamiltonianem (12), w którym wszystkie całki wymiany mają jednakowy znak. Jeśli całki te są dodatnie, to hamiltonian (12) opisuje nieuporządkowany ferromagnetyk. Rozpatrzmy najpierw jednowymiarową wersję tego modelu. Wówczas

$$H = - \sum_{i=1}^{L-1} J_{i,i+1} \mathbf{S}_i \cdot \mathbf{S}_{i+1} - \eta J_{L,1}^J \mathbf{S}_L \cdot \mathbf{S}_s. \quad (22)$$

Wartości całek wymiany generowane są z jednakowego, dla każdej pary spinów, rozkładu prawdopodobieństwa. W granicy klasycznej model (22) daje się ściśle rozwiązać za pomocą metody macierzy przejścia. W pracy [28] stwierdziliśmy, że dla $T \neq 0$, gdy układ jest paramagnetykiem

$$\Gamma_m = 6k_B T \exp(-L/\lambda_a), \quad (23a)$$

$$\Gamma_w \underset{L \gg 1}{\approx} 6k_B T \exp(-L/\lambda_b), \quad (23b)$$

przy czym w granicy wysokich temperatur

$$\lambda_a^{-1} = -\ln(\langle J_{1,2} \rangle_c / (3k_B T)), \quad (24a)$$

$$\lambda_b^{-1} = -\ln(\langle J_{1,2}^2 \rangle_c^{1/2} / (3k_B T)). \quad (24b)$$

Natomiast w $T = 0$ wykładnicza zależność Γ_m^B i Γ_w od L przekształca się w algebraiczną

$$\Gamma_m = (\pi^2/2L) \langle \mathcal{J}^2 / J_{1,2} \rangle_c, \quad (25a)$$

$$\Gamma_w = (\Pi^2/2L^{3/2}) [\langle \mathcal{J}^4 / J_{1,2}^c \rangle_c - \langle \mathcal{J}^2 / J_{1,2} \rangle_c^2]^{1/2}, \quad (25b)$$

gdzie $\mathcal{J} = L(\sum_{i=1}^L J_{i,i+1}^{-1})^{-1}$. Stwierdzamy, że Γ_w dąży do zera szybciej niż Γ_m , a więc roz-

kład ΔF wyodrzuca się, gdy $L \rightarrow \infty$. Dla 1-wymiarowego modelu Isinga, w którym S^z przyjmuje wartości ± 1 , Γ_m i Γ_w w $T \neq 0$ również zależą od L w sposób wykładniczy. Natomiast w $T = 0$ $\Gamma_m = 2\langle |J_{\min}| \rangle$, gdyż pod wpływem antyperiodycznych warunków brzegowych odwraca się najslabiej sprzęgnięty spin. Brak zależności Γ_m od L (Γ_w również nie zależy od L) oznacza, że d_c dla nieuporządkowanego ferromagnetyka Isinga równe jest 1.

Zależność od L , jaką widzimy w (25), pojawia się w układach Heisenberga i dla $d > 1$. W pracy [28] rozważyliśmy 3-wymiarowy nieuporządkowany ferromagnetyk w $T = 0$. Nałożenie na układ antyperiodycznych warunków brzegowych powoduje obrót spinów z L -tej płaszczyzny o kąt π względem spinów z pierwszej płaszczyzny. Kąt pomiędzy spinami z sąsiadujących płaszczyzn jest więc rzędu π/L . W pierwszym przybliżeniu można przyjąć, że spiny w każdej z płaszczyzn o powierzchni A pozostają do siebie równoległe. Uzyskuje się wtedy

$$\Gamma_m \approx LA(1 - \cos \pi/L) \langle J_{1,2}^{1,1} \rangle_c \quad (26a)$$

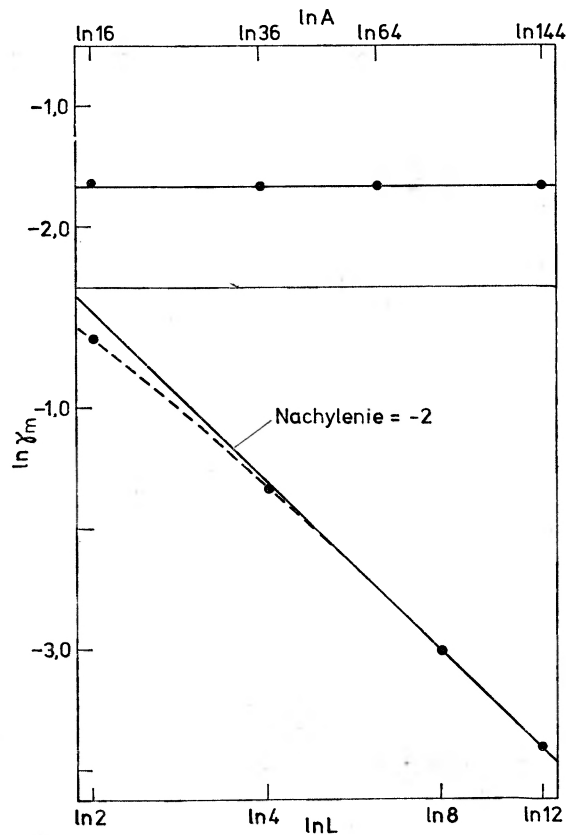
$$\Gamma_w \underset{L \gg 1}{\approx} (\pi^2/2) \langle J_{1,2}^{1,1} \rangle_c A/L \quad (26b)$$

i

$$\Gamma_w \underset{L \gg 1}{\sim} A^{1/2} / L^{3/2}. \quad (26c)$$

W ogólności $A \sim L^{d-1}$ i na mocy (26b) stwierdzamy, że $d_c = 2$, tak jak dla układu z jednokowymi całkami wymiany.

Przybliżone wyniki (26) sprawdzić można, znajdując stan podstawowy układu, przy zadanych warunkach brzegowych, w sposób numeryczny. Wyniki dla $\gamma_m = \Gamma_m / AL$ przedstawia rys. 5. Całki wymiany były wartościami bezwzględnymi liczb przypadkowych generowanych z gaussowskiego rozkładu prawdopodobieństwa o średniej 0 i dyspersji 1. Stan podstawowy uzyskuje się startując z przypadkowej konfiguracji spinów i kolejno ustawiając



Rys. 5. Wykres $\ln \gamma_m = \ln \Gamma_m / AL$ w funkcji $\ln L$ i $\ln A$ dla 3-wymiarowego nieuporządkowanego ferromagnetyka Heisenberga. Linia przerywana reprezentuje wzór (26a), a linia ciągła (26b)

spiny w kierunku chwilowych lokalnych pól na nie działających. Stwierdzamy, że dla układu $12 \times 12 \times L$ asymptotyczna zależność Γ_m od L , (26b), osiągnięta jest już dla $L = 6$. Stwierdziliśmy także, że w wypadku Γ_w asymptotyczna zależność (26c) pojawia się dla jeszcze mniejszych L .

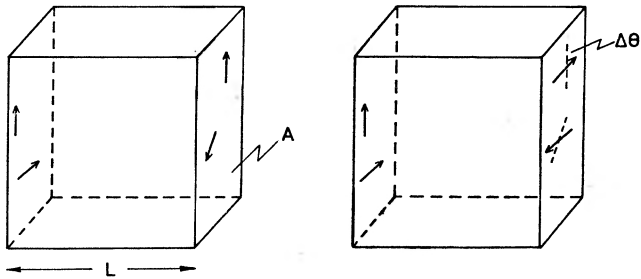
Analiza problemu jednorodnego ferromagnetyka z przypadkowymi warunkami brze-

gowymi również prowadzi do wniosku, że $d_c = 2$ dla układu Heisenberga i $d_c = 1$ dla układu Isinga. Zagadnienie to, a także efekty frustracji powierzchniowej związanej z warunkami brzegowymi, omówione są w pracy [28].

3. Wrażliwość szkieł spinowych na warunki brzegowe

3.1. Energia sztywności wymiany

Bádanie wpływu warunków brzegowych na układ magnetyczny sprowadza się do określenia sztywności konfiguracji spinów. W pracy [38] stwierdziliśmy, że istnieją dwa różne sposoby zdefiniowania energii sztywności układu i w związku z tym dwie sztywności: sztywność skalowania i tzw. sztywność wymiany. Obie sztywności można przy tym określić albo dla stanów metatrwałych, gdy ruch układu ograniczony jest do pewnej podprzestrzeni fazowej, albo też w sposób równowagowy. W wypadku układów niesfrustrowanych obie energie sztywności zależą od rozmiarów układu w identyczny sposób. Natomiast w wypadku szkieł spinowych, z uwagi na istnienie frustracji, zależność od rozmiarów układu jest dla obu sztywności odmienna. Co więcej, własności energii sztywności skalowania zależą od tego, czy energię tę wyznaczamy w sposób równowagowy, czy też metatrwały.



Rys. 6. Schemat sytuacji fizycznej, w której wyznacza się energię sztywności wymiany

Rozpatrzmy najpierw energię sztywności wymiany, ΔE_e , materiału magnetycznego zawartego w bloku o powierzchni A i długości L . W hamiltonianie brzegowym (13) połóżmy $\eta = 0$, co oznacza przyjęcie swobodnych warunków brzegowych w kierunku podłużnym. W granicy $T \rightarrow 0$ blok znajduje się w stanie podstawowym lub w jednym ze swoich „stanów podstawowych”, których energie niewiele się różnią od energii prawdziwego stanu podstawowego. Wyobraźmy sobie następnie, że obracamy spiny na prawej ścianie bloku o mały kąt $\Delta\theta$, jak na rys. 6, i że zamrażamy kierunki spinów na lewej i prawej ścianie. Układ podlega relaksacji do nowego minimum energii, zgodnego z nowymi warunkami brzegowymi. Zwróćmy uwagę, że kierunki spinów na lewej i prawej ścianie bloku w oryginalnym stanie podstawowym zostały wybrane w sposób optymalny. Obrót spinów prawej ściany o $\Delta\theta$ musi więc powodować wzrost energii układu o ΔE . Jeśli przy tym wybrać $\Delta\theta$ dostatecznie małe, to układ pozostaje w otoczeniu oryginalnego stanu podstawowego. Energia sztywności wymiany ΔE_e zdefiniowana jest równaniem

$$\Delta E_e = \langle \Delta E \rangle_c. \quad (27)$$

W analogii do rozważań w rozdz. 2.1 i 2.3 stwierdzamy, że dla uporządkowanego i nieuporządkowanego ferromagnetyka Heisenberga

$$\Delta E_e \sim A/L \sim L^{d-2}. \quad (28)$$

W wypadku szkła spinowego energię sztywności wymiany można określić albo dla prawdziwego stanu podstawowego, albo dla zbioru nisko leżących lokalnych minimów energii. W drugiej z tych sytuacji ΔE_e należy również uśredniować po zespole „stanów podstawowych”. Prawdziwy stan podstawowy, poza swą energią, nie jest niczym wyróżniony i w obu sytuacjach ΔE_e powinno zależeć od rozmiarów układu w identyczny sposób.

Numeryczne obliczenia zależności ΔE_e (uśrednionego i nieuśrednionego po stanach podstawowych) od długości [39] i powierzchni [40] dla 3-wymiarowego szkła spinowego Heisenberga prowadzą do wniosku, że nawet dla szkieł spinowych

$$\Delta E_e \sim A/L \sim L^{d-2}. \quad (29)$$

Liniowa zależność ΔE_e od A dla szkieł spinowych bierze się stąd, że dla optymalnie wybranego stanu większość spinów znalazła swój (lokalnie) optymalny kierunek, zgodny z całkami wymiany. Z kolei obrót o kąt $\Delta\theta$ jest rozłożony na długości L , co prowadzi do ΔE_e odwrotnie proporcjonalnego do L , i dla szkieł spinowych, i dla ferromagnetyka. Wzrost energii realizowany jest głównie przez skrócone wiązania podłużne. Identyczna zależność ΔE_e od rozmiarów bloku dla szkła spinowego i ferromagnetyka sugeruje jakościowe podobieństwo konturów energii w otoczeniu minimów dla tych dwóch układów. W pracy Walstedta [39] optymalny stan układu wybierany jest nie przez nałożenie na układ swobodnych warunków brzegowych, a przez inny kanoniczny wybór warunków brzegowych.

W tym rozdziale podaliśmy operacyjny sposób określenia ΔE_e . W hydrodynamicznej teorii szkieł spinowych Halperina i Sasłowa [41] ΔE_e definiuje się mikroskopowo jako

$$\Delta E_e = (1/2)\rho \int dr |\nabla\theta(r)|^2, \quad (30)$$

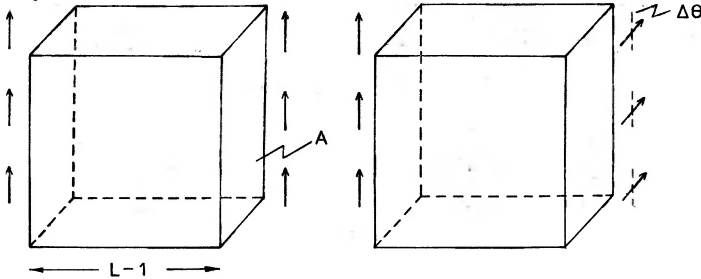
gdzie $\theta(r)$ jest lokalnym kątem obrotu spinów względem pewnego stanu podstawowego. Współczynnik ρ nazywany jest stałą sztywności. Jeśli spiny w bloku poddane są skrętowni o $\Delta\theta$ na długości L , to ΔE_e dane wzorem (30) jest proporcjonalne do $(\Delta\theta)^2 A/L$, w zgodzie z równaniem (29). Pojęcie sztywności wymiany jest istotne w analizie fal spinowych. Halperin i Sasłow przewidują, że energia fali spinowej w szkle spinowym jest proporcjonalna do $\sqrt{\rho}k$, gdzie k jest liczbą falową.

3.2. Energia sztywności skalowania w stanie metatrwałym

W definicji sztywności wymiany blok spinów rozważany jest w odosobnieniu od innych bloków, na jakie makroskopową próbkę szkła spinowego można podzielić. Co więcej, spiny na lewej i prawej ścianie bloku podlegają relaksacji, zanim się je obróci i zamrozi.

Dla określenia dolnej wymiarowości krytycznej należy jednak przyjąć obraz skalowania [42], w którym własności układu makroskopowego wyprowadza się z analizowania coraz większych podukładów zbudowanych ze skończonych bloków. W obrazie tym istotne jest uwzględnienie oddziaływań pomiędzy blokami. Zadany blok musi być zatem rozważany w obecności bloków sąsiadujących. Prowadzi to do następującego określenia energii sztywności skalowania [38].

Rozważmy blok materiału magnetycznego o powierzchni A i długości $(L - 1)$, jak na rys. 7. Blok umieszczamy pomiędzy dwiema ścianami spinów (na lewo i prawo), które symulują brzegi bloków sąsiadujących. Spiny na ścianach mają pewną ustaloną konfigurację, co nakłada pewien warunek brzegowy na rozważany blok. Dla uproszczenia, w kierunkach poprzecznych nakłada się periodyczne warunki brzegowe. Przypuśćmy, że układ zrelaksuje do pewnego stanu podstawowego w obecności zewnętrznych ścian. Po określeniu energii tego stanu, obracamy spiny na prawej ścianie zewnętrznej o mały kąt $\Delta\theta$ i zamrażamy je ponownie. Blok relaksuje z kolei do nowego stanu podstawowego, co prowadzi do zmiany energii o ΔE . Podkreślimy, że w obu stadiach relaksacji spiny zewnętrznych ścian pozostają zamrożone.



Rys. 7. Schemat sytuacji fizycznej, w której wyznacza się energię sztywności skalowania

W wypadku szkieł spinowych nowy stan podstawowy jest albo w bliskim otoczeniu oryginalnego stanu podstawowego, lub też należy do otoczenia zupełnie innego lokalnego minimum energii układu z oryginalnymi warunkami brzegowymi. Określając metatrwałę zachowanie się układu, właściwe dla dostatecznie krótkich czasów, należy odrzucić sytuacje, w których w wyniku obrotu układ opuszcza otoczenie oryginalnego stanu podstawowego. W obliczeniach numerycznych [38] warunek ten w przybliżeniu realizuje się nie uwzględniając wyników, w których liczba kroków relaksacji na spin w drugim stadium relaksacji przewyższa liczbę kroków w pierwszym stadium.

Problem istnienia stanów metatrwałych nie pojawia się przy rozpatrywaniu układów niesfrustrowanych, takich jak np. nieuporządkowany ferromagnetyk. $\Delta E_s = \langle \Delta E \rangle_c$ określić można wtedy tylko w sposób równowagowy i zamiast zewnętrznych zamrożonych ścian spinów wystarczy porównać energie układu z periodycznymi i antyperiodycznymi warunkami brzegowymi. Wówczas

$$\Delta E_e = \Gamma_m \sim A/L \sim L^{d-2}. \quad (31)$$

Taką samą zależność od A i L dla ferromagnetyków uzyskuje się, rozważając parę kanonicznie sprzężonych przypadkowych warunków brzegowych [28]. Stwierdzamy, że ΔE_s i ΔE_e dla układów niesfrustrowanych mają identyczną zależność od rozmiarów bloku.

W wypadku szkieł spinowych dowolna konfiguracja spinów na ścianach zewnętrznych tworzy efektywnie przypadkowy warunek brzegowy. Ustawmy więc spiny ścian zewnętrznych równoległe do siebie i do pewnej ustalonej osi z . W tej sytuacji pierwszy wyraz w hamiltonianie brzegowym (13) przekształca się w

$$-\sum_{k=1}^{\sqrt{A}} \sum_{l=1}^{\sqrt{A}} [J_{L,L+1}^{k,l} S_{L,k,l}^z S_{L+1,k,l}^z + J_{0,1}^{k,l} S_{0,k,l}^z S_{1,k,l}^z], \quad (32)$$

z tym, że rolę L w (32) pełni obecnie $(L - 1)$, co ma znaczenie tylko przy rozpatrywaniu stosunkowo małych L . Po znalezieniu minimum energetycznego spiny na prawej ścianie obraca się o kąt $\Delta\theta$ wokół osi x , a spiny na lewej ścianie pozostają równoległe do osi z . Następuje skręt konfiguracji spinów o wypadkowy kąt $\Delta\theta$. Jasne jest, że żaden z rozważanych warunków brzegowych („skręcone” i nie) nie jest uprzywilejowany. Zmiana energii ΔE może być albo dodatnia, albo ujemna, przy czym obie sytuacje realizowane są z jednakowym prawdopodobieństwem. Stąd charakterystyczną skalą energii oddziaływania z zewnętrznymi ścianami, czy ogólniej z sąsiadującymi blokami, jest

$$\Delta E_s = (\langle (\Delta E)^2 \rangle_c)^{1/2} \quad (33)$$

(lub średni moduł ΔE). W analizie sytuacji metatrwałej w równaniu (33) należy również średniować po zbiorze lokalnych minimów energii dla danej próbki.

Występowanie i dodatnich, i ujemnych ΔE w fundamentalny sposób odróżnia szkło spinowe od układów niesfrustrowanych. Zgodnie z ideami Andersona [43] spodziewamy się, że dla szkieł spinowych $\Delta E_s \sim A^{1/2}$. Zadane zewnętrzne warunki brzegowe sprzyjają bowiem tylko części wiązań na poprzecznych powierzchniach bloku. Jeśli w procesie relaksacji ograniczymy układ do przebywania w otoczeniu jednego stanu podstawowego, tzn. rozważamy zachowanie się układu na dostatecznie krótkich skalach czasowych, to oczekujemy zwykłej zależności od L , takiej jaką ma ΔE_e . Spodziewamy się więc, że

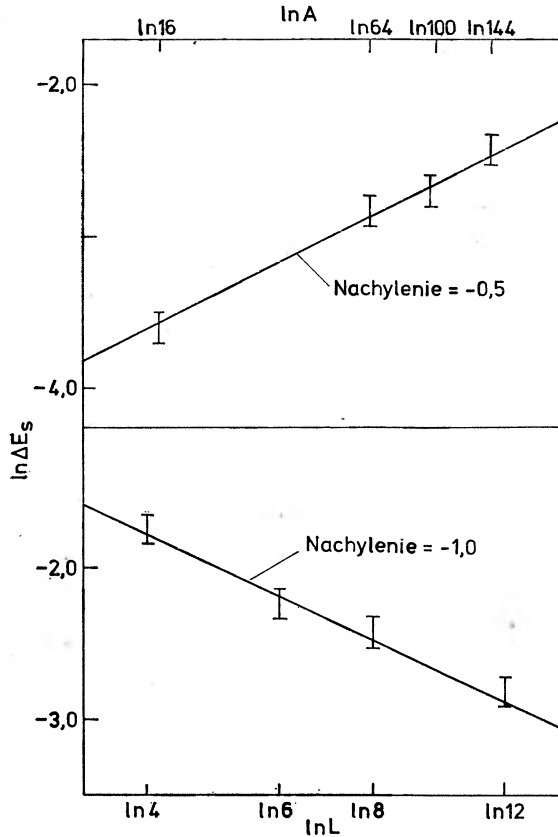
$$(\Delta E_s)_{\text{krótkie czasy}} \sim A^{1/2}/L \sim L^{(d-3)/2}. \quad (34)$$

Oznacza to, że na krótkich odcinkach czasu układ trójwymiarowy zachowuje się tak jakby był w swojej dolnej wymiarowości krytycznej. Sądząc po objawach obecności przejścia fazowego w pomiarach podatności magnetycznej i w efekcie Mössbauera, należy wnioskować, że na krótkich skalach czasowych układ powinien mieć własności jak 2-wymiarowy model XY , a nie jak 2-wymiarowy model Heisenberga. Nie jest jednak jeszcze jasne, co pełni rolę wirów w 3-wymiarowym szkle spinowym.

Wynik (34) jest podobny do tego, jaki uzyskali Anderson i Pond [44]. W ich pracy zależność od odwrotności L pojawia się z powodu zastosowania przybliżenia Migdała-Kadanoffa, w którym układ redukuje się do układu 1-wymiarowego z zależnymi od A przypadkowymi całkami wymiany. Jednowymiarowy układ nie jest jednak sfrustrowany, co prowadzi do tej samej zależności od L , jak dla ferromagnetyka. W naszym wypadku ferromagnetyczną zależność od L interpretuje się jako wynikłą z ograniczoności obszaru przestrzeni fazowej, jaki układ może spenetrować na krótkich odcinkach czasu. U Andersona i Pond związek (34) ma dotyczyć sytuacji równowagowej.

Wynik (34) sprawdziliśmy numerycznie dla klasycznego 3-wymiarowego modelu Edwardsa-Andersona z gausowskimi całkami wymiany. Szczegóły techniczne można znaleźć w pracy [38]. Wspomnijmy tu tylko, że stany podstawowe znajdowaliśmy startując z przypadkowej konfiguracji spinów i kolejno ustawiając spiny wzdłuż lokalnego chwilowego pola wymiany, tak jak w pracach [15, 22]. Dokładną wartość energii uzyskuje się po mniej więcej 1000 kroków na spin, przy czym liczba kroków zależy od rozmiarów układu. Kąt $\Delta\theta$ wynosił 5° i dla każdej z próbek (rzędu 20) uwzględnialiśmy po kilka stanów podstawowych. Zależność od L wyznaczyliśmy dla układów o rozmiarach $12 \times 12 \times L$, gdzie $L =$

-4, 6, 8, 12 (L jest równe liczbie warstw w bloku plus jeden, gdyż skręt rozkłada się na tyle warstw). Zależność od A wyznaczyliśmy dla układów $\sqrt{A} * \sqrt{A} * 8$, gdzie $\sqrt{A} = 4, 8, 10$ i 12. Wyniki przedstawia rys. 8. Są one zgodne ze wzorem (34).



Rys. 8. Wykres $\ln \Delta E_s$ w funkcji $\ln L$ i $\ln A$ dla 3-wymiarowego szkła spinowego Heisenberga w stanie metatrwałym. Błąd zaznaczony na rysunku wynika z rozważania skończonej liczby próbek

3.3. Energia sztywności skalowania w stanie równowagi

W stanie równowagi o temperaturze T ruch szkła spinowego w przestrzeni fazowej **nie** musi być ograniczony do otoczenia szczególnego minimum energetycznego. Energię sztywności skalowania można wówczas zdefiniować, jak w równaniu (33), zastępując ΔE przez różnicę energii swobodnych. Procedura wyznaczenia równowagowego ΔE_s jest podobna do opisanej w rozdz. 3.2. Dla obu warunków brzegowych wyznaczyć należy równowagową energię swobodną, czy w $T = 0$, energię odpowiadającą globalnemu minimum energetycznemu. Kąt $\Delta \theta$ nie musi być mały. Zamiast rozpatrywać dwie ustalone konfiguracje spinów ścian zewnętrznych, równie dobrze można porównywać energie swobodne dla periodycznych i antyperiodycznych warunków brzegowych. Dla szkła spinowego żaden z tych warunków brzegowych nie jest bowiem wyróżniony. Połowa próbek będzie miała niższą energię swobodną dla periodycznych, a połowa dla antyperiodycznych warunków brzegowych.

Stąd Γ_m , dane równaniem (20), równe jest zeru. W tej sytuacji za charakterystyczną równowagową miarę oddziaływania bloków ze sobą należy przyjąć

$$(\Delta E_s)_{\text{równowaga}} = \Gamma_w = \langle (\Delta F)^2 \rangle_c^{1/2}. \quad (35)$$

W pracy [22] zaproponowaliśmy, że w fazie szkła spinowego Γ_w powinno zależeć od długości bloku L w sposób algebraiczny, a w fazie paramagnetycznej w sposób wykładniczy.

Rozważmy najpierw układ (12) z gaussowskimi całkami wymiany w $T = 0$. Układ jest wtedy w fazie szkła spinowego. Po obrocie spinów ściany zewnętrznej, czy po zmianie periodycznych warunków brzegowych na antyperiodyczne, układ powinien lepiej dostosować się do zmiany warunków brzegowych, jeżeli nie musi przebywać w otoczeniu oryginalnego stanu podstawowego. Innymi słowy, po zmianie warunków brzegowych można znaleźć stan o niższej energii niż ten, który powstał ze „skręcenia” stanu oryginalnego. Stany podstawowe dla obu rozważanych warunków brzegowych nie muszą być dla siebie osiągalne na drodze adiabatycznej. Prawdziwy stan podstawowy można jednak znaleźć (przynajmniej dla skończonych układów) poprzez szereg kolejnych podgrzewań i ochładzania układu. Spodziewamy się zatem, że w $T = 0$.

$$(\Delta E_s)_{\text{równowaga}} \sim A^{1/2} L^x, \quad (36)$$

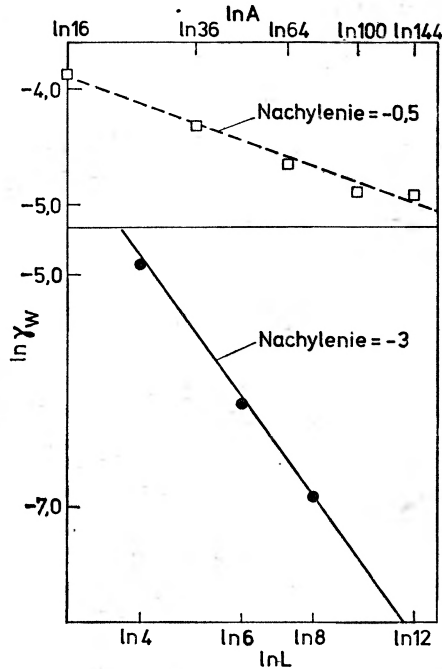
gdzie $x > 1$.

Wykładnik x można wyznaczyć w sposób numeryczny, tak jak to opisaliśmy w pracy [22] w odniesieniu do klasycznego 3-wymiarowego układu Edwardsa-Andersona. Zależność od L wyznaczyliśmy badając układy o rozmiarach $12 \times 12 \times L$, gdzie $L = 4, 6, 8$, a zależność od A , badając układy $\sqrt{A} \times \sqrt{A} \times 8$, gdzie $\sqrt{A} = 4, 6, 8, 10, 12$. Całki wymiany miały rozkład gaussowski o średniej równej 0 i o jednostkowej dyspersji. Dla każdego L wyznaczyliśmy energie stanów podstawowych z periodycznymi i antyperiodycznymi warunkami brzegowymi dla 23 próbek. Wyniki przedstawia rys. 9. Stwierdzamy, że są one zgodne z $x \approx 2$. Wnioskujemy stąd, że dla $d = 3$

$$(\Delta E_s)_{\text{równowaga}} \sim L^{(d-5)/2}. \quad (37)$$

Gdy $L \rightarrow \infty$, $\Delta E_s \rightarrow 0$. Tak więc układ 3-wymiarowy zachowuje się w $T = 0$ tak, jakby był poniżej swej dolnej wymiarowości krytycznej. Oznacza to, że równowagowe przejście fazowe szkło spinowe-paramagnetyk następuje w $T = 0$. Już w infitezymalnie małych temperaturach układ staje się paramagnetykiem. Jeśli więc dokonać dostatecznego średniowania po zespole stanów, podatność powinna być zgodna z prawem Curie, tak jak to stwierdzili Walstedt i Walker [19].

Czy rozważane przez nas wartości L są wystarczająco duże, by móc wnioskować o zachowaniu bloku dla asymptotycznie dużych L ? Pozytywną odpowiedź na to pytanie wydają się popierać dwa argumenty: 1) Wyniki numeryczne dla nieuporządkowanych ferromagnetyków, zob. rozdz. 2.4, są bliskie asymptotycznej analitycznej postaci Γ_m i Γ_w już dla $L = 4$, stając się nieodróżnialne od postaci asymptotycznej dla $L = 6$. 2) Dla wszystkich badanych próbek Γ_w jest kilka razy większe od typowej odległości pomiędzy stanami podstawowymi. Dla mniejszych układów typowa odległość pomiędzy minimami energetycznymi jest większa niż Γ_w i układy nie są jeszcze we właściwym obszarze szkła spinowego, scharakteryzowanym wielością możliwych stanów podstawowych.



Rys. 9. Wykres $\ln \gamma_w = \ln \Gamma_w / AL$ dla 3-wymiarowego szkła spinowego Heisenberga w stanie równowagi w $T = 0$

Dla większości próbek stan podstawowy wyznaczaliśmy startując z ok. 50 początkowych przypadkowych konfiguracji spinów i ustawiając spiny wzdłuż lokalnych pól wymiany aż do osiągnięcia lokalnego minimum. Najniższe z tych minimum uznawaliśmy za odpowiadające prawdziwemu stanowi podstawowemu. W ogólności nie jest możliwe stwierdzenie, że się rzeczywiście znalazło prawdziwy stan podstawowy. Wydaje się nam jednak, że popełniony przez nas błąd jest nieznaczny. Po pierwsze, najniżej leżące stany miały tak bliskie sobie energie, że wybór któregośkolwiek z nich w zanedbywalny sposób wpływał na wartość Γ_w . Po drugie, dzieląc zbiór lokalnych minimum na klasy blisko siebie leżących stanów, można oszacować prawdopodobieństwo nieznaledzenia jednej z tych klas. Jest ono mniejsze niż 3%.

Nie wiemy, w jakiej wymiarowości istnieje równowagowe przejście fazowe w różnych od zera temperaturach. Wyniki obliczeń numerycznych [45] dla 2-wymiarowego szkła spinowego są również zgodne z $x \approx 2$ i potwierdzają algebraiczną zależność Γ_w od L . Sugerowałoby to, że x nie zależy od d i że $d_c = 5$. Jednak analiza w $d = 4$ wydaje się prowadzić do wniosku [45], że $x = 3/2$. Oznacza to, że układ 4-wymiarowy jest w swojej dolnej wymiarowości krytycznej w znaczeniu równowagowym. Nie jest jeszcze jasne, dlaczego x maleje przy zmianie d z 3 na 4. Malenie x wydaje się świadczyć, że obecność wielu stanów podstawowych pełni mniejszą rolę w $d = 4$ niż w $d = 3$. Układ 4-wymiarowy reaguje na zmianę warunków brzegowych silniej niż układ 3-wymiarowy.

Dla $d > 4$ można wyobrazić sobie dwie możliwości. Albo d_c pozostaje równe 4, albo też dla każdego $d > 4$ układ jest w swej dolnej wymiarowości krytycznej. Jeśli w jakiejś

wymiarowości istnieje równowagowa faza szkła spinowego powyżej $T = 0$, to przejście do fazy paramagnetycznej powinno uwidocznic się w zanikaniu

$$\sigma = \lim_{\substack{A \rightarrow \infty \\ L \rightarrow \infty}} L^x A^{-1/2}. \quad (38)$$

Według Andersona [46], osobliwe własności 3-wymiarowego szkła spinowego Heisenberga można wyjaśnić zakładając, że układ ten jest w d_c . Nasze wyniki sugerują jeszcze bogatsze zachowanie się tego układu: obserwowana dolna wymiarowość krytyczna zależy od czasu. Dla czasów dostatecznie krótkich, takich że układ przebywa w otoczeniu jednego stanu podstawowego, $d_c = 3$. Natomiast na długich odcinkach czasu, gdy układ penetruje większą część przestrzeni fazowej (nie wiemy czy całą), d_c jest większe od 3.

W rozdziałach 3.1 i 3.2 zdefiniowaliśmy energie sztywności wymiany i skalowania dla układu w stanie metatrwałym w granicy $T \rightarrow 0$. Definicje te można przypuszczalnie uogólnić na stany metatrwałe w temperaturach różnych od zera. W tym celu należy rozważać różnice energii swobodnych wyznaczonych na pewnych ograniczonych podzbiorach przestrzeni fazowej. Ciekawym, ale trudnym problemem jest zbadanie zależności krótkoczasowych ΔE_e i ΔE_s od temperatury. Interesujące jest zwłaszcza, czy obie wielkości znikają w tej samej temperaturze oraz czy ich wykres przebiega w podobny sposób.

3.4. Szło spinowe Isinga

Rozważmy 2-wymiarowe szło spinowe Isinga o hamiltonianie

$$H = - \sum_{i=1}^{L-1} \sum_{j=1}^A J_{i,i+1}^j S_{i,j}^z S_{i+1,j}^z - \sum_{i=1}^L \sum_{j=1}^{A-1} J_{i,j+1}^i S_{i,j}^z S_{i,j+1}^z + H_B, \quad (39)$$

z

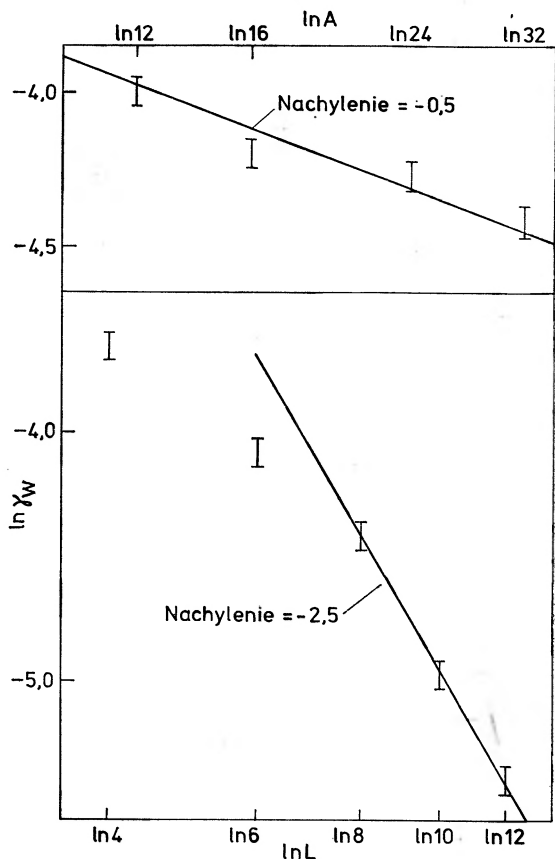
$$H_B = - \eta \sum_{j=1}^A J_{L,1}^j S_{L,1}^z S_{1,j}^z - \sum_{i=1}^L J_{A,1}^i S_{i,A}^z S_{i,1}^z, \quad (40)$$

gdzie $\eta = \pm 1$ jak w równaniu (13). Całki wymiany generowane są z gaussowskiego rozkładu prawdopodobieństwa, a S^z przyjmuje wartości ± 1 . Dla układu (39) wyznaczyliśmy zależność ΔE_s od A i L w stanie równowagi w $T = 0$. Szczegóły techniczne można znaleźć w pracy [47]. Wyniki przedstawia rys. 10. Są one zgodne z

$$(\Delta E_s)_{\text{równowaga}} = \Gamma_w \sim A^{1/2}/L^{3/2}. \quad (41)$$

Układy o $L = 4$ i $L = 6$ nie są jeszcze we właściwym obszarze szkła spinowego, gdyż dopiero dla $L = 8$ Γ_w jest większe od typowej odległości pomiędzy stanami podstawowymi.

Jeśli przyjąć, że zależność od L nie zależy od wymiarowości układu, to równanie (41) sugeruje, że d_c dla szkła spinowego Isinga wynosi 4, w zgodzie z wynikami Braya i Moore'a [48]. Oznaczałoby to, że 3-wymiarowy model Isinga w stanie równowagi jest poniżej swej dolnej wymiarowości krytycznej. Przypomnijmy, że Walstedt i Walker [19] uzyskują podatność magnetyczną w kształcie klina, jeżeli do 3-wymiarowego hamiltonianu Heisenberga dodać anizotropowe oddziaływania dipol-dipol. Ponieważ hamiltonian Isinga reprezentuje krańcowy przypadek anizotropii, należy przypuszczać, że 3-wymiarowy układ



Rys. 10. Wykres $\ln \gamma_w = \ln \Gamma_w / AL$ w funkcji $\ln L$ i $\ln A$ dla 2-wymiarowego szkła spinowego Isinga w $T=0$. Zależność od L została wyznaczona dla układów o rozmiarach $32 * L$, gdzie $L = 4, 6, 8, 10$ i 12 . Zależność od A wyznaczono dla $L = 8$. Dla każdej wartości A i L uwzględniono 30 próbek

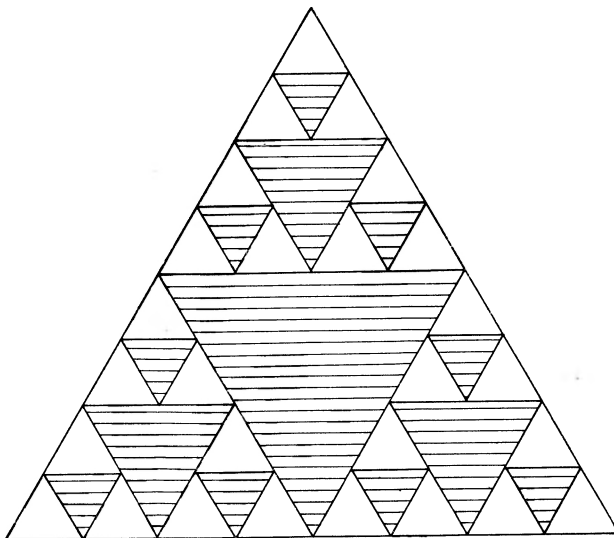
z anizotropią dipol-dipol jest również poniżej d_c . Rola tych oddziaływań powinna więc głównie polegać na wydłużeniu czasów relaksacji w układzie.

W pracy [47] rozpatrzyliśmy również przypadek 2-wymiarowego układu Isinga, w którym całki wymiany przyjmują wartości $\pm J$ z jednakowym prawdopodobieństwem dla obu znaków sprzężenia. Układ ten jest paramagnetykiem [49] nawet w $T = 0$ (stan podstawowy jest gigantycznie zwyrodniały i pomiędzy wieloma stanami podstawowymi nie ma barier energetycznych). Wrażliwość na warunki brzegowe, mierzona przez Γ_w , powinna więc zależeć od L w sposób wykładniczy. Trudność w analizie numerycznej tego układu polega na podaniu skutecznego algorytmu, pozwalającego znaleźć energię stanu podstawowego. Metoda ustawiania spinów wzdłuż lokalnych pól wymiany ma w odniesieniu do układu z oddziaływaniami $\pm J$ niską efektywność i wymaga olbrzymich ilości czasu komputerowego. Nasze wstępne wyniki zgodne są z zanikiem wykładniczym Γ_w , przy czym długość zaniku jest rzędu 7 stałych sieci. Tak słabą zależność wykładniczą trudno jest jednak odróżnić od $\Gamma_w \sim L^0$. Z drugiej strony, wynik L^0 sugerowałby, że d_c dla układu wynosi 1, jak

dla modelu Isinga z $J_{ij} = J$. Byłoby to sprzeczne z obecnym rozumieniem własności układu. Wspomnijmy tu, że Fisch i Harris [50], na podstawie analizy rozwinięć wysokotemperaturowych podatności, przewidują $d_c = 4$ dla modelu Isinga z oddziaływaniami $\pm J$.

4. Podsumowanie

W artykule tym opisaliśmy nowy sposób równowagowej i metatrwałej charakteryzacji przejścia szkło spinowe-paramagnetyk. Charakteryzacja ta oparta jest na badaniu wrażliwości układu na zmianę warunków brzegowych. Z analizy energii sztywności skalowania wynika, że 3-wymiarowe szkło spinowe jest poniżej swej dolnej wymiarowości krytycznej i ma przejście fazowe w $T = 0$. Jednak w krótkich skalach czasu układ zachowuje się tak, jakby był w swej dolnej wymiarowości krytycznej. Laboratoryjne „szkło spinowe” to w istocie paramagnetyk o wydłużonych czasach relaksacji.



Rys. 11. Trójkąt Sierpińskiego

Osobliwe własności szkieł spinowych biorą się z obecności frustracji i przypadkowości. Obie te cechy występują w modelu Edwardsa–Andersona, ale modelu tego, jak dotąd, nie udało się ściśle rozwiązać. W próbach scharakteryzowania własności szkieł spinowych rozważa się zatem modele z frustracją, ale bez przypadkowości [51], lub modele z przypadkowymi całkami wymiany, ale bez frustracji [52]. Zrozumienie zachowania makroskopowych układów fizycznych często osiągnąć można analizując układy jednowymiarowe. Jednak jednowymiarowy układ Edwardsa–Andersona nie jest sfrustrowany.

Rolę modelu-zabawki, pozwalającego zrozumieć zachowanie szkła spinowego, może pełnić układ spinów Isinga na 2-wymiarowym trójkącie Sierpińskiego [53]. Trójkąt

Sierpińskiego jest fraktalem [54] przedstawionym na rys. 11. Konstruuje się go biorąc trójkąt równoboczny i dzieląc go na 4 jednakowe trójkąty poprzez połączenie środków boków trójkąta wyjściowego. Usuwamy środkowy z tych trójkątów i powtarzamy powyższą procedurę z każdym z pozostawionych trójkątów, aż do osiągnięcia sytuacji, w której bok trójkąta równy jest pewnej mikroskopowej stałej sieci. Tak skonstruowany model daje się ściśle rozwiązać metodą grupy renormalizacji dla szeregu rozkładów prawdopodobieństwa całek wymiany. Okazuje się, że w wypadku gaussowskiego rozkładu całek wymiany układ ma przejście fazowe w $T = 0$. W szczególności wykazała można, że przejście to powoduje jakościową zmianę wrażliwości układu na warunki brzegowe: wykładnicza zależność ΔE_s od rozmiarów układu przemienia się w algebraiczną. Wynik ten stanowi więc potwierdzenie zasadniczej idei obecnego artykułu. Okazuje się także, że, przynajmniej w wypadku szkła spinowego na trójkącie Sierpińskiego, ΔE_s jest proporcjonalne do dyspersji rozkładu całek wymiany w skończonym bloku.

*

*

*

Pamięci mego przyjaciela Andrzeja Semkowa, który zginął 27 listopada 1983 r. w katastrofie lotniczej, artykuł ten poświęcam.

Literatura

- [1] C. E. Violet, R. J. Borg, *Phys. Rev.* **149**, 540, (1966).
- [2] V. Cannella, J. A. Mydosh, *Phys. Rev.* **B6**, 4220 (1972).
- [3] L. E. Wenger, P. H. Keesom, *Phys. Rev.* **B13**, 4053 (1976).
- [4] J. A. Schilling, *Adv. Phys.* **28**, 657 (1979).
- [5] J. A. Mydosh, P. J. Ford, M. P. Kawatra, T. E. Whall, *Phys. Rev.* **B10**, 2845 (1974).
- [6] S. P. McAlister, C. M. Hurd, *Phys. Rev. Lett.* **37**, 1017 (1976).
- [7] V. Larsen, *Phys. Rev.* **B18**, 5014 (1978).
- [8] P. J. Ford, *Contemp. Phys.* **23**, 141 (1982).
- [9] K. Binder, *Z. Phys.* **B48**, 319 (1982).
- [10] K. H. Fischer, *Phys. Status. Solidi (b)* **116**, 357 (1983).
- [11] P. A. Beck, *Prog. Mater. Sci.* **23**, 1 (1978).
- [12] H. Maletta, W. Felsch, *Phys. Rev.* **B20**, 1245 (1979).
- [13] G. Toulouse, *Commun. Phys.* **2**, 115 (1977).
- [14] S. F. Edwards, P. W. Anderson, *J. Phys.* **F5**, 965 (1975).
- [15] L. R. Walker, R. E. Walstedt, *Phys. Rev.* **B22** 3816 (1980).
- [16] K. Binder, *Z. Phys.* **B26** 339 (1977).
- [17] D. Sherrington, S. Kirkpatrick, *Phys. Rev. Lett.* **35**, 1972 (1975).
- [18] M. Z. Cieplak, M. Cieplak, *J. Phys. C*, w druku.
- [19] R. E. Walstedt, L. R. Walker, *Phys. Rev. Lett.* **47**, 1624 (1981).
- [20] L. Onsager, *Phys. Rev.* **65**, 117 (1944).
- [21] N. D. Mermin, H. Wagner, *Phys. Rev. Lett.* **17**, 1133 (1969); podobną własność ma stan nadciekły, zob. P. C. Hohenberg, *Phys. Rev.* **158**, 383 (1967).
- [22] J. R. Banavar, M. Cieplak, *Phys. Rev. Lett.* **48**, 832 (1982).
- [23] J. T. Edwards, D. J. Thouless, *J. Phys.* **C5**, 807 (1972).

- [24] E. Abrahams, P. W. Anderson, D. C. Licciardello, T. V. Ramakrishnan, *Phys. Rev. Lett.*, **43**, 673 (1979).
- [25] M. E. Fisher, M. N. Barber, D. Jasnow, *Phys. Rev.* **A8**, 1111 (1973).
- [26] Zob. np. D. R. Tilley, J. Tilley, *Superfluidity and Superconductivity*, Van Nostrand, New York 1974.
- [27] Zob. np. C. J. Thompson, *Contemp. Phys.* **19**, 203 (1978).
- [28] J. R. Banavar, M. Cieplak, M. Z. Cieplak, *Phys. Rev.* **B26**, 2482 (1982).
- [29] M. N. Barber, M. E. Fisher, *Ann. Phys.* **77**, 1 (1973).
- [30] B. D. Josephson, *Phys. Lett.* **21**, 608 (1966).
- [31] J. Rudnick, D. Jasnow, *Phys. Rev.* **B16**, 2032 (1977).
- [32] D. R. Nelson, J. M. Kosterlitz, *Phys. Rev. Lett.* **39**, 1201 (1977).
- [33] T. Ohta, D. Jasnow, *Phys. Rev.* **B20**, 139 (1979).
- [34] H. E. Stanley, T. A. Kaplan, *Phys. Rev. Lett.* **17**, 913 (1966).
- [35] J. M. Kosterlitz, D. J. Thouless, *J. Phys.* **C6**, 1181 (1973); J. M. Kosterlitz, *J. Phys.* **C7**, 1046 (1974).
- [36] Zob. także J. Villain, *J. de Physique* **36**, 581 (1975); J. Jose, L. P. Kadanoff, S. Kirkpatrick, D. R. Nelson, *Phys. Rev.* **B16**, 1217 (1977); S. A. Solla, E. K. Riedel, *Phys. Rev.* **B23**, 6008 (1981); J. Tobochnik, G. V. Chester, *Phys. Rev.* **B20**, 3761 (1979).
- [37] D. J. Bishop, J. D. Reppy, *Phys. Rev. Lett.* **40**, 1727 (1978).
- [38] J. R. Banavar, M. Cieplak, *J. Phys.* **C16**, L755 (1983).
- [39] R. E. Walstedt, *Phys. Rev.* **B24**, 1524 (1981); P. Reed, *J. Phys.* **C12**, L475 (1979).
- [40] J. R. Banavar, M. Cieplak, *Phys. Rev.* **B26**, 2662 (1982).
- [41] B. I. Halperin, W. M. Saslow, *Phys. Rev.* **B16**, 2154 (1977).
- [42] L. P. Kadanoff, *Physics* **2**, 263 (1966).
- [43] P. W. Anderson, *J. Less-Common Met.* **62**, 291 (1978).
- [44] P. W. Anderson, C. M. Pond, *Phys. Rev. Lett.* **40**, 903 (1979).
- [45] M. Cieplak, J. R. Banavar, *Phys. Rev.* **B29**, 469 (1984).
- [46] P. W. Anderson, *J. Appl. Phys.* **49**, 1599 (1978).
- [47] M. Cieplak, J. R. Banavar, *Phys. Rev.* **B27**, 293 (1983).
- [48] A. J. Bray, M. A. Moore, *J. Phys.* **C12**, 79 (1979).
- [49] I. Morgenstern, K. Binder, *Phys. Rev. Lett.* **43**, 1615 (1979).
- [50] R. Fisch, A. B. Harris, *Phys. Rev. Lett.* **38**, 785 (1977).
- [51] Zob. np. S. R. McKay, A. N. Berker, S. Kirkpatrick, *Phys. Rev. Lett.* **48**, 767 (1982).
- [52] Zob. np. G. Grinstein, A. N. Berker, J. Chalupa, M. Wortis, *Phys. Rev. Lett.* **36**, 1508 (1976).
- [53] J. R. Banavar, M. Cieplak, *Phys. Rev.* **B28**, 3813 (1983).
- [54] B. B. Mandelbrot, *The fractal geometry of nature*, W. H. Freeman and Co., San Francisco 1982.

Sir Rudolf Peierls

Nuclear Physics Laboratory
University of Oxford
Oxford, Anglia

Budowanie modeli fizycznych *

Model-Making in Physics

Abstract: Physicists tend to use models of various kinds to aid their understanding of complicated physical situations. The models differ by the degree of simplification or exaggeration they involve, according to the purpose for which they are used. It is suggested that one might distinguish seven different types. Examples of each type are discussed, together with the examples of the kind of confusion that can result if the nature of the model used is misunderstood.

Czytając jakiegokolwiek artykuły z fizyki współczesnej lub słuchając dyskusji fizyków jest niemal pewne, że spotkamy się ze wzmianką o modelach. Zasięg tego nawyku budowy modeli jest przedstawiony w tabeli 1. Wymieniam w niej wiele modeli znanych z różnych działów fizyki. W żadnym wypadku nie jest to pełna lista — ograniczyłem się tylko do tych, które łatwo przychodzą do głowy. Wiele z nich nazywa się powszechnie modelami, choć tabela zawiera także takie, do których zwykle nie używa się tego określenia, mimo że są podobne w swej istocie do uznanych modeli i ich włączenie wydaje się logiczne.

Wydaje mi się, że warto zbadać nieco bardziej szczegółowo istotę i cel modeli fizycznych. Jak się okazuje, różne modele służą całkiem różnym celom i odpowiednio różnią się co do swej istoty. Uwydatniam te różnice, dzieląc modele z tabeli 1 na kilka typów, które poniżej określam i omawiam. Aby wyjaśnić znaczenie tych typów, omówię w każdym wypadku kilka charakterystycznych przykładów. Rozważę również kłopoty, jakie mogą się pojawić przy błędnym zaklasyfikowaniu modelu lub ogólniej przy pominięciu ograniczeń tkwiących w modelu.

Określenie typów i przypisanie im poszczególnych modeli jest oczywiście bardzo subiektywne i wielu czytelnikom odpowiadałby może inny wybór typów lub inne przyporządkowania. Niewielu jednak będzie odmiennego zdania, jeśli chodzi o szerokość widma modeli.

* Artykuł, oparty na wykładzie wygłoszonym na cześć Cherwella i Simona 4 maja 1979 r. w Oxfordzie i opublikowany w *Contemporary Physics* 21, 3 (1980), został przetłumaczony za zgodą Autora i Wydawcy. [Translated with permission. Copyright © 1980 by Taylor and Francis Ltd. All rights reserved.] (Przyp. Red.).

Tabela 1. Znane modele (ułożone według tematyki)

Astronomia i kosmologia

Epicykle Ptolemeusza
 Model Kopernika-Keplera
 Modele Wszechświata Einsteina, de Sittera, Friedmana
 Nieustanne Tworzenie a Wielki Wybuch

Fizyka makroskopowa

Reakcja liniowa (prawa Ohma, Newtona, Hooke'a, Fouriera)
 Eter Maxwella
 Cykl Carnota

Atomy, cząsteczki, chemia

Flogiston
 Hipoteza atomów
 Model atomu J. J. Thomsona
 Model atomu Rutherforda
 Model atomu wodoru Bohra
 Model Bohra dla innych atomów
 Model powłokowy
 Model Hartree'ego-Focka
 Przybliżenie Borna
 Model elektrolitu Debye'a-Hückela
 Mikroskop Heisenberga z promieniami γ
 Model Heitlera-Londona
 Paradoks Einsteina-Podolskiego-Rosena

Teoria kinetyczna

Gaz doskonały
 Gaz van der Waalsa
 Średnia droga swobodna
 Demon Maxwella
 Kondensacja Bosego w gazie doskonałym Bosego
 Model gazu sieciowego

Ciało stałe

Model Einsteina
 Model Debye'a
 Model Borna-von Kármána
 Model rozpraszania fononów Debye'a
 Model Clausiusa-Mossottiego
 Elektron Blocha
 Model gazu elektronowego Wignera
 Model galarety
 Model miseczkowy
 Model nadprzewodnika Londona
 Model par Bardeena-Coopera-Schriefera

Magnetyzm

Model ferromagnetyka Weissa
 Model antyferromagnetyka Néela
 Model Isinga
 Model „X — Y”
 Model Heisenberga
 Model Stonera

Jądra atomowe

Model sił jądrowych Heisenberga

Model sił jądrowych Majorany

Model powłokowy

Model Hatree'ego-Focka

Model jądra złożonego

Model kroplowy

Model gazu Fermiego

Model Nilssona

Model klastrowy

Model cząstek α

Model par

Model optyczny

Przybliżenie Borna

Przybliżenie Borna z falami odkształconymi

Model oddziaływania bezpośredniego

Modele gigantycznego rezonansu dipolowego Goldhabera-Tellera, Jensena-Steinwedela, Browna-Bolsterlego

Model kul ognistych (*fireball model*)*Cząstki „elementarne”*

Model kwarkowy

Model Veneziana

Model Reggego

Model partonowy

Model worka

Typ 1: hipoteza („mogłoby być prawdziwe”)

Pierwszy z omawianych typów nie odpowiada w rzeczywistości modelowi w ścisłym sensie. Włączyłem go, gdyż hipotezy często nazywa się modelami. Polegają one ogólnie na próbnym wyjaśnieniu zjawiska, które autor uważa za prawdopodobne lub nawet całkowicie prawdziwe.

Typ 1: hipoteza („mogłoby być prawdziwe”)

Epicykle Ptolemeusza (2?)

Model Kopernika-Keplera

Modele Wszechświata Einsteina, de Sittera, Friedmana

Nieustanne Tworzenie a Wielki Wybuch

Eter Maxwella (2?)

Model atomu J. J. Thomsona

Model atomu Rutherforda

Model atomu wodoru Bohra

Model sił jądrowych Majorany

Do bardzo starych przykładów należą modele Wszechświata Arystotelesa i Ptolemeusza, później odrzucone, oraz model Kopernika, udoskonalony przez Keplera, który obecnie uważamy za w zasadzie poprawny.

Powstanie ogólnej teorii względności rozszerzyło to zagadnienie na poszukiwanie modelu struktury czasoprzestrzennej Wszechświata i doprowadziło do modeli Einsteina, de Sittera i Friedmana. „Modele” te są w zasadzie równoważne stwierdzeniom o istocie Wszechświata, które mogą być poprawne lub nie.

Podobnie mówi się o modelach atomu J. J. Thomsona i Rutherforda. Oba były hipotezami, jak atom mógłby wyglądać. W modelu Thomsona ładunek dodatni był rozłożony w całym atomie, a elektrony (odkryte przez Thomsona) były w nim zanurzone jak rodzyнки w cieście. Mogłoby tak być, ale nie jest. Z analizy swoich eksperymentów nad rozpraszaniem cząstek α Rutherford doszedł do wniosku, że istnieje jądro zawierające cały ładunek dodatni, zaś elektrony krążą wokół niego. Jest to dzisiejszy obraz atomu, choć udoskoniony przez pojęcia mechaniki kwantowej.

Często używa się nazwy „model Bohra”, aby określić opis atomu wodoru podany przez Nielsa Bohra. Jest to bardziej ilościowa wersja modelu Rutherforda, gdyż uwzględniła warunki kwantowe, wybierając możliwe orbity, i wzory na częstości linii emisyjnych i absorpcyjnych. Model Bohra pozostaje modelem typu 1 i nadal uważamy go za prawdziwy, znów z dokładnością do udoskonaleń odpowiadających mechanice kwantowej.

Mówi się jednak o modelu Bohra również dla atomów z większą liczbą elektronów i choć Bohr rzeczywiście zrobił dużo, aby wyjaśnić budowę takich atomów i pochodzenie układu okresowego pierwiastków, to mamy tu do czynienia z modelem innego rodzaju i jeszcze do niego powrócimy.

Innymi modelami typu 1 są rywalizujące ze sobą hipotezy Nieustannego Tworzenia i Wielkiego Wybuchu w kosmogonii, przy czym ta druga hipoteza cieszy się obecnie większym uznaniem, oraz model sił jądrowych Majorany.

Idea Maxwella dotycząca eteru stała się z hipotezy opisem fenomenologicznym i przedyskutujemy ją razem z modelami typu 2.

Typ 2: model fenomenologiczny („zachowuje się, jak gdyby...”)

Zauważano często, że zjawisko fizyczne można wyjaśnić przy użyciu jakiegoś mechanizmu, ale nie ma dostatecznych dowodów, że jest to wyjaśnienie poprawne. Chociaż decyzję w tej sprawie można pozostawić otwartą, to opis przy użyciu takiego modelu może być użyteczny do wyjaśnienia wzajemnych związków i zasugerowania dalszych zastosowań lub eksperymentów. Na naszej liście jest kilka modeli typu 2.

Typ 2: model fenomenologiczny („zachowuje się, jak gdyby...”)

Epicykle Ptolemeusza?

Flogiston

Eter Maxwella (1?)

Atomy (\rightarrow 1)

Model ferromagnetyka Weissa (\rightarrow 5)

Model antyferromagnetyka Néela (\rightarrow 5)

Model kwarkowy (\rightarrow 1?)

Model Reggego

Model partonowy

Epicykle Arystotelesa i Ptolemeusza umieściłem tu ze znakiem zapytania. Chociaż zostały one wysunięte poprzednio jako hipoteza, można się zastanawiać, czy autorzy rzeczywiście wierzyli w istnienie tych kół nałożonych na koła, czy raczej traktowali je jako wygodny sposób opisu ruchu planet.

Tabela zawiera również ideę atomów, która początkowo opierała się na spostrzeżeniu,

że stosunki, w jakich pierwiastki łączą się ze sobą w związkach chemicznych, można wytłumaczyć przez wprowadzenie atomów o charakterystycznych masach. Teoria kinetyczna wykazała później, że równanie stanu gazu doskonałego i inne właściwości można wytłumaczyć przez ruch cieplny jego atomów i cząsteczek. Początkowo nie znano jednak żadnej metody wyznaczenia wielkości i liczby atomów. Wyniki pozostawały słuszne, gdy zmniejszono do połowy masę każdego atomu i zwiększono dwukrotnie ich liczbę. Można było nawet zastanawiać się, czy nie jest właściwe przejście do granicy nieskończonej liczby nieskończenie małych atomów, czyli przejście graniczne, które nie przerażałoby bardzo dzisiejszych teoretyków. Można więc zrozumieć, że tak wybitni fizycy jak Ernst Mach odrzucali hipotezę istnienia atomów. Dopiero na początku dwudziestego wieku dokładne metody pozwoliły określić bezwzględna skalę mas atomowych lub równoważnie, liczbę Avogadra (choć pewne całkiem dobre oszacowania były zrobione wcześniej), i różne metody dały porównywalne wyniki. Dowodzi to, że idea atomów należy do modeli typu 1.

Innym bardzo charakterystycznym przykładem jest model ferromagnetyzmu Pierre'a Weissa. Wiąże się on z ideą, że mikroskopowe magnesy, odpowiedzialne za magnetyzację ośrodków ferromagnetycznych (teraz wiemy, że są to spiny elektronów), podlegają działaniu nie tylko przyłożonego pola magnetycznego, ale także „pola molekularnego” proporcjonalnego do liczby już ustawionych magnesów, czyli do magnetyzacji. Ta prosta idea pomogła wyjaśnić zachowanie się tych substancji, a w szczególności wyjaśnić istnienie punktu Curie, czyli temperatury, przy której magnetyzacja spontaniczna maleje w sposób ciągły, choć bardzo stromo, do zera.

Późniejsze badania wykazały, że model ten nie jest właściwy z kilku powodów. Nie pozwala wyjaśnić dokładnie zależności magnetyzacji od temperatury, ani przy bardzo niskich temperaturach, ani w punkcie Curie i nie przewiduje magnetycznego wkładu do ciepła właściwego powyżej punktu Curie. Wiąże się to z tym, że siła ustawiająca magnesy elementarne zależy nie tylko od magnetyzacji, ale także od szczegółów rozkładu ustawionych magnesów. Pełna teoria jest dość złożona i nawet dzisiaj nie można się obejść bez przybliżeń i półempirycznych uzasadnień. Model Weissa jest więc nadal użyteczny, jeśli chcemy się szybko zorientować w prawdopodobnym zachowaniu się ferromagnetyka w nieznanych okolicznościach. Model antyferromagnetyzmu Néela i model Bragga-Williamsa uporządkowania w stopach są przykładami modeli wykorzystujących dokładnie tę samą zasadę co model Weissa.

Przy formułowaniu równań pola elektromagnetycznego James Clerk Maxwell uznał za konieczne przyjąć istnienie eteru jako ośrodka sprężystego o dużej sztywności, który przenika wszystkie ośrodki materialne. Maxwell nie mógł bowiem uwolnić się od przeświadczenia, że każde zjawisko fizyczne należy wyjaśnić przy użyciu pojęć mechanicznych. W swym najważniejszym artykule na ten temat z 1864 r. [1] sformułował on zastrzeżenia, które umieszczają jego podejście na pograniczu typów 1 i 2:

„Próbowałem poprzednio opisać szczególny rodzaj ruchu i szczególny rodzaj naprężeń, które przy odpowiednim dobraniu wyjaśniają zjawiska. W tym artykule unikam jakiegokolwiek hipotezy tego rodzaju i używając takich słów jak pęd elektryczny i sprężystość elektryczna w odniesieniu do znanych zjawisk indukcji prądów i polaryzacji dielektryków, chcę tylko nakierować myśli czytelnika na zjawiska mechaniczne, które mogą mu pomóc w zrozumieniu zjawisk elektrycznych. Wszystkie zwroty tego rodzaju w obecnym artykule należy uważać za ilustrujące, a nie za wyjaśniające.

Mówiąc jednak o energii pola, chciałbym być rozumiany dosłownie. Wszelka energia jest tym samym co energia mechaniczna, bez względu na to, czy istnieje w postaci ruchu, czy w postaci sprężystości, czy w innej postaci. Energia w zjawiskach elektromagnetycznych jest energią mechaniczną.”

Współczesnym przykładem modelu typu 2 jest model kwarkowy [2]. Pokazano, że regularności w zbiorze cząstek „elementarnych”, zarówno barionów jak i mezonów, odpowiadają grupie symetrii znanej jako grupa SU_3 . Gell-Mann i Ne’eman wykazali, że wszystkie właściwości tego schematu wynikają z modelu, w którym każdy barion jest zbudowany z trzech nowych cząstek, nazwanych przez Gell-Manna „kwarkami”, jeśli tylko przyjmie się proste założenia o zachowaniu się tych cząstek i ich oddziaływaniach. Początkowo model ten służył tylko jako najprostsza realizacja symetrii SU_3 i wskutek tego na tym etapie był typowym modelem typu 2. Dalszy rozwój modelu doprowadził do wielu dalszych wyników zgodnych z doświadczeniem i dziś powinniśmy prawdopodobnie traktować go jako hipotezę typu 1, chociaż jego szczegóły, w tym liczba różnych kwarków, zmieniły się i mogą ulec jeszcze dalszym zmianom.

Typ 3: przybliżenie (coś jest bardzo małe lub bardzo duże)

Tylko niektóre równania fizyki mają dokładne rozwiązania, które można stosować, ale zwykle trzeba się uciekać do metod przybliżonych albo do rozwiązań numerycznych. Rachunki numeryczne stają się uciążliwe, jeśli w zagadnieniu występuje duża liczba zmiennych i interesuje nas ogólny przegląd możliwych rozwiązań. W tych wypadkach naturalnym podejściem jest przybliżenie. W nauczaniu fizyki kładziemy zbyt niemały nacisk na wyjątkowe zagadnienia, które mają zwarte rozwiązania wyrażające się przez funkcje elementarne, i nie poświęcamy dość uwagi powszechniejszej sytuacji, gdy trzeba używać przybliżeń. Początkowo studenci są zwykle nieusatysfakcjonowani przybliżeniami i jeśli nawet wystarczy przybliżona odpowiedź, to chcą często znaleźć dokładną, jeśli jest to możliwe, i potem dokonują przybliżenia. Jest to zrozumiałe, gdyż umiejętność wybrania odpowiedniego przybliżenia, sprawdzenia jego samozgodności (np. upewnienie się, że nie występuje skracanie się) i znalezienia przynajmniej intuicyjnych powodów usprawiedliwiających zastosowanie przybliżenia jest znacznie bardziej subtelna niż dokładne rozwiązanie równania.

Typ 3: przybliżenie (coś jest bardzo małe lub bardzo duże)

Reakcja liniowa (prawa Ohma, Newtona, Hooke’a, Fouriera)

Gaz doskonały

Model powłokowy atomu

Model atomu Hartree’ego-Focka

Model Borna-von Kármána

Sieć Wignera

Przybliżenie Borna (atomy)

Przybliżenie Borna z falami odkształconymi (jądra atomowe)

Jeden z ważnych rodzajów zagadnień, w których stosuje się przybliżenie, charakteryzuje się określeniem „reakcji liniowej”. Dotyczy to sytuacji, w której z definicji interesujemy się reakcją układu na pewien parametr, w granicy gdy parametr ten można traktować jako nieskończenie mały. Przykładem może tu być prawo Ohma. Oporność obwodu lub jego części definiujemy jako stosunek napięcia do natężenia prądu w granicy nieskończenie małego napięcia. Przyzwyczajeni jesteśmy do obwodów z przewodnikami metalicznymi, w których

trudno jest wytworzyć dostatecznie duży gradient potencjału, aby poprawki do liniowości były dostrzegalne. Dlatego łatwo przyzwyczajamy się traktować prawo Ohma jako prawo Przyrody zamiast jako przybliżenie. Pouczające jest znalezienie efektów, które zostały zaniedbane przy wyprowadzaniu prawa liniowego, i ocena ich wielkości w pewnych praktycznych sytuacjach. W półprzewodnikach sprawa wygląda inaczej i łatwo jest wyjść z obszaru słuszności prawa Ohma. W izolatorach obszar liniowy można obserwować tylko przy szczególnych środkach ostrożności.

Inne wypadki reakcji liniowej, jak prawo sprężystości Hooke'a, prawo stygnięcia Newtona lub prawo przewodnictwa cieplnego Fouriera, są podobne w swej zasadzie, lecz we wszystkich tych wypadkach bardzo często spotykamy się z całkiem wyraźnymi odchyleniami od liniowości i dlatego, przykładowo, pomiary stałych sprężystych lub przewodnictwa cieplnego wymagają specjalnych metod w postaci ekstrapolacji do infinitezmalnych naprężeń lub gradientów. Warto sobie uzmysłwić, że współczynniki reakcji liniowej mogą być interesujące nawet wtedy, gdy doświadczalnie lub teoretycznie można znaleźć łatwo prawo dokładniejsze. Na przykład stabilność układu zależy od znaków współczynników reakcji liniowej na różne możliwe zaburzenia.

Jest jednak wiele innych modeli, w których wielkość traktujemy jako małą, choć nie możemy uczynić jej infinitezmalną. Na przykład, model powłokowy jest nadzwyczaj ważnym narzędziem fizyki atomowej. Ruch elektronów jest w nim opisywany jako ruch w pewnym uśrednionym polu potencjalnym. Odchylenie od tego uśrednionego pola oraz korelacje między ruchem elektronów, jakie ono powoduje, traktuje się jako małe. Znalezienie ruchu w uśrednionym polu i wyznaczenie tego uśrednionego pola jest możliwe przy użyciu metod numerycznych. Na tym etapie wiele poziomów w atomach jest nadal zwyrodniałych, gdyż nie pojawia się zależność energii od wzajemnego ustawienia orbitalnego i spinowego momentu pędu różnych elektronów. Ważne jest więc poprawienie powyższych wyników przez uwzględnienie tych efektów resztkowych przy użyciu rachunku zaburzeń. Otrzymuje się wtedy jasny obraz struktury poziomów i właściwości stanów atomowych. Wystarczy często obliczyć tylko efekty pierwszego rzędu, czyli uwzględnić człony liniowe w oddziaływaniach resztkowych, choć w niektórych wypadkach trzeba włączyć dalsze człony. Warto jednak zawsze dobrze poznać naturę fizyczną zaniedbywanych członów wyższych rzędów, aby ocenić prawdopodobieństwo ich ważności w badanym zagadnieniu.

W takich sytuacjach nie można zwykle podać ścisłego dowodu, że przybliżenie jest wystarczające, czyli ustalić wyraźnej granicy na błąd związany z zaniedbaniem wyższych członów. Tu właśnie ujawnia się znaczenie oceny i doświadczenia — doświadczony fizyk wie zwykle, gdzie spodziewać się głównych błędów, i potrafi sprawdzić ich prawdopodobny wpływ.

U ludzi nieobeznanych z metodami pracy fizyka może powstać wrażenie, że potrzeba uciekania się do intuicyjnych ocen nieudowodnionych przybliżeń czyni takie podejście niezadowolającym. Trzeba jednak pamiętać, że precyzując jakieś zagadnienie fizyczne musimy dokonać takich ocen na samym początku. Żaden eksperyment nie jest nigdy dokładnie powtarzalny ze względu na dużą liczbę czynników zewnętrznych, które zmieniają się z dnia na dzień, zależą od miejsca i *mogłyby* mieć wpływ w danej sytuacji. Począwszy od pogody, pola magnetycznego Ziemi, stanu przyprawów lub wybuchów słonecznych i kończąc na wieku i stanie umysłu obserwatora, mamy zbyt wiele czynników do praktycznego

kontrolowania. W zwykłych badaniach fizycznych wszystkie lub prawie wszystkie zmiany tego rodzaju są zaniechane. Możemy często zbadać wpływ jakiegokolwiek z nich i sprawdzić, że rzeczywiście nie jest ona ważna. Można też oczywiście wymyślić eksperymenty, dla których każdy z tych małych efektów może być decydujący. Udowodnienie, że wszystkie takie możliwe zmiany są zaniechane, byłoby nadzwyczaj żmudne lub nawet niemożliwe, zwłaszcza gdy badane zjawisko nie jest dostatecznie zrozumiane. Innymi słowy, nawet przed zdefiniowaniem zagadnienia fizyk jest zmuszony do intuicyjnych ocen tego rodzaju.

Warto również wymienić gaz doskonały, czyli gaz, w którym cząsteczki nie zderzają się ze sobą i poruszają się niezależnie od siebie. Dowolny gaz rzeczywisty staje się tym bliższy granicy gazu doskonałego, im mniejsze jest jego ciśnienie. Wskutek tego można pracować z gazami tak rozrzedzonymi, że odchylenia od praw gazu doskonałego są całkowicie zaniechane. Można więc użyć takiego gazu, np. w termometrze gazowym, i otrzymać całkiem dokładną skalę temperatury bezwzględnej. W tym wypadku przybliżenie jest tego samego rodzaju co w omawianych wcześniej wypadkach reakcji liniowej. Nawet przy wyraźnie większych gęstościach wyobrażenie sobie w interesującej nas sytuacji gazu doskonałego jest wciąż bardzo pomocne ze względu na jego prostotę. Dla celów ilościowych może zająć potrzeba poprawienia naszych wyników przez uwzględnienie zderzeń i wtedy mamy do czynienia z charakterystycznym zastosowaniem modelu typu 3. Dla szybkiej orientacji w tym, co się będzie działo w danej sytuacji można jednak często zaniechać te poprawki i model jest wtedy wykorzystywany w rzeczywistości jako model typu 4.

Typ 4: uproszczenie (pomijanie pewnych właściwości dla uzyskania większej jasności)

Wiele zagadnień spotykanych w fizyce jest na pierwszy rzut oka tak skomplikowanych, że się nie widzi lasu spoza drzew. Zrozumienie takiego zagadnienia może znacznie ułatwić analiza przy użyciu uproszczonego modelu, w którym pomija się niektóre z komplikujących go właściwości.

Typ 4: uproszczenie (pomijanie pewnych właściwości dla uzyskania większej jasności)

Model Clausiusa-Mossottiego

Gaz van der Waalsa

Model ciepła właściwego Debye'a

Model elektrolitu Debye'a-Hückela

Model Heitlera-Londona

Elektron Blocha

Model powłokowy jądra

Model Nilssona

Model jądra złożonego

Model optyczny

Przybliżenie Borna (jądro atomowe)

Model oddziaływania bezpośredniego

Model gigantycznego rezonansu Browna-Bolsterlego

Model kul ognistych (*fireball model*)

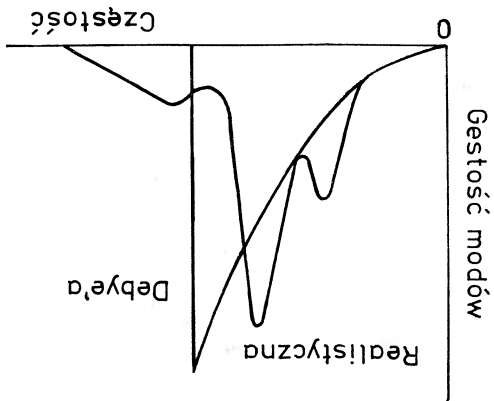
Rozważmy przykładowo model Debye'a dla ciepła właściwego ciał stałych. Debye był mistrzem w tworzeniu i konstruktywnym wykorzystywaniu modeli. Interesował się

on cieplnymi drganiami sieci krystalicznej. W wikszości wypadków o praktycznym znaczeniu drgania sieci można traktować jako harmoniczne (co jest przybliżeniem typu 3) i wtedy drgania te można opisać przy użyciu fal sieciovych, charakteryzujących się długością fali, kierunkiem i polaryzacją. Dla długości fali dużych w porównaniu ze stałymi sieci są to fale dźwiękowe i ich częstotliwość jest proporcjonalna do liczby falowej ze współczynnikiem równym

prędkości dźwięku.

Do wyznaczenia ciepła właściwego konieczne trzeba znać widmo częstotliwości, czyli liczbę modów drgań w dowolnym przedziale częstotliwości. W obszarze akustycznym łatwo jest zauważyć, że gęstość modów jest proporcjonalna do kwadratu częstotliwości z czynnikiem proporcjonalności zależnym od prędkości dźwięku. (Ponieważ prędkość dźwięku zależy od kierunku rozchodzenia się i polaryzacji, to ograniczamy się do efektywnej prędkości dźwięku, którą otrzymuje się przez uśrednienie po kierunkach i polaryzacjach odwrótości szescianu prędkości dźwięku. Wyznaczenie prędkości efektywnej wymaga znajomości stałych sprężystości pojedynczego krystalitu). Dla krótszych fal widmo częstotliwości zależy od szczegółów dynamiki sieci. Znamy jednak całkowitą liczbę modów, czyli całkowitą liczbę atomów, gdyż musi być ona równa liczbie stopni swobody, czyli potęgowej liczbie atomów.

Model Debye'a polegał na założeniu, że dla wszystkich częstotliwości, aż do maksymalnej, widmo częstotliwości jest w dalszym ciągu proporcjonalne do ω^2 . Maksymalną częstotliwość dobiera się tak, aby otrzymać właściwą całkowitą liczbę modów. Widmo Debye'a jest przedstawione na rys. 1. Jeśli znana jest efektywna prędkość dźwięku, to nie zawiera ono żadnego dowolnego parametru. Prędkość ta zwykle nie była dokładnie wyznaczona w tym czasie i Debye potraktował ją, lub równoważnie częstotliwość maksymalną, jako parametr swobody.



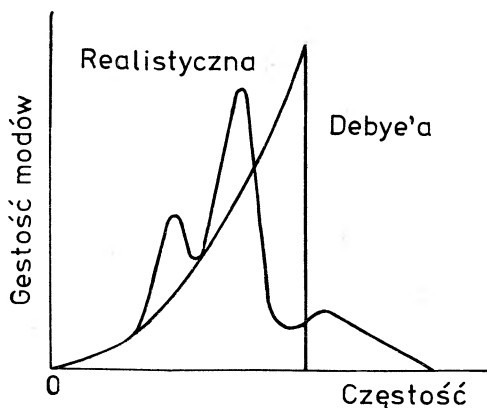
Rys. 1. Rozkład gęstości modów drgań sieci krystalicznej w funkcji częstotliwości: przyjmowany w modelu Debye'a i wynikający z realistycznych obliczeń [3]

Ze sposobu konstrukcji modelu wynika jego poprawność przy bardzo niskich temperaturach, gdzie są wzbudzone tylko drgania o niskich częstotliwościach, i przy wysokich temperaturach, gdzie można zaniedbać efekty kwantowe i klasyczne prawo ekwipartycji prowadzi do prawa Dulonga-Petita, jeśli liczba stopni swobody jest właściwa. Model Debye'a daje więc wzór interpolacyjny, który jest jakościowo użyteczny także przy pośrednich temperaturach. Nie można oczekiwać, by model ten był dokładny w całym zakresie, gdyż wykorzysty-

on ciepłymi drganiami sieci krystalicznej. W większości wypadków o praktycznym znaczeniu drgania sieci można traktować jako harmoniczne (co jest przybliżeniem typu 3) i wtedy drgania te można opisać przy użyciu fal sieciowych, charakteryzujących się długością fali, kierunkiem i polaryzacją. Dla długości fal dużych w porównaniu ze stałymi sieci są to fale dźwiękowe i ich częstość jest proporcjonalna do liczby falowej ze współczynnikiem równym prędkości dźwięku.

Do wyznaczenia ciepła właściwego konieczne trzeba znać widmo częstości, czyli liczbę modów drgań w dowolnym przedziale częstości. W obszarze akustycznym łatwo jest zauważyć, że gęstość modów jest proporcjonalna do kwadratu częstości z czynnikiem proporcjonalności zależnym od prędkości dźwięku. (Ponieważ prędkość dźwięku zależy od kierunku rozchodzenia się i polaryzacji, to ograniczamy się do efektywnej prędkości dźwięku, którą otrzymuje się przez uśrednienie po kierunkach i polaryzacjach odwrotności sześcianu prędkości dźwięku. Wyznaczenie prędkości efektywnej wymaga znajomości stałych sprężystości pojedynczego kryształu). Dla krótszych fal widmo częstości zależy od szczegółów dynamiki sieci. Znamy jednak całkowitą liczbę modów, czyli całość z widma, gdyż musi być ona równa liczbie stopni swobody, czyli potrojonej liczbie atomów.

Model Debye'a polegał na założeniu, że dla wszystkich częstości, aż do maksymalnej, widmo częstości jest w dalszym ciągu proporcjonalne do ω^2 . Maksymalną częstość dobiera się tak, aby otrzymać właściwą całkowitą liczbę modów. Widmo Debye'a jest przedstawione na rys. 1. Jeśli znana jest efektywna prędkość dźwięku, to nie zawiera ono żadnego dowolnego parametru. Prędkość ta zwykle nie była dokładnie wyznaczona w tym czasie i Debye potraktował ją, lub równoważnie częstość maksymalną, jako parametr swobodny.



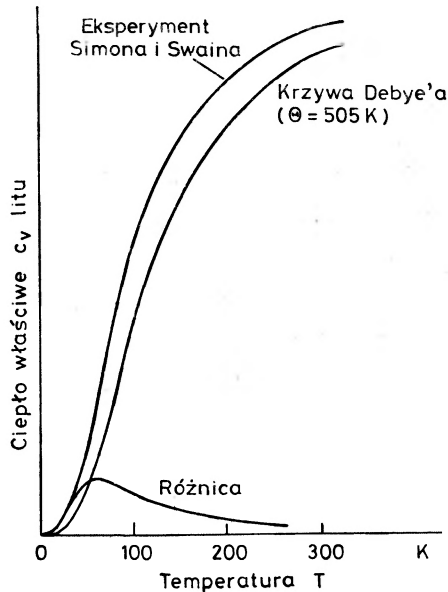
Rys. 1. Rozkład gęstości modów drgań sieci krystalicznej w funkcji częstości: przyjmowany w modelu Debye'a i wynikający z realistycznych obliczeń [3]

Ze sposobu konstrukcji modelu wynika jego poprawność przy bardzo niskich temperaturach, gdzie są wzbudzone tylko drgania o niskich częstościach, i przy wysokich temperaturach, gdzie można zaniedbać efekty kwantowe i klasyczne prawo ekwipartycji prowadzi do prawa Dulonga-Petita; jeśli liczba stopni swobody jest właściwa. Model Debye'a daje więc wzór interpolacyjny, który jest jakościowo użyteczny także przy pośrednich temperaturach. Nie można oczekiwać, by model ten był dokładny w całym zakresie, gdyż wykorzy-

stuje on nierealistyczne widmo częstości. Na rys. 1 porównujemy je z realistyczną krzywą dla NaCl, obliczoną przez Kellermana [3] w modelu Borna-von Kármána (model typu 3).

Przez pewien czas wydawało się, że prawo Debye'a jest bardziej dokładne, niż być powinno. Wiązało się to głównie z tym, że przy niskich temperaturach było mało dobrych pomiarów i przez dobranie maksymalnej częstości, lub równoważnej jej temperatury Debye'a Θ , można było otrzymać sensowne dopasowanie przy średnich temperaturach.

Lepsze eksperymenty przy niskich temperaturach, wykonane np. przez F. Simona, spowodowały zaskoczenie, gdyż przyzwyczajono się już uważać prawo Debye'a za pewne. Na rys. 2 pokazane są wyniki eksperymentów Simona i Swaina z 1935 r. [4], czyli ciepło



Rys. 2. Ciepło właściwe litu z pomiarów Simona i Swaina [4], dopasowana przez nich krzywa Debye'a oraz różnica między nimi

właściwe c_v litu. Na rysunku są także krzywa Debye'a dla $\Theta = 505$ K dopasowana przez tych autorów i różnica między nią a wynikami eksperymentalnymi. Zgodnie z oczekiwaniami różnica znika w $T = 0$, gdzie krzywa doświadczalna i teoretyczna dochodzą do zera, i przy wysokich temperaturach, gdzie obie krzywe dążą do wartości Dulonga-Petita. Różnica posiada więc garb, który interpretowano jako oznakę przemiany w tej substancji. Ta niepoprawna interpretacja wynikała z całkowitego niezrozumienia istoty użytego modelu. Ograniczenia modelu Debye'a wyraźnie uwypuklił Blackman [5].

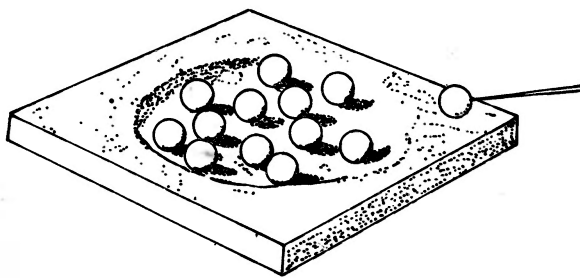
Użyłem tej ilustracji w wykładzie na cześć Cherwella i Simona w Oxfordzie i nie odczuwałem żadnych skrępałów przy omawianiu błędu Francisca Simona w wykładzie na jego cześć, gdyż właśnie z błędów wielkich fizyków wiele się można nauczyć. Szukałem podobnie pouczającego błędu u lorda Cherwella i nie mogąc znaleźć, doszedłem do wniosku, że z nich dwóch Simon był większym fizykiem!

Innym przykładem modelu typu 4 jest model jądra złożonego wprowadzony przez

Nielsa Bohra w 1936 r. Do tego czasu zderzenia jądrowe zwykło się dyskutować w ten sam sposób co zderzenia atomowe, czyli opisywać np. zderzenie neutronu z jądrem jako ruch głównie w statycznym polu sił i zbliżenie się do jednego ze składników jądra tarczy traktować jako przypadkowe. Na tej podstawie oczekiwano wtedy, że neutron rozpraszają się na ogół bez dużej straty energii i że szansa jego wychwytu promienistego w takim zderzeniu jest bardzo mała. Było więc zaskoczeniem, gdy eksperymenty Fermiego i innych fizyków wykazały, że przekrój czynny na rozpraszanie był zwykle mały, zaś przekrój czynny na wychwyt był duży. Podobnie tajemnicze było pojawianie się wielu bardzo ostrych rezonansów w zderzeniach niskoenergetycznych neutronów z jądrami.

Bohr zwrócił uwagę, że model niezależnych cząstek słabo oddziałujących nie był uzasadniony i że trzeba rozważyć utworzenie przez nukleony jądra tarczy i dodatkowy neutron jednego układu blisko oddziałujących cząstek czyli jądra złożonego. W tym wypadku, mimo że neutron wszedł do jądra z dodatnią energią i miał z tego powodu dosyć energii do jego opuszczenia, to ta nadwyżka energii została podzielona między wiele cząstek. Prawdopodobieństwo jej ponownego skupienia się w jednej cząstce było bardzo małe i musiał upłynąć długi czas, zanim padający (lub jakiś inny) neutron mógł opuścić jądro. Prawdopodobieństwo przejścia promienistego w ciągu tego czasu mogło być duże, a długi czas życia, zgodnie z zasadą nieoznaczoności, wyjaśniał także pojawianie się ostrych energetycznie rezonansów.

Na rys. 3 z artykułu Bohra [6] przedstawiona jest graficznie analogiczna sytuacja dla kuli bilardowej wpadającej do zagłębienia zajętego już przez kilka podobnych kul. Prawdopodobieństwo, że padająca kula przejdzie prosto przez zagłębienie i wyjdzie z drugiej strony, jest oczywiście zanedbywalne. Zastosowanie tego modelu było nadzwyczaj owocne w rozwoju fizyki jądrowej, zwłaszcza w odniesieniu do reakcji wywoływanych przez neutrony.



Rys. 3. Ilustracja zasady modelu jądra złożonego, pochodząca z artykułu Nielsa Bohra [6]

Sukces modelu przekonał wielu z nas, łącznie z Nielsem Bohrem, że ten model „kropłowy” nadaje się do wszystkich zagadnień jądrowych, w tym także do jądra w stanie podstawowym lub w stanie nisko wzbudzonym. We wszystkich tych wypadkach mamy do czynienia z silnym sprzężeniem między nukleonami i nie miałyby sensu przypisywanie nukleonom indywidualnych orbit, jak to robiliśmy w modelu powłokowym atomu. Wielu fizyków sprzeciwiało się więc mocno próbom opisu jąder przy użyciu modelu powłokowego. Silna wiara w model kropłowy poza obszarem jego stosowalności zahamowała tu postęp i dopiero sukces obliczeń w ramach modelu powłokowego ujawnił, że model ten ma znaczenie dla wielu zagadnień przy małej energii wzbudzenia. Dopiero później zdano sobie sprawę, że w stanie podstawowym (lub blisko tego stanu), gdy wszystkie orbity o niskiej

energii są zapełnione, zasada Pauliego tłumi efekty oddziaływania między nukleonami. Oddziaływania te stają się ważniejsze przy wyższych wzbudzeniach, takich jak w jądrze złożonym; każdy z modeli ma więc swój obszar stosowności.

Lista modeli typu 4 zawiera wiele pozycji z fizyki jądrowej. Jest to naturalne, gdyż fizyka jądrowa dotyczy zagadnień wielu ciał, których ścisłe rozwiązanie byłoby nadzwyczaj trudne, i wiąże się z szerokim zakresem energii oraz bardzo różnymi typami reakcji. Jest to ten rodzaj sytuacji, w którym modele mogą stanowić ogromną pomoc w klarowaniu się naszego zrozumienia.

Typ 5: model pouczający (nie ma uzasadnienia ilościowego, ale daje pogląd)

Często trzeba lub warto odejść nawet daleko od opisu realistycznego i dokonać większego uproszczenia, zachowując jednak dostatecznie duże podobieństwo do prawdziwej sytuacji, aby móc coś zrozumieć z jej istoty. Różnica między modelami tego typu i typu 4 jest mniej ostra niż poprzednio, ale mam nadzieję, że poniższy wyciąg z mojej listy będzie tu dobrą ilustracją.

Typ 5: model pouczający (nie ma uzasadnienia ilościowego, ale daje pogląd)

Model Bohra dla atomu z wieloma elektronami

Średnia droga swobodna

Doskonały gaz Bosego

Model ciepła właściwego Einsteina

Model galarety

Model miseczkowy

Model par dla nadprzewodnika lub jądra

Model ferromagnetyka Heisenberga

Model ferromagnetyka Stonera

Model Hartree'go-Focka dla jądra

Model gazu Fermiego dla jądra

Model kroplowy

Model klastrowy

Model cząstek α

Modele gigantycznego rezonansu Goldhabera-Tellera i Jensena-Steinwedela

Model Veneziana

Model worka

Jako typowy przykład rozważmy pojęcie średniej drogi swobodnej w teorii kinetycznej. Zderzenia między cząsteczkami są ważne w pewnych zagadnieniach nawet w rozrzedzonych gazach. Dotyczy to szczególnie zagadnień przenoszenia (transportu), np. lepkości, dyfuzji i przewodnictwa cieplnego. Pełna teoria tych zderzeń jest złożona i nie zawsze przejrzysta. Często zakłada się więc, że każda cząsteczka ma pewne prawdopodobieństwo, na jednostkę przebytej drogi, zderzenia się z inną i że po tym zderzeniu jej ruch jest przypadkowy, czyli nie przenosi się żadna pamięć o prędkości lub kierunku przed zderzeniem. Model ten pozwala wypisać proste wyrażenia na współczynniki transportu i na wiele innych wielkości w zależności od średniej drogi swobodnej. Ponieważ model jest bardzo uproszczony, to wynikające zeń stosunki między współczynnikami transportu są niekoniecznie poprawne (chyba, że istnieje jakaś tożsamość niezależna od modelu, jak np. związek Einsteina między ruchliwością jonów w polu zewnętrznym i ich współczynnikiem dyfuzji). Są one jednak zwykle właściwego rzędu wielkości. W pewnych wypadkach, np. w teorii

elektronowej metali i w sieciowym przewodnictwie cieplnym niemetalu, trzeba używać średnich dróg swobodnych o bardzo różnych rzędach wielkości dla różnych zjawisk. Do ogólnej orientacji model ten jest tak użyteczny, że jest ciągle używany nawet przez tych, którzy znają jego słabości i pułapki. Na przykład, pozwala on szybko zorientować się, czy w eksperymencie przy małym ciśnieniu średnia droga swobodna będzie porównywalna z wymiarami tłoka lub średnicą rurki i czy zamiast praw typowych dla dużych objętości trzeba użyć rozważań Knudsen'a. Podobnie może on pomóc w ocenie, czy jakaś ilość zanieczyszczeń może wpłynąć na właściwości transportu lub inne zjawiska.

Innym przykładem jest model Einsteina dla ciepła właściwego ciał stałych, poprzedzający omówiony poprzednio model Debye'a. Pochodzi on z czasów, gdy badano znaczenie kwantowych hipotez Plancka i Einsteina. Wiedzano wówczas, że ciepło właściwe ciał stałych w niskich temperaturach spada poniżej wartości Dulonga-Petita, i Einstein był ciekaw, czy teoria kwantowa może to wyjaśnić. Opis oscylatorów harmonicznym w teorii kwantowej był bardzo dobrze znany i wiedzano również, że w dobrym przybliżeniu ruch atomów w kryształach jest harmoniczny. Einstein przyjął najprostsze możliwe założenie, że atomy poruszają się niezależnie od siebie z tą samą częstością. Wynikające z obliczeń ciepło właściwe malało od wartości Dulonga-Petita (przy wysokiej temperaturze) do zera (przy $T = 0$) i dlatego było jakościowo zgodne z obserwacją eksperymentalną. Model przewidywał ciepło właściwe, które w niskiej temperaturze malało wykładniczo w przeciwieństwie do poprawnego zachowania jak T^3 , które wynika z modelu Debye'a. Einstein oczywiście doskonale wiedział, że jego model jest grubym przybliżeniem, ale model spełnił swoją rolę.

Realistyczne widmo, przedstawione na rys. 1, zawiera w rzeczywistości kilka dość ostrych maksimumów, reprezentujących skupianie się modów wokół określonych częstości. Tę część widma można więc całkiem dobrze przedstawić przez rozszerzenie modelu Einsteina do kilku częstości, a w pewnych substancjach może nawet dominować pojedyncza częstość. Jest więc możliwe, że przy pośrednich temperaturach gruby model Einsteina może lepiej pasować do danych niż bardziej wyrafinowany model Debye'a.

Bardzo współczesnym przykładem jest model worka hadronów (tzn. cząstek elementarnych oddziałujących silnie) [7], w którym zakłada się ostrą granicę („worek”) między obszarem wewnętrznym, w którym kwarki walencyjne mogą się poruszać swobodnie podlegając jedynie średnio silnemu wzajemnemu oddziaływaniu i uwięzieniu przez worek, i przestrzenią zewnętrzną, do której kwarki nie mogą przenikać pojedynczo. Niektórzy z moich kolegów, przypisujący modelowi worka większą realistyczność, mogliby się nie zgodzić z jego przyporządkowaniem do typu 5. Może się okazać w dalszych badaniach, że model jest rzeczywiście bliższy konsekwentnej teorii, niż widać to teraz.

Typ 6: analogia (tylko pewne właściwości są wspólne)

Nieraz trzeba, lub jest wygodnie, nauczyć się czegoś o układzie fizycznym z analizy prostszego układu, który nie oddaje go we wszystkich zasadniczych elementach, ale ma kilka jego typowych cech. Na naszej liście są to następujące pozycje:

Typ 6: analogia (tylko pewne właściwości są wspólne)

Model rozpraszania fononów Debye'a

Model Isinga

Model „ $X - Y$ ”

Gaz sieciowy

Model nadprzewodnika Londona

Model sił jądrowych Heisenberga

Jako przykład rozważmy model Isinga. Jest to model ferromagnetyka lub uporządkowanego stopu, w którym każdy węzeł sieci może być w jednym z dwóch stanów (dwie przeciwne orientacje magnesu w wypadku ferromagnetyzmu, dwa rodzaje atomów w stopie). Zakłada się, że energia oddziaływania dla każdej pary najbliższych sąsiadów zależy od tego, czy są w tym samym czy też w różnych stanach. Ising, który wprowadził ten model, zbadał go tylko w jednym wymiarze, czyli dla łańcucha liniowego. Odkrył on, że model nie wykazuje żadnych interesujących właściwości i w szczególności nie istnieje ostre przejście fazowe. Doprowadziło to do przypuszczenia, że w jednym wymiarze nigdy nie ma ostrego przejścia fazowego, gdy mamy do czynienia z siłami o skończonym zasięgu. Zostało to później udowodnione całkiem ogólnie.

W dwóch i trzech wymiarach model wykazuje jednak przejścia fazowe i nadal jest dostatecznie prosty, aby go badać przy użyciu możliwych przybliżeń. W wypadku dwuwymiarowym istnieje nawet ściśle rozwiązanie, znalezione przez L. Onsagera przy użyciu imponującej techniki rachunkowej. Dla ferromagnetyzmu model jest nierealistyczny, gdyż przy spinie atomowym większym niż $1/2$ mamy więcej niż dwie orientacje, a jeśli spin jest równy $1/2$, to nie można zaniedbać efektów kwantowych. Model jest nieco bardziej realistyczny dla stopów, ale dla stopów metalicznych oddziaływanie między atomami zachodzi częściowo przez elektrony przewodnictwa i takie oddziaływanie nie jest w żaden sposób ograniczone do najbliższych sąsiadów.

Mimo to wiele można się nauczyć z tego modelu. Na przykład, rozwiązanie Onsagera w wypadku dwuwymiarowym wykazuje, że ciepło właściwe jest nie tylko nieciągłe w punkcie krytycznym (jak początkowo zakładano dla przejścia fazowego drugiego rodzaju), ale dąży do nieskończoności, gdy dochodzimy do punktu krytycznego z dołu lub z góry. Pomogło to w rozwoju teorii przejść fazowych, która obecnie jest bardzo wyrafinowanym działem mechaniki statystycznej. Różne odmiany modelu Isinga były wykorzystywane jako pole doświadczalne dla metod i przybliżeń w tej dziedzinie.

Innym przykładem, który wskazuje zarazem na pułapki pracy z analogiami, jest podejście Debye'a [8] do sprzężenia anharmonicznego między drganiami sieci. Wspominaliśmy poprzednio o ujęciu harmonicznym, które prowadzi do niezależnych modów w postaci fal sieciowych. W pewnych zagadnieniach, np. w sieciowym przewodnictwie cieplnym lub w tłumieniu fal dźwiękowych, istotne są poprawki do przybliżenia harmonicznego. Powodują one sprzężenie między różnymi modami. Debye spojrział na ten problem przez analogię z rozpraszaniem światła na fluktuacjach gęstości, np. w gazie. Współczynnik załamania światła zależy wtedy od gęstości i fluktuacje współczynnika załamania związane z fluktuacjami gęstości powodują rozpraszanie światła. Teoria tego zjawiska jest dobrze znana. Debye zauważył, że w siłach międzyatomowych człony nieliniowe powodują, iż współczynnik załamania dla fal dźwiękowych zależy od gęstości. Ruch cieplny sieci, który zawiera fale podłużne, powoduje fluktuacje gęstości, a stąd i akustycznego współczynnika załamania. Można więc było wykorzystać znaną teorię rozpraszania światła. Doprowadziło to do kilku użytecznych wniosków, na przykład, że przewodność cieplna w wysokich

temperaturach (gdzie słuszne jest prawo Dulonga-Petita) jest odwrotnie proporcjonalna do temperatury. W innych sprawach analogia zawodziła, gdyż przewidywała np. skończoną przewodność cieplną dla ośrodka ciągłego bez struktury atomowej, chociaż można udowodnić, że przewodność jest wtedy nieskończona.

Przyczyną niepowodzenia było to, że w teorii rozpraszania światła fluktuacje gęstości traktuje się jako statyczne. Jest to uzasadnione w wypadku rozpraszania światła, gdyż przemieszczanie się fluktuacji gęstości następuje z prędkością dźwięku, czyli bardzo wolno w porównaniu z prędkością światła. Gdy jednak badamy rozpraszanie fal dźwiękowych, to oczywiście nie można zaniedbać ruchu fal gęstości. Jest to znów przykład, w którym możemy się uczyć z potknięcia wielkiego fizyka, tym razem mistrza w tworzeniu i stosowaniu modeli.

Zastosowanie analogii w pierwszym artykule Heisenberga o siłach jądrowych [9] stanowi inną bardzo interesującą historię. Było to wkrótce po odkryciu neutronu i gdy Heisenberg uświadomił sobie, że jądro można właściwie opisywać przy użyciu protonów i neutronów, to nie mógł się powstrzymać od myśli, że neutron musi się w końcu składać z protonu i elektronu i wobec tego musi być pewna analogia między układem proton-neutron a oddziaływaniem atomu wodoru z protonem. Ta analogia doprowadziła go do postulatu, że powinno istnieć oddziaływanie wymiany między protonem i neutronem, które odpowiada wymianie ich ładunku, podobnie jak w układzie $H - H^+$ istnieje siła wymiany związana z wymianą elektronu między dwoma protonami. Sugestia ta okazała się konstruktywna i później udowodniono, że taka siła wymiany między protonem i neutronem rzeczywiście istnieje, chociaż nie stanowi całego oddziaływania między nimi i w szczególności jest nieco różna w swej zależności spinowej od przypuszczenia Heisenberga.

Ta sama analogia doprowadziła jednak Heisenberga do przekonania, że nie powinna istnieć żadna siła jądrowa między dwoma protonami, zaś siła między dwoma neutronami winna być odpychająca. Te stwierdzenia są w sprzeczności z późniejszymi odkryciami i w szczególności prowadziłyby do naruszenia prawa symetrii ładunkowej, zgodnie z którą siły jądrowe nie ulegają zmianie przy zastąpieniu protonów neutronami i na odwrót.

Typ 7: eksperymenty myślowe (głównie do wykazania niemożliwości)

Rozważymy na zakończenie typ modeli, który ma nieco inną naturę niż pozostałe. Eksperyment myślowy jest możliwym eksperymentem i choć może nie być łatwy do wykonania lub bardzo realistyczny, to nie narusza żadnego znanego prawa fizyki.

Typ 7: eksperyment myślowy (głównie do wykazania niemożliwości)

Cykl Carnota

Demon Maxwella

Mikroskop Heisenberga z promieniami γ

Paradoks Einsteina-Podolskiego-Rosena

Celem eksperymentu myślowego jest zwykle obalenie jakiejś hipotezy. Jeśli rozważana hipoteza prowadziłaby do bezsensownego wniosku lub wyniku eksperymentu naruszającego znane zasady, to hipoteza musi być błędna.

Takie argumenty są bardzo powszechne w termodynamice, począwszy od cyklu Carnota, który np. pozwala ustalić granicę na współczynnik sprawności silnika pracującego w danym zakresie temperatur.

Nieco inny charakter ma demon Maxwella, kontrolujący otwór, przez który mogą przejść cząsteczki mieszaniny gazów, i otwierający go dla cząsteczek jednego gazu, a zamykający dla drugiego, lub umożliwiający przejście tylko cząsteczkom z prędkościami w pewnym zakresie. Wykazuje się wtedy, że taki demon nie może istnieć bez naruszenia zasad termodynamiki (chyba, że jego funkcjonowanie wykorzystuje odpowiednią ilość energii swobodnej).

Innym takim hipotetycznym eksperymentem jest mikroskop Heisenberga z promieniami γ , który posłużył Heisenbergowi do zilustrowania jego zasady nieoznaczoności. Rzecz polegała na wykazaniu, że oświetlenie elektronu, konieczne do zobaczenia go w mikroskopie, powoduje niekontrolowaną zmianę jego pędu i że ta zmiana jest tym większa, im dokładniej chcemy określić położenie elektronu. Eksperyment ten nie był używany do udowodnienia czegokolwiek, gdyż zasadę nieoznaczoności można wyprowadzić bezpośrednio z formalizmu mechaniki kwantowej. Byłoby trudno udowodnić ją w eksperymentach myślowych, gdyż można by tylko wykazać, że szczególna metoda obserwacji nie narusza ograniczeń wynikających z zasad nieoznaczoności, ale zawsze mogłyby istnieć inne metody. Heisenberg chciał wykazać, że istotę nowej zasady można zrozumieć bez odwoływania się do formalizmu matematycznego mechaniki kwantowej. Potrzebował więc ilustracji, a nie dowodu.

Eksperymenty myślowe wystarczyłyby do *obalenia* takiego stwierdzenia jak zasada nieoznaczoności. Gdyby można było wymyśleć pojedynczy eksperyment, który mierzyłby wielkości fizyczne z błędami mniejszymi niż odpowiadające tej zasadzie, to zasada byłaby obalona. Einstein, który sceptycznie odnosił się do podstaw mechaniki kwantowej, próbował znaleźć eksperymenty myślowe obalające zasadę nieoznaczoności, ale w każdym z nich Niels Bohr znajdował w końcu słaby punkt. Te dyskusje ogromnie umocniły i pomogły zrozumieć zasadę nieoznaczoności.

Argument Einsteina, Podolskiego i Rosena [10] był nieco innego rodzaju. Zgodnie z nim, mając dwie cząstki o spinie $1/2$ w stanie o całkowitym spinie równym 0, można przez obserwację tylko jednej z czątek uzyskać informację o składowej spinu drugiej cząstki, chociaż cząstki te mogą być wtedy tak daleko od siebie w przestrzeni, że w czasie obserwacji żadna informacja nie mogłaby być między nimi przekazana. Chodziło o wykazanie, że w mechanice kwantowej istnieje punkt słaby logicznie. W rzeczywistości wykazano, że w mechanice kwantowej funkcji falowej nie można uważać za wielkość realną fizycznie. Funkcja falowa reprezentuje tylko stan naszej wiedzy o układzie fizycznym.

Wspólną cechą różnych typów modeli jest to, że pomagają one jaśniej myśleć o zagadnieniach fizycznych, stwarzają sytuacje prostsze i bardziej dostępne naszej intuicji oraz stanowią istotne etapy na drodze do zrozumienia faktycznego stanu rzeczy.

Wybierając w tytule określenie „budowanie modeli”, miałem obawy, że może się ono kojarzyć z modelami pociągów lub statków. Po zastanowieniu się uznałem jednak, że nie będzie to niewłaściwe o tyle, że modele takie pozwalają zmniejszyć pociągi lub statki do wygodnych proporcji. Możemy nimi łatwiej manipulować i lepiej poznać ich kształt i budowę niż w wypadku obiektów rzeczywistych. Dokładnie to samo fizyk próbuje robić przy użyciu modeli fizycznych.

Tłumaczył Zygmunt Ajduk
Instytut Fizyki Teoretycznej
Uniwersytet Warszawski
Warszawa

Literatura

- [1] J. C. Maxwell, *Phil. Trans. R. Soc.* **A155**, 459 (1864).
- [2] F. Close, *Contemp. Phys.* **20**, 293 (1979).
- [3] E. W. Kellerman, *Phil. Trans. R. Soc.* **A238**, 513 (1940).
- [4] F. Simon, R. C. Swain, *Z. phys. Chem.* **28**, 189 (1935).
- [5] M. Blackman, *Rep. Prog. Phys.* **8**, 11 (1942).
- [6] N. Bohr, *Science* **86**, 161 (1936).
- [7] K. A. Johnson, *Sci. Am.* **241**, nr 1, 100 (1979).
- [8] P. Debye, *Vorträge über die kinetische Theorie der Materie und der Elektrizität*, Teubner, Leipzig 1914.
- [9] W. Heisenberg, *Z. Phys.* **77**, 1 (1932).
- [10] A. Einstein, B. Podolski, N. Rosen, *Phys. Rev.* **47**, 777 (1935).

RÓŻNE

Ludwik Wertenstein — popularyzator nauki

Ludwik Wertenstein: Popularizer of Science

W przyszłym (1985) roku upływa czterdziesta rocznica śmierci prof. Ludwika Wertensteina, fizyka jądrowego, ucznia Marii Skłodowskiej-Curie, kierownika Pracowni Radiologicznej Towarzystwa Naukowego Warszawskiego, wykładowcy Wolnej Wszechnicy Polskiej. Nie ta rocznica jednak jest przyczyną niniejszej notatki i nie pełne omówienie działalności prof. Wertensteina jest jej celem. O jego życiu i działalności pisali (*Postępy Fizyki* 16, z. 6 (1965)) jego uczniowie Józef Rotblat i Marian Danysz, sami wybitni fizycy jądrowi, oraz Wilhelm Billig, ówczesny (1965 r.) Pełnomocnik Rządu ds. Wykorzystania Energii Jądrowej. Było to z okazji dwudziestej rocznicy śmierci Wertensteina.

Bezpośrednim powodem niniejszej notatki jest nadesłanie do Redakcji (przez panią Wandę Głazek) mało już dziś dostępnej książki Wertensteina *Pochwała fizyki* (Wydawnictwo J. Przeworskiego, Warszawa 1935), poświęconej popularyzacji fizyki czy nawet ogólniej — nauki. Tej właśnie książce i mało na ogół podkreślanej działalności popularyzatorskiej Wertensteina pragnę poświęcić trochę uwagi.

Książka jest zbiorem 58 felietonów. Felietony takie ukazywały się w dziennikach i tygodnikach, m. in. w *Kurierze Porannym*. Dotyczyły bardzo różnych problemów fizyki. Najczęściej związane były z najnowszymi osiągnięciami w dziedzinie promieniotwórczości (w której sam autor pracował), niskich temperatur, promieniowania kosmicznego, budowy Wszechświata..., a więc w dziedzinach, w których fizyka międzywojenna szybko się rozwijała. W książce są też felietony poświęcone zagadnieniom ogólniejszym, wychodzącym poza fizykę, jak np. dyskusja fizyka (Wertensteina) z biologiem (Janem Dembowskiem) o indeterminizmie, czy felieton poświęcony zagadnieniu czy życie można objaśnić wyłącznie z punktu widzenia fizykochemicznego. Ten ostatni felieton był komentarzem autora do artykułu znanego biochemika angielskiego F. G. Hopkinsa pt. „Chemiczne oblicze życia”. Ujmujące jest skrupulatne podkreślenie na początku felietonu, że w tych sprawach, wykraczających poza fizykę, uwagi autora należy traktować jako uwagi laika.

Często bezpośrednią przyczyną napisania felietonu było jakieś wydarzenie czy doniesienie prasowe. Na przykład, wstępem do felietonu o entropii jest doniesienie prasowe: „Wiedeń, P. A. T., 13. VII. 1933. Został odsłonięty pomnik znanego fizyka L. Boltzmann. Na pomniku wyryto napis $S = k \cdot \lg W$. Jest to główna formułka teorii ciepła Boltzmann”. Bezpośrednim powodem napisania felietonu o mechanice kwantowej było przyznanie w roku 1933 Nagrody Nobla Heisenbergowi (za rok 1932) oraz Diracowi i Schrödingerowi

(za rok 1933), a felietonu o Rutherfordzie i pracach prowadzonych w kierowanym przez niego Cavendish Laboratory w Cambridge — wizyta w Warszawie pracownika tego Laboratorium J. D. Cockcrofta, na zaproszenie Polskiego Towarzystwa Fizycznego.

Książkę Wertensteina przeczytałem od początku do końca. Jest to popularyzacja wysokiej klasy. Gdyby dziś takie felietony ukazywały się w jakimś dzienniku, byłbym pewnie pierwszym jego prenumeratorem i zachęcał do prenumeraty innych. Rzetelna wiedza, szerokość spojrzenia, erudycja, autentyczne zaciekawienie autora przedmiotem czynią tekst interesującym i dziś. Przyciągają ponadto: oryginalność skojarzeń i porównań, prostota, jasność, piękny język. Ten piękny, barwny, bogaty język, obok szerokiej wiedzy, błyskotliwości spostrzeżeń i humoru, był podobno podziwiany na publicznych odczytach Wertensteina i jego referatach na posiedzeniach PTF oraz krajowych zjazdach fizyków.

Ciekaw byłem, jak dzisiaj wyglądać będzie tekst napisany przed około półwiekiem. Starannie wybrane próbki takich dawnych tekstów podaje wiele czasopism (np. *Wszystkiemu światu czy Scientific American*). Ja jednak poddałem testowi całość i test ten wypadł bardzo pozytywnie. Dzięki szerokości zainteresowań autora dowiedziałem się sporo rzeczy dla mnie nowych. Poznałem też sporo szczegółów historycznych, o których dzisiaj już się nie mówi, a które jednak wiele wyjaśniają. Choć dobrze widać, o ile więcej dziś wiemy, to nigdzie tekst nie brzmi naiwnie, a tym bardziej nie kłóci się z dzisiejszą wiedzą. Tak dobrze oddzielone zostało to, co było już wtedy dobrze ustalone, od tego co jeszcze niepewne lub nawet tylko domyślne. Widać tu po prostu dyscyplinę uczonego. Zresztą, także duża część oczekiwań autora okazała się trafna i to nie tylko tak naturalnych jak to wyrażone w felietonie o najmniejszych cząstkach materii: „Neutron, proton, elektron, positron... Czy nie za wiele tych najmniejszych cząstek? Na domiar złego, nie mogę zaręczyć, że na tem koniec.” (str. 292). Są naturalnie i miejsca, gdzie ocena autora okazała się nietrafna. O energii jądrowej pisze np. następująco (str. 209): „Ta nowa zasada równoważności masy i energii otwiera nierównie większe horyzonty, niż dawna zasada równoważności ciepła i pracy. Ale wyzyskanie jej w celach technicznych, czyli wykorzystanie olbrzymiej energii tkwiącej w masie nie wydaje się możliwe, gdyż energia ta ukryta jest głęboko i zazdrośnie — w najlepiej strzeżonych skrytkach Natury: w jądrach atomowych.” Ale już i w tych dwóch zdaniach widać celność podkreślenia ważności „zasady równoważności masy i energii” i „olbrzymiej energii tkwiącej w masie”, a tylko niedostępność owych „najlepiej strzeżonych skrytek Natury” okazała się nie aż tak wielka, przynajmniej w sprawie wykorzystania energii ich rozszczepienia. Jest przy tym trochę złośliwym paradoksem, jakąś przekorą losu, że w sprawie wykorzystania tej energii wiele zdziałał bezpośredni uczeń autora tej opinii — Józef Rotblat.

Pasjonujące w tej lekturze jest śledzenie jak zwykłym, potocznym językiem, poprzez różne skojarzenia, porównania i doskonałe operowanie tym językiem, można dobrze oddać główną treść nawet bardzo trudnych, zdawałoby się niedostępnych dla ogółu, wyników naukowych. Już sam ten fakt przekazywania językiem potocznym trudnych treści jest ważną odpowiedzią Wertensteina dla wielu sceptyków, którzy popularyzację nauki, a przynajmniej niektórych jej działów, korzystających z wyspecjalizowanego, hermetycznego, np. z matematyzowanego języka, uważają za wręcz niemożliwą. Ciekawe jest jednak wiedzieć więcej, co myślał on — tak dobry popularyzator — o sprawach upowszechniania wiedzy. Czy zdawał sobie sprawę z różnych trudności, a nawet pułapek popularyzacji?

Czy wierzył w możliwość dobrego kontaktu i zrozumienia między uczonym a społeczeństwem? Jesteśmy w tym szczęśliwym położeniu, że dysponujemy jego odpowiedzią na te pytania. Odpowiedź tę stanowią dwa felietony pt. „Popularyzacja” i „Kij o dwóch końcach”, zamieszczone w omawianej książce. Przedrukujemy je tutaj bez żadnych zmian, nawet pisowni. Przypuszczam, że wielu spośród Czytelników będzie zaskoczonych faktem, jak wiele treści brzmi tu zupełnie współcześnie i aktualnie i mogłoby być opublikowanych dzisiaj, zaciekawiając nie tylko ze względów historycznych.

Adam Sobiczewski

POPULARYZACJA

Życzliwi mi czytelnicy „Kurjera Porannego” często dzielą się ze mną uwagami z powodu „feljetonu naukowego”. Na ogół nie szczędzą mi pochwał, które sprawiają mi wielką przyjemność, ponieważ uważam popularyzację nauki za rzecz ważną, a przede wszystkim możliwą. Chcę powiedzieć przez to, że wierzę w możliwość przystępnego przedstawienia zagadnień i zdobyczy naukowych, nawet takich, które z pozoru nie nadają się do popularyzacji ze względu na zawartą w nich zbyt wielką dawkę matematyki lub innych wiadomości pomocniczych. Uważam, że ten stosunek, jaki się wytworzył między uczonymi i publicznością jest szkodliwy dla obu stron. Uczony nie jest żadną istotą wyjątkową, jest naogół, poza przysłowiowym roztargnieniem — zwyczajnym człowiekiem, dzieckiem swojego czasu. Nauka nie jest czemś oderwanym od życia, lecz częścią życia. Zagadnienia, jakie bada, nie są igraszkami umysłowemi, lecz zagadnieniami ogólnoludzkimi, wynikają logicznie z ducha epoki, ich rozstrzygnięcie jest potrzebą społeczną, taką samą jak np. elektryfikacja, lub ubezpieczenia pracowników. Sfery naukowe są jednym z organów społeczeństwa. Ale każdy organizm może ulegać zwyrodnieniu, np. wskutek braku koordynacji między jego częściami. Taki niezdrowy, moim zdaniem, stan rzeczy charakteryzuje dzisiejszy stosunek wzajemny uczonych i społeczeństwa. Jego sprawcami są dwa nasze bóstwa: Wydajność i Specjalizacja. Uczony nie chce udzielać się zwyczajnym śmiertelnikom, bo to może zmniejszyć wydajność jego pracy, na to „szkoda czasu”. Najczęściej zresztą nie potrafi tego uczynić, gdyż specjalizacja zagłusza w nim pierwiastki ogólnoludzkie. Pamiętajmy, że sposobem porozumiewania się między ludźmi jest język. Otóż główną przyczyną izolacji społecznej uczonych jest utworzony wskutek specjalizacji język naukowy. Język naukowy jest wytworem niezmiernie abstrakcyjnym i skondensowanym — jest narzędziem pracy pierwszorzędного znaczenia, gdyż pracownikom daje możliwość szybkiej i niedwuznacznej wymiany myśli. To też daleki jestem od powstawania przeciwko językowi naukowemu. Ubolewam tylko nad tem, że uczeni tracą często zdolność posługiwania się w zastosowaniu do rzeczy nauki językiem „zwyczajnym”. Popularyzacja nie jest niczem innym, jak przywróceniem językowi powszechnemu należnych mu praw. A ponieważ język jest więzią społeczną, przeto popularyzacja jest funkcją społeczną *par excellence*, jest nawiązaniem łączności między społeczeństwem i jego dzieckiem — niech mi będzie wolno powiedzieć: „najlepszym dzieckiem”: uczonym.

Niewątpliwie łączność ta istnieje również niezależnie od popularyzacji. Przecież uczony jest zwykle profesorem, jest zatem w bliskim kontakcie z najbardziej wrażliwym odłamem społeczeństwa: młodzieżą. Ale nauczanie akademickie stoi pod znakiem specjalizacji, nie może odegrać roli szerokiej, spławnej rzeki, przez którą dobrodziejstwa nauki spływają do morza świadomości narodu, nie jest zejściem uczonych między lud, lecz powoływaniem oddzielnych jednostek do obozu specjalistów. Mówię: oddzielnych jednostek, gdyż nieliczni są ci, w których wykłady zdołają rozniecić iskrę zapału dla nauki; większość traktuje studia, jako rodzaj pośredniego przymusu, jako musztrę intelektualną niezbędną do zdobycia posady lub wogóle t. zw. stanowiska. I znowu muszę się zastrzec przeciwko złemu zrozumieniu tych słów. Uniwersytety są konieczne, nauczanie zorganizowane, prowadzone w języku fachowym, języku uprzywilejowanych jest, że się tak wyrażę klasową potrzebą naukowego stanu, który musi dbać o uzupełnienie swoich katedr, o utrzymanie ciągłości swych prac. Bezwątpienia nauczanie akademickie jest pożyteczniejsze od popularyzacji, w tym sensie w jakim zwykliśmy rozumieć użyteczność, gdyż służy bezpośrednio bóstwom epoki: Wydajności i Specjalizacji.

Bóstwa epoki... Czy nie przeżywamy zmierzchu bogów? Czy nie powstaje w nas bunt przeciw mechanizacji życia, przeciw rozkawałkowaniu duszy ludzkiej?

Czy nie wdychamy jak do niedościgłej utopji, do innej zamierchłej epoki, kiedy istniał naród filozofów, kiedy dysputy prowadzone przez Sokratesa, Platona, Arystotelesa były częścią życia publicznego?

Czas już, najwyższy czas zasypać przepaść, która utworzyła się między uczonymi i „nieuczonymi”. Marzy mi się społeczeństwo, którego „zjadacze chleba” — niekoniecznie przerobieni na aniołów — braliby sobie do serca wydarzenia naukowe, jednocyliby się — bodaj uczuciowo — z walką o poznanie natury prowadzoną na froncie — na ich froncie — badania naukowego. Może dożyjemy czasów, gdy ludzie witając się, będą sobie mówili z przejęciem: „wczoraj odkryto promienie «omega»” lub „rozbito atomy «lukrecjum»” (nazwy zmyślane), jak dziś opowiadają sobie o spadku dolara, mowie Hitlera, lub wyczynie Walasiewiczówny. Bądź co bądź dolary i Hitlerzy spadają szybko, a zdobycze nauki są trwałe, są może jedynym trwałym dobytkiem ludzkości.

Wierzę w tę idealną przyszłość, w zespolenie nauki ze społeczeństwem i przepojenie życia duchem nauki. Ta wiara zachęca mnie, pobudza do popularyzacji nauki. Ale pomimo pochlebnych głosów, jakie mnie dochodzą, mam poważne wątpliwości co do tego, czy artykuły moje są istotnie pożyteczne. Często słyszę głosy: „Bardzo zajmujące, ale ja już nie pamiętam fizyki i nie mogę ich zrozumieć”. Pragnąłbym bardzo wiedzieć czy większość czytelników również uważa artykuły moje za zbyt trudne. Jest to dla mnie bardzo ważne, gdyż piszę je oczywiście po to, by były zrozumiane. Krytykowi, który mówi, że zapomniał fizyki, odpowiem, że pisząc moje feljety, sam staram się zapomnieć nie fizykę, tego już nie potrafię — lecz to, że moja znajomości z fizyką jest starej daty i usiłuję przypomnieć sobie, jak to było, kiedy ją poznałem, kiedy spoglądałem na nią oczyma rozkochanego młodzieńca. Być może nie zdołałem jeszcze wykonać tej pracy nad samym sobą, jakiej wymaga „prosta rozmowa o zawiłych rzeczach”; wbrew własnemu programowi nie umiem nawet zzuć z siebie skóry specjalisty.

Zdaje mi się jednak, że w interesie popularyzacji nie jest konieczne, by czytelnik zrozumiał wszystko, co mu autor podaje. Wszak chodzi tu przede wszystkim o propagandę, o wytwo-

rzenie solidarności atmosfery z wysiłkami uczonych, o wzbudzenie sympatii dla ich dążeń, podziwu dla osiągniętych przez nich rezultatów. Droga do poznania wiedzy przez uczucie. „Miej serce i patrzaj w serce”.

KIJ O DWÓCH KOŃCACH

Kilka miesięcy temu pewien oryginał przesłał mi swoją pracę, w której udowodnił jak na dłoni, że słynny Newton nie był wielki za jakiego go uważała i uważa dotąd naiwna ludzkość. Z teorii jego wynika bowiem, że we wnętrzu wszystkich ciał niebieskich, a w szczególności słońca i naszej ziemi istnieje olbrzymie ciśnienie. Natomiast mój korespondent dowiódł, że ciśnienie w środku ziemi musi równać się zeru, ponieważ punkt środkowy jest przyciągany jednakowo przez symetrycznie rozmieszczone części globu ziemskiego i wskutek tego wszystkie działające na niego siły równoważą się. Po kilku dniach autor broszury złożył mi wizytę, chcąc słyszeć mą opinię o swym genialnym odkryciu. Starłem się jak mogłem, nie urażając go, wyjaśnić mu źródło jego błędu i wytłumaczyć różnicę między siłą i ciśnieniem; nie udało mi się jednak go przekonać. Po bezowocnej dyskusji gość mój zaproponował mi, bym mu pozwolił wygłosić referat na zebraniu Towarzystwa Fizycznego, ponieważ inni fizycy mogą lepiej ocenić jego pracę. Gdy sprzeciwiłem się temu kategorycznie, pożegnał się, mówiąc z goryczą: Czy to jest wolność opinii naukowej?

Niewątpliwie ten pan ma o mnie złe wyobrażenie: uważa mnie za kogoś w rodzaju Torquemady, zaślepionego w dogmatach „prawowiernej” nauki i bez litości tępiącego herezje, choćby pochodziły od ludzi genialnych jak on. Nie odczuwam jednak wyrzutów sumienia. Zajęcie uczonego nie jest kapłaństwem, system nauki nie jest sztywny i zamknięty, wprost przeciwnie, jego racją bytu jest gotowość poddawania się w każdej chwili nieubłaganej krytyce Najwyższej Izby Kontroli Natury, czyli eksperymentu. Zwłaszcza ostatnie lata przyzwyczyły nas do nieustannych zmian, ewolucji poglądów, a nawet do rewolucyj burzących to, co się nam wydawało najtrwalsze. Zasada względności nauczyła nas, że czas, długość, masa są pojęciami względnymi, że wzorec metra przewożony w dostatecznie szybko mknącym samolocie jest krótszy (o jedną miliardowo-miljonową!!!) od takiego samego wzorca spoczywającego w Międzynarodowym Biurze Miar i Wag; że pilot tego samolotu notuje na swym wybornie chodzącym zegarku krótszy (o jedną miliardowo-miljonową!!!) czas przelotu niż kontrolerzy linii lotniczej. Nauka o promieniotwórczości przekonała nas o zmienności i nietrwałości pierwiastków. Teoria kwantów doprowadziła do wyrzeczenia się postulatu przyczynowości, który wydawał się fundamentem całego gmachu wiedzy o przyrodzie. Najśmielsze pomysły przestały nas dziwić; z uśmiechem na ustach chodzimy po terenie zapelnionym ruinami i rusztowaniami, co chwila wznoszonych budowli; zaledwie która z nich zostanie wykończona, urządzamy się w niej z całym spokojem, nie dbając o to, czy jej jutro nie zburzy trzęsienie ziemi. Nie jest to napewno dogmatyczne nastawienie umysłu. A jednak w tem, co mój gość powiedział, jest wiele prawdy; wyznajemy pewne niezłomne kanony, tworzymy rodzaj kasty, co prawda niezupełnie zamkniętej, ale przyjmującej do swych misterjów jedynie tych, którzy przebyli długotrwałą i uciążliwą próbę okresu wtajemniczenia.

Wydawałoby się, że pisząc te słowa, popełniam wielką niekonsekwencję, ponieważ od dłuższego czasu poświęcam z zapałem wiele wysiłków udostępnianiu zdobyczy nauki, otwieraniu naościę podwoi jej przybytku. Z rozmysłem jednak czynię to w taki sposób, aby w granicach możliwości nie przyczynić się do pomnażania najgorszej odmiany *homo sapiens*, dyletanta, który sądzi, że zjadł wszystkie rozumy. Napewno niezawsze mi się to udaje. Popularyzacja jest kijem o dwóch końcach, jeden koniec czyni dobro, a drugi zło, jeden jest prawdą, a drugi fałszem, jeden niesie dobrą nowinę, a drugi gorszy maluczkich. W ostatnich czasach literatura popularno-naukowa w Polsce rozwinęła się znakomicie; wyszło wiele doskonałych książek, które — jak mogę sądzić na podstawie rozmów z wydawcami — znajdują liczne rzesze czytelników. Zagadnienia naukowe zaczynają w umysłach publiczności rywalizować nawet z tematami, które do niedawna były jedynym przedmiotem zainteresowania, ze sportem, polityką, teatrem. Jednakże w łatwości, z jaką przyswajana jest ta strawa duchowa, kryje się poważne niebezpieczeństwo. Jeans stał się prawie tak modny, jak Wallace; nieraz zdarzało mi się, że wytworna pani domu, w zrozumieniu swych obowiązków gościnności, skierowywała rozmowę ze mną na Jeansa, podobnie jak pianistę zabawiałaby Ravelem lub Szymanowskim. Pewien młody mój przyjaciel, interesujący się marksizmem, studjuje z zapałem Jeansa i Eddingtona, aby szukać w nich argumentów na korzyść ... materializmu dziejowego.

Są to oczywiście działania złego końca kija popularyzacji, objawy błagi i powierzchowności. Nie ulega wątpliwości, że dla czytelnika, mającego skłonności w tym kierunku, literatura popularno-naukowa jest wręcz szkodliwa: syci te skłonności, ułatwia „zadawanie szyku” naukowymi terminami i wysługiwanie się niedokładnie lub zgoła fałszywie rozumianymi pojęciami w celach, które nie mają nic wspólnego z nauką. To ostatnie zjawisko uderza zwłaszcza w metodach współczesnej propagandy politycznej. Wszechwładztwo nauk przyrodniczych zmusza nawet autokratów do liczenia się z nimi. W krajach, gdzie wszystkie dziedziny życia zostały opanowane przez panujący kierunek polityczny, zdobycze nauki są wprzęgane w rydwan triumfującego w danej chwili programu. Nie czynią tego rzecz prosta uczeni, lecz niedouczzone pismaki, karmione literaturą popularno-naukową. Kwiatki takiego dyletantyzmu warzącego różne bigosy pseudo-naukowe spotykamy u naszych sąsiadów wschodnich i zachodnich, z tą różnicą, że dla jednych przyprawą jest zagadnienie determinizmu lub budowy materji, dla drugich teorie antropologiczne.

Niewątpliwie mój „genjalny” krytyk Newtona jest również ofiarą popularyzacji nauki. Należy on zresztą do dość często spotykanego typu dyletantów, zajmujących się reformowaniem nauki, tworzeniem światoburczych teorii, lub sensacyjnych wynalazków. Z dawnych czasów ta kategoria ludzi zajmowała się ze szczególnem upodobaniem kwadraturą koła, trysekcją kątu, budową *perpetuum mobile* i wynajdowaniem dowodu słynnego twierdzenia Fermata. I dzisiaj jeszcze zdarzają się konstruktorzy *perpetuum mobile*; jeden z nich — woźny w instytucji, którą często odwiedzam — wynalazł „sposób” zużytkowania w tym celu elektryczności atmosferycznej. Jednakże ulubionym tematem dzisiejszych reformatorów nauki są teorie alchemiczne lub próby przetwarzania pierwiastków na większą skalę. Ta ostatnia sprawa ma czasem niemiły posmak szarlatanerii, jak np. w niedawnym, a głośnym procesie Dunikowskiego.

Nie należy jednak zbyt przejmować się temi ujemnymi skutkami popularyzacji nauki. Jestem głęboko przekonany, że ogromna większość jej adeptów odnosi z niej istotną korzyść, ponieważ bierze to, co książki popularne naprawdę dają, co jedynie dać mogą — mianowicie skrócony i uproszczony obraz zdobyczy nauki, uwydatniający ich piękno i pożytek, oraz budzący zamiłowanie do nauki i cześć dla jej twórców. I dlatego nie zamierzam odkładać kija o dwóch końcach, lecz posługiwać się nim nadal, pilnie uważając, by uderzał tylko dobrym swym końcem.

R O Z M O W Y

Rozmowa ze Szczepanem Szczeniowskim *

An Interview with Szczepan Szczeniowski

Rozmowa dn. 22 czerwca 1977 r.

KS (Krzysztof Szymborski) — Jaki był klimat tych lat, kiedy Pan chodził jeszcze do szkoły? Jaka literatura, jakie kontakty, jakie wpływy sprawiły, że Pan się zainteresował fizyką?

SS (Szczepan Szczeniowski) — Proszę Pana, to jest sprawa szkoły i rodziny. Ojciec był inżynierem technologiem, kończył Instytut Technologiczny w Petersburgu, był to dobry instytut, o dużej tradycji. Na przykład, kończył wykładać Lenz — ten od prawa Lenza¹. Potem w kraju tutaj w Warszawie ojciec pracował początkowo u Lilpopa. Lilpop, Rau i Loewenstein to była duża firma metalowa. Potem pracował w Zarządzie Miejskim. Zaczął pracować za czasów Starynkiewicza. Starynkiewicz był Rosjaninem. Sokrates Starynkiewicz był prezydentem miasta oczywiście mianowanym, narzuconym, ale on się dobrze bardzo sprawował, zostawił po sobie dobrą pamięć. Na przykład, jeszcze została nazwa — Plac Starynkiewicza — nadana w okresie międzywojennym. Postarał się o wodociąg Lindleyowski. I ojciec za jego czasów zaczął pracować, miał zacięcie naukowe. To znaczy, w czym się to wyrażało? Ojciec założył laboratorium wytrzymałościowe — miejskie. Jeszcze ten budynek, w którym było laboratorium ostał się. Jeszcze widziałem go po wojnie na Dobrej, niedaleko Karowej. Tam, to laboratorium postawione było na dobrym poziomie. Powstało w 1894, to jest dawno. Ale ojciec tego pilnował, żeby wszystkie materiały budowlane, jakie szły na budowę pod patronatem miejskim w Warszawie, były badane czy odpowiadają wymaganiom jakościowym.

KS — No tak, wtedy materiały były lepsze niż dzisiaj.

* Rozmowa niniejsza zaczerpnięta jest z materiałów gromadzonych z inicjatywy Komisji Historii Fizyki PTF, której przewodniczy prof. R. S. Ingarden. Z materiałów tych korzystaliśmy już trzykrotnie, publikując urywki rozmowy z prof. Aleksandrem Jabłońskim (*Postępy Fizyki* 33, 69 (1982)) oraz rozmowy z prof. Janem Wesołowskim (*Postępy Fizyki* 34, 499 (1983)) i z prof. Arkadiuszem Piekarą (*Postępy Fizyki* 35, 287 (1984)).

Niniejsza rozmowa jest skrótem dwóch wywiadów, jakie przeprowadził z prof. Szczeniowskim dr Krzysztof Szymborski z Instytutu Historii Nauki, Oświaty i Techniki PAN. Taśma z nagraniem tych wywiadów przechowywana jest w tym Instytucie, Warszawa, ul. Nowy Świat 72 (przyp. Red.).

¹ H. F. E. Lenz, który w r. 1833 sformułował zasadę określania kierunku indukowanego prądu, zmarł w 1865 r. Później we wspomnianym Instytucie wykładał jego syn. O niego tu chyba chodzi (przyp. Red.).

SS — Oczywiście, że dzisiaj nie ma czegoś takiego. Jak ojciec poszedł na emeryturę, to się laboratorium rozchwiało. Wówczas ojciec tego pilnował. Moim zdaniem, sprawy budowlane stały dużo lepiej w tym czasie. Szybkość budów była dużo lepsza. Nie wiem, czy Pan się orientuje, że np. Filharmonia, ten gmach, który został spalony w czasie powstania, od czasu rozpoczęcia do pierwszego koncertu budowany był rok! Gmachy Politechniki, tzn. gmach główny, gmach fizyczny i gmach chemiczny, jako pierwsze, budowano dwa lata z kawałkiem.

KS — Nową „Elektronikę” znacznie dłużej, zdaje się cztery lata.

SS — Troszkę dłużej. Na przykład, Teatr Polski budowano z 1912 na 1913 rok, od kamienia węgielnego do pierwszego przedstawienia, z tym że w Teatrze Polskim wprowadzono scenę rotacyjną, co było nowością wówczas. Niech Pan porówna z tym, co dzisiaj się robi. A materiały były wówczas dobre. Może Pan przecież popatrzeć na te stare budynki, chociażby na gmachy Politechniki.

KS — Ojciec prowadził to laboratorium, do którego roku?

SS — Do roku, o ile dobrze pamiętam, 1924—25 (urodził się w 1860 r.) i wtedy szedł już na emeryturę...

KS — Pan Profesor chodził do szkoły średniej w Warszawie?

SS — Tak, do Konopczyńskiego.

KS — W jakich latach?

SS — 1908—16.

KS — Ciekaw jestem, czy już wówczas Pan zaczął interesować się fizyką?

SS — Owszem, owszem. Szkoła była dobra, a fizyka była dobrze postawiona. Uczył Moycho. Nie wiem czy Pan słyszał. Był taki wówczas podręcznik dla szkół średnich fizyki: Moycho i Zienkowski. Zienkowski pracował jeszcze po wojnie w Politechnice. Moycho już chyba nie żył. A w Szkole była pracownia dobrze wyposażona. Demonstracje były, nie bardzo skomplikowanych ale prostych doświadczeń. Ja się tym nawet zainteresowałem, bo Moycho potrafił zainteresować fizyką. Pomagałem nawet trochę przy tych demonstracjach. To było jedno źródło zainteresowań. Poza tym była chemia dobrze postawiona. Jakościowa. Ja prawie całą „jakościówkę” w szkole przerobiłem. Można to porównać z dzisiejszą szkołą. To była szkoła prywatna, bez praw maturalnych, tzn. jak się kończyło taką szkołę, to trzeba było potem składać maturę jako ekstern.

KS — Gdy Pan tak ok. 1910 roku chodził do liceum i zaczął interesować się fizyką, to czego Pan wówczas od fizyki oczekiwał, jaki obraz fizyki Pan sobie wytworzył?

SS — Była to jeszcze fizyka klasyczna, jeszcze się nawet nie zaczynała teoria Bohra. To było o promieniach Röntgena, o promieniotwórczości. Takie rzeczy mnie interesowały, ale w ogóle podejście do fizyki mnie interesowało dlatego, że bywałem u ojca w laboratorium i tam oglądałem wszystko. A wytrzymałość bardzo blisko się wiąże z fizyką. Ojciec miał nastawienia naukowe, był członkiem takiego międzynarodowego stowarzyszenia wytrzymałościowców. Jeździł na kongresy, zjazdy. W Paryżu był, w Kopenhadze. Jeździł do Szwajcarii, do Amslera — to jest stara firma — która obecnie jeszcze dostarcza maszyn wytrzymałościowych. Potem ojciec zainteresował się samochodami, ok. 1902—04 r. Z ramienia Zarządu Miejskiego miał opiekę nad samochodami w Warszawie, tzn. były przeglądy samochodów, składało się egzamin. Coś jak teraz, na prawo jazdy.

KS — Wracając do fizyki, tak jak rozumiem, Pana interesowała fizyka od strony doś-

wiadczalnej. Czy Pan miał wtedy tę świadomość, że jest jeszcze bardzo wiele problemów, które trzeba rozwiązać, czy raczej sądził Pan, że...

SS — Tak bym nie powiedział, interesowała mnie fizyka jako fizyka, sposób poznania zjawisk i zrozumienia na czym to wszystko polega, dlaczego tak jest a nie inaczej.

KS — Czyli to była raczej ciekawość zrozumienia zjawisk świata. Pytam o to tak dokładnie, bo istnieje przekonanie, że w końcu XIX wieku wśród fizyków było dość powszechne mniemanie, że fizyka już jest prawie nauką skończoną.

SS — Proszę Pana, to było przed moimi czasami.

KS — To już minęło wtedy?

SS — Z tym się nie spotkałem.

KS — Czy Pan już wtedy odczuwał, że w fizyce następuje jakiś ferment?

SS — Ferment, to początek lat dwudziestych.

KS — Model Bohra.

SS — Model Bohra, oczywiście. Jeżeli chodzi o stan sprzed I wojny, to wtedy fizycy polscy mieli dobre kontakty z zagranicą. Po 1905 r., po rewolucji, nastąpił ze strony Polaków bojkot szkół oraz Uniwersytetu i Politechniki. Wtedy też wielu słuchaczy wyższych szkół wyjechało za granicę, zwłaszcza do Galicji, Krakowa, ale i dalej do Paryża, do Brukseli. Pieńkowski np. wyjechał do Belgii.

KS — On wyjechał po 1905 r.?

SS — Nie powiem Panu dokładnie, ale Pieńkowski urodził się w 1883, więc miał dwadzieścia parę lat. Wyjechał do Belgii, siedział w Liège, i tam był znany. Nawiązał szerokie kontakty wśród Belgów. Potem był u Lenarda w Heidelbergu. Z innych fizyków, do Warszawy przyjechał Weyssenhoff, który kształcił się w Zurychu.

KS — Weyssenhoff był z Warszawy? Bo później przebywał w Krakowie.

SS — Rzeczywiście później przebywał w Krakowie oraz w Wilnie. Kształcił się tam². Znał Einsteina i innych. A np. Wolfke kształcił się [także] w Szwajcarii i tam też zrobił pracę habilitacyjną. Tam miał duże znajomości.

KS — Wolfke to lata późniejsze.

SS — Owszem. Do Polski Wolfke przyjechał w 1922. Inne przykłady: pani Curie, Smoluchowski czy Natanson był bardzo znany. W ogóle galicyjscy fizycy mieli duże kontakty wśród naukowców niemieckich.

KS — A jaki był kontakt między Warszawą a Krakowem?

SS — Naukowy był o tyle słabszy, że w Warszawie nie było silnego ośrodka naukowego. Jak był bojkot Uniwersytetu, to na Politechnice został tylko Biernacki... Ale np. w Warszawie kształcił się Weiberg, ten krystalograf. I ciekawostka *à propos* niego... W *Prirodie* czytałem artykuł krystalografa rosyjskiego, który zaliczył Weiberga do fizyków rosyjskich tylko dlatego, że kształcił się w Warszawie na uniwersytecie rosyjskim i napisał po rosyjsku jakąś broszurę czy jakieś wydawnictwo na temat krystalografii.

KS — Panie Profesorze, przed I wojną światową w Warszawie zdaje się było Muzeum Przemysłu i Rolnictwa?

² To znaczy w Krakowie i w Zurychu, gdzie studiował w latach 1909—16. Doktorat uzyskał w Zurychu w r. 1916 na tamtejszym Uniwersytecie (przyp. Red.).

SS — Tak, była to inicjatywa prywatna, powstała po 1905 r.³ Tutaj działał Kalinowski.

KS — Czy Pan się zetknął z tym Muzeum?

SS — Owszem, znałem Kalinowskiego i wiem jak to było. Zaczął swoją działalność jeszcze przed I wojną. Zajmował się wtedy magnetyzmem i popularyzacją nauki. Zdołał zebrać 100 tys. rubli na budowę obserwatorium magnetycznego w Świdrze. Społeczeństwo dało te pieniądze. Świadczyło to o zrozumieniu dla działalności naukowej. W okresie przed I wojną powstał Wawelberg i Rotwand — wyższa szkoła techniczna, która była na dobrym poziomie. Tak, że była tu pewna atmosfera zainteresowań naukowo-technicznych.

KS — Czy jakieś świeże wiadomości ze świata nauki docierały za pośrednictwem prasy? Czy na przykład Pan Profesor w tym okresie czytywał jakieś czasopisma, gdzie były dyskusje popularnonaukowe?

SS — W tym okresie, to nie. Czytywałem raczej książki.

KS — A jakie to były książki?

SS — Było trochę wydawnictw popularnych. Wie Pan, co mnie zainteresowało? Wells. Wellsa czytałem bardzo dużo.

KS — Wells był naukowcem, prawda?

SS — Tak, biologiem. Jeszcze *à propos* tego. Jak porównuję szkołę ówczesną ze szkołą obecną, więc ja miałem rosyjski w dużym wymiarze. Jak to wyglądało? Oczywiście rosyjski język był obowiązkowy, literatura rosyjska i to wszystko. To znaczy, ja biegle w szkole średniej czytałem po rosyjsku. Wtedy było rosyjskie wydawnictwo, które wydawało komplet dzieł Wellsa po rosyjsku. Ja miałem prawie komplet tego. Czyta Pan biegle po rosyjsku?

KS — Nie bardzo. Muszę powiedzieć, że ja musiałem się trochę nauczyć, ale już sam, po ukończeniu szkoły, na studiach, ale ze szkoły się tego nie wynosi.

SS — Ile jest tego rosyjskiego w szkole?

KS — Siedem lat chyba.

SS — No właśnie, uczą tego rosyjskiego i co z tego? Potem miałem historię powszechną i historię Rosji, po rosyjsku obowiązkowo, i geografę. Inne przedmioty były po polsku. Ale prócz tego była nieoficjalnie historia Polski z podręczników galicyjskich. Ja się w szkole nauczyłem po niemiecku, tzn. jak była okupacja niemiecka mogłem czytać gazety niemieckie. Miałem francuski i jeszcze miałem łacinę. Jak ja czytam, że młodzież jest przeciążona, mogę się tylko śmiać. Młodzież jest niedociążona. A niedociążenie męczy, bo wie Pan, jak Pan nie podąża za życiem to jest to męczące. A później na rozmaite głupstwa traci się mnóstwo czasu.

KS — Teraz chyba na telewizję młodzież musi dużo patrzeć i dlatego nie ma czasu.

SS — To jest inna rzecz. Obciążenie szkolne jest minimalne. I to jest taka rzecz, że nie ma dolnej granicy głupoty, jakkolwiek nisko Pan ten poziom ustawi, zawsze się znajdzie ktoś, dla kogo będzie ten poziom za wysoki.

KS — A jak fizyki uczyli Pana w szkole?

SS — Właśnie mówiłem o Moychu. On dobrze uczył.

KS — Czy on jako nauczyciel miał możliwość dostępu do jakiejś literatury bieżącej?

³ Muzeum to powstało w 1875 r. ze składek społecznych, z inicjatywy i przy poparciu finansowym J. T. Lubomirskiego, jako jedna z nielicznych polskich placówek naukowych na terenie zaboru rosyjskiego. W jednej z jego pracowni (fizycznej) pracowała w latach 1890—91 Maria Skłodowska-Curie (przyp. Red.).

SS — Nie rozumiem właściwie Pana pytania, bo nie było żadnych trudności, żeby sprowadzać książki z zagranicy.

KS — Czy takie czasopismo jak *Kosmos*, *Wszechświat* jakąś rolę wtedy odgrywały?

SS — Odgrywały, ale nie myślę, żeby zbyt wielką, bo nie było zbyt trudno wyjechać choćby do Krakowa i sprowadzać czasopisma. Można było również zamówić przez księgarnie, przez Gebethnera czy coś w tym rodzaju i po prostu sprowadzić. W pracowni Röntgena kształcili się ludzie, byli tam na stażu naukowym. Tak, że kontakty były. No, dlaczego np. pani Skłodowska pojechała do Paryża? No właśnie dzięki takim kontaktom. Zainteresowała się promieniotwórczością... dostała się do Becquerela... zaczęła współpracować z późniejszym mężem... Pan już zna tę historię. Najpierw wykryli polon, który silnie promieniował. Ponieważ bardzo silnie promieniował, dlatego właśnie pani Curie zaproponowała dać mu nazwę polonu, a później okazało się, że polon nie miał tego znaczenia co rad. Chociaż silnie promieniował, był krótkożyłowy. Wiemy dzisiaj, dlaczego. Ale to wszystko ilustruje Panu, że kontakty były wówczas żywe.

KS — Teraz chciałbym się dowiedzieć, jak Pan trafił na studia i jak wyglądały studia uniwersyteckie w tym czasie.

SS — No, to trzeba rozróżnić. Uniwersytet otworzyli Niemcy w 1915 r. i Politechnikę, już jako polskie. Ja przyszedłem w 1916 r. na Uniwersytet, po maturze. Wtedy profesorem fizyki był Wierusz-Kowalski. Przyjechał z Fryburga. Prowadził zajęcia wspólnie dla Politechniki i Uniwersytetu. I to wtedy prowadziło się częściowo na Politechnice, w gmachu fizyki, a częściowo w gmachu chemii na terenie Uniwersytetu. Właściwie wtedy wszystko jeszcze było bardzo słabe... Była tylko zmontowana pracownia. Dość słabe pokazy. Tak było do 1918 roku.

KS — Fizyka uniwersytecka była wtedy w jakim gmachu? Na Krakowskim Przedmieściu?

SS — Na Krakowskim Przedmieściu, a wykłady niektóre były prowadzone w gmachu fizyki.

KS — Na Politechnice?

SS — Na Politechnice. Ten gmach ocalał, tylko był pusty. Biblioteki właściwie nie było. Dość trudno było wtedy, bo to był okres wojenny, ale z Krakowem kontakty były silne, tak że wykładowcy fizyki w 1917—18 roku byli kształceni w Krakowie. Ci, co byli kształceni w Krakowie, potem prowadzili fizykę. Prowadził wtedy fizykę: Sachs, [Wacław] Dziewulski... Ja miałem przed 1918 rokiem propozycję na zastępcę asystenta na Uniwersytecie.

KS — U kogo? U Kowalskiego?

SS — U Kowalskiego, który w 1918 r. odszedł, a w 1919 r. przyszedł Pieńkowski...

KS — Do końca studiów Pana, jak przebiegały sprawy?

SS — Do 1922 roku byłem na Politechnice. Wtedy zastępcą kierownika fizyki na Politechnice był Marian Grotowski z Wolnej Wszechnicy, potem przeszedł na Politechnikę. Ale to był zastępca profesora i odszedł, kiedy przyszedł Wolfke. Zajmował się przepływem cieczy, mianowicie warunkami powstawania przepływu turbulentnego. Miał nawet zupełnie prostą aparaturę. A potem pracował w Łodzi. Tam też była Wolna Wszechnica. A w Warszawie istniała wtedy Pracownia Radiologiczna ufundowana przez Kernbauma. Tam kierownikiem był Wertenstein, uczeń pani Curie.

KS — Czy pani Curie była kierowniczką nominalną?

SS — Była patronem pracowni. Był jeszcze twór, który się nazywał Instytut Radowy. Ona była na uroczystości poświęcenia, była opiekunką tego. Darowała gram radu, co było dużo na owe czasy. U niej przez dwa lata przebywał Cezary Pawłowski. Potem pracował u Pieńkowskiego na Hożej⁴, a po wojnie na Politechnice. Spotkał się Pan z tym nazwiskiem?

KS — Tak.

SS — On jest już dawno na emeryturze. Potem poszedłem do Pieńkowskiego i tam pracowałem jako asystent. Na Uniwersytet. Najpierw w pierwszej pracowni. Robiłem wtedy doktorat, bo nie robiło się wtedy magisterium. Wtedy jeszcze przed 1926 nie istniało magisterium tylko robiło się od razu doktorat. Według obyczaju sprzed pierwszej wojny. I robiłem doktorat u Pieńkowskiego. Skończyłem w 1926 r.

KS — Już Pan pracował kończąc studia?

SS — Tak. Z początku byłem asystentem. Później byłem starszym asystentem. A jak skończyłem doktorat, to zostałem adiunktem. I wtedy zacząłem zajmować się wydajnością fluorescencji. Wtedy zacząłem się zajmować tymi rzeczami z mechaniki kwantowej.

KS — Chciałbym jeszcze zatrzymać się na tym okresie przed 1926 r. Pan robił doktorat z fizyki doświadczalnej?

SS — Tak.

KS — Jakie były Pana warunki pracy?

SS — Warunki pracy już wtedy zaczynały się polepszać. Robiłem pomiary fluorescencji, tzn. musiałem mierzyć natężenie fluorescencji, rozłożone spektralnie. Miałem wtedy już spektrometr. Mierzyłem natężenie komórką fotoelektryczną, co było wtedy nowością. Komórki fotoelektryczne były sprowadzane z zagranicy. A elektrometr, którym robiłem pomiary, był budowany w warsztacie. Warsztat był dobrze postawiony, był mechanik bardzo dobry — Brandel.

KS — To było już na Hożej?

SS — Na Hożej. Brandel był inteligentnym człowiekiem i jemu nie trzeba było, jak się to robi dzisiaj, narysować dokładnie wszystko. Wystarczył szkic i uzgodnienie szczegółów. Jak mu się powiedziało o co chodzi, to on sam dokładał swojej inwencji do tego. Zupełnie przyzwoite, czułe elektrometry budował. Na Politechnice był też mechanik tego samego rzędu co Brandel, tzn. Skłodowski i on też robił bardzo subtelne przyrządy. Inaczej wyglądała pracownia. Miał on swoich uczniów, którzy u niego praktykowali, ale był bardzo samodzielny. W przyrządy tak budowane wkładał dużo inwencji. Teraz to wszystko idzie przez wnioski racjonalizatorskie, takimi drogami bardziej oficjalnymi. A wtedy to się robiło nieoficjalnie. Był bezpośrednim współpracownikiem przy budowie przyrządów.

KS — Czy profesor interesował się postępami prac?

SS — Pieńkowski bardzo się interesował. Prawie codziennie robił obchód. Przychodził wcześniej i jeżeli kogoś nie zastał, to pisał „SP”. Pieńkowski prowadził seminarium. Wyznaczał każdemu, kiedy ma co mówić, dawał pracę do zreferowania. Wtedy literatura niemiecka była silnie reprezentowana. Trzeba było przeczytać i zreferować artykuł. Po seminarium zawsze była wspólna herbata. W trakcie, dyskutowało się różne rzeczy z fizyki współczesnej.

⁴ Jeszcze przed wyjazdem do Paryża Pawłowski pracował na Hożej. Por. wspomnienie B. A. Gwiazdowskiej o Cezarym Pawłowskim, *Postępy Fizyki* 34, 177 (1983) (przyp. Red.).

KS — Kto jeszcze należał do grona pracowników poza Pieńkowskim?

SS — Prawą ręką Pieńkowskiego był Kucz [?]. Zaczął swoje wykształcenie w Odessie i po rewolucji przyjechał do kraju. W Odessie też był prof. Witkowski, astronom. Potem był w Krakowie u Banachiewicza. Spośród starszych pracowników była pani Bobrówna, która w Petersburgu kończyła wyższe kursy żeńskie. Wtedy kobiety nie kształciły się na uniwersytetach. To były wyższe kursy żeńskie na poziomie uniwersyteckim. Później pracowała u Joffego i Golicyna ⁵, zajmowała się sejsmologią. Następnie przyjechała do Warszawy i była u Pieńkowskiego. Kto wtedy pracował z kolegów? [Witold] Majewski, ten z Politechniki, [Edward] Stenz (meteorolog), Sołtan, Kapuściński (był potem profesorem w Akademii Medycznej), [Henryk] Jeżewski (brat prof. [Mieczysława] Jeżewskiego), który dość wcześnie umarł. Henryk Jeżewski dobrze się zapowiadał. Potem była cała plejada tych młodszych. Trzeba powiedzieć, że Pieńkowski był dobrym organizatorem... Potrafił wydostawać pieniądze, rozwijać laboratorium, Zakład Fizyki. Zakład był znany. W latach 30. był to Zakład na poziomie europejskim, jeżeli chodzi o wyposażenie [i] jeżeli chodzi o poziom prac. Myśmy mieli ludzi, którzy przyjeżdżali do Warszawy kształcić się. Na przykład w Warszawie kształcił się Swings. Swings pracuje jeszcze w Liège; jest profesorem astrofizyki, ale on u nas kończył studia ⁶. Jak Pieńkowski potrafił się starać? Mogę taki przykład przytoczyć: jak Pan stoi dzisiaj na Hożej przed budynkiem, to jest tak: jest korpus centralny i dwa skrzydła: prawe i lewe. Otóż pierwotny budynek to był tylko ten korpus i prawe skrzydło, lewego nie było. Ten korpus wybudowali jeszcze Rosjanie, ale nie zdążyli go wyposażyć i tak byłby zresztą pusty po ewakuacji. Więc w 1915—16 to był pusty gmach, mury były tylko i tak nie wykończone. Do kryzysu, tzn. do 1930—31 roku było tylko prawe skrzydło. W okresie kryzysu wydawało się, że bardzo trudno jest coś zrobić, ale Pieńkowski jako wywahał, że w ministerstwie są kredyty na popieranie działalności towarzystw naukowych i te kredyty były nie wykorzystane. Pieńkowski był wtedy prezesem Towarzystwa [Polskiego Towarzystwa Fizycznego]. Stwierdził, że Towarzystwo nie ma lokali i wy dostał te pieniądze. A przed tym nawiązał kontakty z Fundacją Rockefellera. Ja np. jeździłem na stypendium Fundacji Rockefellera do Comptona do Chicago. Sołtan też jeździł [w ramach] Fundacji Rockefellera do Paryża. Wtedy przez znajomości z Fundacją Rockefellera zaczął się starać o dotacje na przyrządy... Od Rockefellera dostał 50 tys. dolarów...

Rozmowa dn. 9 lipca 1977 r. (mieszkanie Profesora w Warszawie na ul. Lwowskiej)

KS — Kto w Polsce rozwijał, w jaki sposób była przez poszczególnych fizyków przyjmowana teoria względności i teoria kwantów. Może byśmy zaczęli od pierwszego tematu. O środowisku fizyków. Z czym startowaliśmy i jak poszczególne osoby były uplasowane?

⁵ Borys Borysowicz Golicyn (1862—1916), fizyk i geofizyk rosyjski, dyrektor Głównego Obserwatorium Geofizycznego w Pawłowsku, członek Petersburskiej Akademii Nauk (przyp. Red.).

⁶ Swings był na rocznym stażu u Pieńkowskiego po ukończeniu studiów w Liège (przyp. Red.).

SS — Start był raczej trudny dlatego, że kraj był bardzo zniszczony. Wbrew temu, co się mówi dzisiaj, że po drugiej wojnie to Polska była rzeczywiście zniszczona, a po pierwszej to właściwie...

KS — Wcześniej było sto lat rozbiorów, więc była zacofana również.

SS — Przed pierwszą wojną zacofanie nie było takie duże. W Galicji, Uniwersytet Lwowski i Uniwersytet Krakowski działały na niezłym zupełnie poziomie. We Lwowie działał Smoluchowski. W Krakowie był prof. [Władysław] Natanson. To był dużej klasy fizyk. Nie był człowiekiem energicznym i ekspansywnym. Miał mało uczniów. Jego uczniem był prof. Gumiński. Mało pisał, ale jego rzeczy były znane. Pracował w fizyce klasycznej. Zajmował się termodynamiką. Jego prace były trochę pionierskie w dziedzinie termodynamiki procesów nierównowagi. Uniwersytet Warszawski zaczął działać dopiero w okresie okupacji niemieckiej. Tak samo Politechnika. To znaczy, wcześniej Uniwersytet istniał i Politechnika też, ale były to rosyjskie placówki, z tym że były ewakuowane do Rosji w 1915 r. z ludźmi i z wyposażeniem. Tak, że zostały tylko mury. Politechnika powstała ok. roku 1900. Powstała z funduszy krajowych. Była zbiórka, która dała ok. miliona rubli. Na Politechnice powstały trzy budynki: główny, chemia i fizyka. Nie wiem, czy Pan miał w rękę *Historię Politechniki Warszawskiej*?

KS — Tak, przeglądałem.

SS — Tam wszystko jest opisane. Budowa trwała 2—2,5 roku. Kraków działał z pewnymi opóźnieniami dlatego, że w Krakowie w czasie wojny okres nie był sprzyjający. W czasie wojny Smoluchowski przeszedł do Krakowa. Miał iść do Wiednia, tylko że tam natknął się na opozycję. Ale w 1917 r. zmarł na czerwonkę. Miał czterdzieści kilka lat. Na jego miejsce przeszedł Natanson⁷. A na doświadczalnej fizyce był Witkowski, później Zakrzewski. We Lwowie po Smoluchowskim katedrę fizyki teoretycznej wziął Loria. Doświadczalna fizyka to był prof. Negrusz. Jego interesowała precyzja pomiarów. Miał osobliwe pojęcie o fizyce. Na przykład, nie wierzył w ugięcie promieni Röntgena. Lubił konstruować sam przyrządy, był dobrym mechanikiem. Był dziwakiem. Zmarł... pod koniec lat dwudziestych. Uniwersytet w Wilnie powstał w roku 1921, jak również Uniwersytet Poznański.

KS — Skąd brano kadrę do tych Uniwersytetów?

SS — Kadrę w dużej mierze brano z Krakowa i ze Lwowa. Prócz tego Wolna Wszechnica była pewnym źródłem kadry. Wolna Wszechnica istniała jeszcze przed I wojną. Ze szkół średnich ludzie przyszli. Szkoły średnie stały na dobrym poziomie, przeciętnie na lepszym niż teraz. Zwłaszcza szkoły prywatne, w których uczyli ludzie nawet na poziomie uniwersyteckim. [Przez] pierwsze lata po pierwszej wojnie na Uniwersytecie Warszawskim i Politechnice był prof. Wierusz-Kowalski.

KS — Czy Pan słuchał jego wykładów?

SS — Słuchałem jeszcze w okresie wojennym. Był we Fryburgu szwajcarskim. Miałem przerwę od roku 1918 do końca 1920. Przerwa nie była kompletna dlatego, że były urlopy. W listopadzie 1918 r. większość studentów poszła do wojska na ochotnika. Zaczęła się

⁷ Jest to pomyłka. Smoluchowski, który od 1899 r. był profesorem fizyki teoretycznej Uniwersytetu Lwowskiego, przeszedł w 1913 r. do katedry fizyki doświadczalnej Uniwersytetu Jagiellońskiego. Władysław Natanson zaś był od 1891 r. docentem, a od 1894 r. profesorem w katedrze fizyki teoretycznej tego Uniwersytetu (przyp. Red.).

formować armia. Działalność Uniwersytetu i Politechniki została przerwana. To samo było w Krakowie i we Lwowie. Jeszcze Kraków miał najbardziej normalne stosunki. Uniwersytet Poznański nie istniał jeszcze wtedy, ani Wileński...

KS — Ciekaw jestem, czy w okresie niepodległości zaczęło powstawać spójne środowisko fizyków polskich, czy może przez powstanie PTF? Jak wyglądała hierarchia tego środowiska? Kto miał największy autorytet jako fizyk? Jakie były wzajemne stosunki na płaszczyźnie naukowej? Czy były jakieś kontrowersje, spory?

SS — Zawsze czuło się pewne napięcie między Krakowem a Warszawą. Kraków miał swoją linię postępowania, Warszawa miała swoją. Jeżeli chodzi o Warszawę, to tu największym autorytetem naukowym był Wolfke. Pieńkowski był raczej organizatorem. Rzeczywiście, postawił Zakład Fizyki na bardzo dobrym poziomie. Stał się on ośrodkiem rozwoju fotoluminescencji... Organizacyjnie Instytut był na poziomie europejskim, jeżeli chodzi o wyposażenie [i] organizację pracy. Myśmy mieli tu stażystów zagranicznych. Były kontakty z fundacją Rockefellera, ja sam byłem na stypendium w Chicago... Można w pewnym sensie mówić, że była szkoła Pieńkowskiego. Z biegiem czasu uczniowie Pieńkowskiego objęli profesury.

KS — Wolfke [zaś] chyba szkoły nie stworzył.

SS — Wolfke nie utworzył szkoły. Białobrzeski też nie. Profesor [Włodzimierz] Ściśłowski jest uczniem Białobrzeskiego. W pewnym sensie szkoła powstała u Pieńkowskiego. Dlatego, że to było robione z rozmachem, na dużą skalę. Jednak tematyka — to właściwie fotoluminescencja.

KS — Czy inne ośrodki skoncentrowały się na jakiejś określonej tematyce?

SS — W ośrodku lwowskim działał Rubinowicz. Poza tym trochę luminescencją zajmował się Loria. Ale to się nie rozwinęło specjalnie. No i Infeld, który zajmował się ogólną teorią względności. Szczególnie później zajął się ruchem osobliwości pola grawitacyjnego. Główny wyczyn Infelda to jest praca wspólna: Einstein, Infeld, Hoffmann; chodziło o to, że w tym starszym ujęciu względności ogólnej, jeżeli chodzi o ruch w polu grawitacyjnym jakiegoś punktu materialnego, to tam było potrzebne specjalne założenie, że tor takiej cząstki w polu jest po krzywej geodezyjnej. A w tej pracy było wykazane, że nie trzeba żadnych założeń. Z tego, że to są równania nieliniowe wynika, że osobliwość musi się poruszać po linii geodezyjnej. Potem, jak Infeld wrócił do Polski, rozwijał to dalej. Miał uczniów, ale to są późniejsze historie, już powojenne.

KS — Pan Profesor z którymi z tych fizyków miał najbliższy kontakt, którzy z nich w jaki sposób wpłynęli na rozwój Pana kariery naukowej?

SS — Mnie wciągnął do fizyki Dziewulski. Na początku, jeszcze w czasach studenckich.

KS — Pan miał z nim jakieś kontakty osobiste?

SS — Tak, w Warszawie w 1917/18 roku on wykładał fizykę doświadczalną. Wciągnął mnie na zastępcę asystenta. Potem to się urwało, bo on poszedł do Wilna. Jeżeli chodzi o bliższe kontakty to miałem oczywiście z Lorią, z Pieńkowskim. Byłem uczniem Pieńkowskiego i u Pieńkowskiego robiłem doktorat. We Lwowie to był Loria i Infeld. Z kim jeszcze? Z Weyssenhoffem i z Niewodniczańskim.

KS — Czy na wybór Pana zainteresowań mieli oni jakiś wpływ bezpośredni? Czy Pan miał własne, skryształizowane?

SS — Dlaczego ja się potem skłoniłem w stronę teorii i mechaniki kwantowej? Jak

byłem w Chicago, tam był profesorem zaproszonym Heisenberg. Miał przez jeden semestr wykłady z początków mechaniki kwantowej. Było to w roku 1929. To mnie skłoniło, że zająłem się mechaniką kwantową.

KS — Przed wyjazdem do Chicago jeszcze Pan nie śledził tych wydarzeń?

SS — Zajmowałem się tym poczynając już od prac de Broglie'a. Mnie bardzo trafiły do przekonania te prace o falowej naturze elektronów. W 1927 r. ukazała się moja krótka notatka „Ugięcie elektronów przez odbicie od kryształów”. Zanim to opublikowałem, to upłynął rok. Było to doświadczalnie. Pod wpływem wykładów Heisenberga zająłem się stroną teoretyczną. Jak Pan widzi, miałem dużo kontaktów osobistych z szeregiem ludzi. Z Comptonem miałem też, przecież u Comptona pracowałem w Chicago. Compton był bardzo przyjemnym człowiekiem. Bardzo bezpośrednim w obejściu i ten styl Comptona bardzo mi się podobał.

KS — Pan wybrał sobie Comptona jako opiekuna, czy to przypadek?

SS — Tak, ja go sobie wybrałem jako opiekuna.

KS — Pan mógł sobie wybrać ośrodek, do którego Pan jechał?

SS — Tak, oczywiście. On musiał wyrazić zgodę na to. Z tego okresu mam przyjemne bardzo wspomnienia. Na przykład Pieńkowski. Pieńkowski miał zupełnie inny styl. Styl Pieńkowskiego jest właściwie wzorowany na stylu Lenarda.

KS — On znał Lenarda?

SS — Jakiś czas tam pracował. Lenard miał taki bardzo oficjalny styl. Robił bardzo uroczyste obchody. Później ten styl przejął Pieńkowski... Pieńkowski urządzał praktycznie co dzień obchód tych swoich magistrantów. Na przykład, chciał mieć referat, to zostawiał karteczkę: „Zechce Pan zreferować na seminarium taką a taką pracę”. Compton inaczej. Ja pracowałem w takim półpodziemiu, tak że okna wychodziły jeszcze na wierzch, to on zachodził tam i pytał: „Czy Pan nie zechciałby...”

KS — W Polsce raczej jesteśmy bliżsi temu stylowi sztywnemu.

SS — Na przykład, jak tam wyglądało? Compton zainteresował się, jak przyjechałem. Pytał się, jak ja finansowo stoję, może trzeba jakichś pieniędzy pożyczyć na początek, może trzeba pomóc mieszkanie wyszukać? Potem dostałem taki „master key”, klucz do otwierania wszystkich pokoiów. Mogłem sobie siedzieć, kiedy chciałem.

KS — Ale przed wojną na uniwersytecie jeszcze chyba nie było takich obyczajów?

SS — Jeżeli chodzi o bibliotekę, to nie było tak prosto jak tam.

KS — Czy mógłby Pan przypomnieć historię doświadczeń z ugięciem elektronów, które Pan przeprowadzał?

SS — Czytałem i tłumaczyłem prace Davissona i Germera. Chciałem to zrobić inaczej niż Germer, bo on doświadczenie Lauego powtarzał, a ja chciałem przez odbicie selektywne elektronów od powierzchni kryształu. Wymagało to zmontowania przyrządów.

KS — Interesują mnie szczegóły techniczne, jak takiego rodzaju doświadczenie się montowało?

SS — Podałem jak aparatura ma wyglądać. Musiał być kryształ w gazoszczelnym kranie, żeby można było mierzyć te kąty. Aparatura była metalowa, a ponieważ nie była wygrzewana, trzeba było cały czas pod pompą pracować. Dwie pompy dyfuzyjne do tego. Samą aparaturę wykonał warsztat. Ojciec, który był inżynierem, zrobił rysunek. Montowanie tej aparatury zajęło ok. pół roku.

KS — Co było źródłem elektronów?

SS — Źródłem elektronów był żarzony drucik — działo elektronowe, tzn. nadawanie szybkości przez różnicę potencjałów.

KS — Później kolimator.

SS — Kolimator, właściwie to jeszcze nie było tych kolimatorów w sensie soczewek elektronowych, to jest późniejsze.

KS — Dziurki.

SS — Dziurki po prostu były. Wybierało się wiązkę elektronów padających pod odpowiednim kątem i potem ramię odbierające elektrony nastawiało się pod kątem odbicia.

KS — Jaka była detekcja?

SS — Detekcja była galwanometrem.

KS — Mnie raczej interesują szczegóły, o których się nie pisze. Pan Profesor wcześniej miał doświadczenie, które Panu pomogło w tym.

SS — W pracy o wydajności fluorescencji. Robiłem to komórką fotoelektryczną. To była moja praca doktorska.

KS — Opiekunem tej pracy był prof. Pieńkowski?

SS — Te prace robiłem już po doktoracie. Sam sobie wybrałem ten temat. Nie Pieńkowski mi podsunął.

KS — Czy Pieńkowski się tym interesował?

SS — Trochę się interesował, ale jego zainteresowaniem głównym była fotoluminescencja.

KS — Czy on nie stawiał przeszkód tej natury, że Pan uszczuplał grono ludzi, którzy się zajmowali jego tematem?

SS — Nie. Za tę pracę dostałem nagrodę Towarzystwa Fizycznego — 1000 zł. Organizacja w Chicago była odmienna niż ta nasza. **Dużo** luźniejsza. Uniwersytet Chicagowski już wtedy był dobrym uniwersytetem.

KS — W książce A. Teskego czytałem o tym, jak Smoluchowski był u Kelvina. Tam też były stosunki swobodniejsze, ale to miało tę złą stronę, że Kelvin miał zwyczaj zaczynać sporo prac, liczył na to, że szybko otrzyma interesujące wyniki, ale już nie wgłębiał się w temat. Jeżeli nie było szybko efektów, to on to zostawiał i zajmował się czymś innym.

SS — Compton na przykład w tym czasie, gdy ja u niego pracowałem, zajął się promieniami kosmicznymi. Wtedy przygotowywał na szerszą skalę badania promieniowania kosmicznego w różnych miejscach powierzchni Ziemi. Było to dość systematycznie opracowane. Opracowano specjalne komory jonizacyjne, elektrometry. Same prace rozwinęły się później. Ja się też trochę tą tematyką zainteresowałem. Między innymi brałem udział w przygotowaniach tego nie udanego lotu balonem w 1938 r. w Polsce⁸. Mam nawet książkę, która się ukazała w związku z tym. Na owe czasy była to próba, jak się przygotowuje sputniki teraz. Amerykanie wcześniej urządzili taki lot do stratosfery i myśmy mieli też coś takiego przygotować. Był to duży balon (125 tys. m³). Wzlot wyglądał tak, że napełniało się tylko 4 tys. m³ wodoru, a cały balon zwiisał do wysokości 70 m. Kompania wojska trzymała liny przy zapuszczaniu i to wymagało spokojnego powietrza, tzn. wiatr nie mógł przekraczać 2—3 m/s, bo inaczej bardzo szarpało. Na takiej powierzchni nacisk wiatru

⁸ Por. rozmowę z Marianem Mięśowiczem, *Postępy Fizyki* 35, 47 (1984) (przyp. Red.).

jest już bardzo duży, tzn. nie można utrzymać. Pierwszy lot się nie udał, bo w trakcie puszczania balonu podniósł się wiatr. Trzeba było cofnąć wszystko i wypuścić gaz. Przy wypuszczaniu gazu na skutek wyładowania elektrostatycznego w pyłach talkowych, zajęła się powłoka i ok. 150 m² się spaliło. Spowodowało to przełożenie próby na następny rok. Były przygotowane rozmaite pomiary: działanie na emulsję, działanie jonizacyjne, pomiary licznikowe, tzn. pomiary kompleksowe promieniowania kosmicznego na dużych wysokościach, do 25 km i wyżej. Miało lecieć dwóch ludzi w kabine zamkniętej (kula o średnicy 2 m).

KS — Tak jak balon Pickarda.

SS — Była to większa kula niż Pickarda. Był to lekki metal — hydranal. Stop magnezu [i] aluminium. Pomalowana na pasy biało-czarne. We wnętrzu wszystko możliwie lekkie. Na przykład była używana balsa. Następny lot miał być na początku września 1939 r. Hel był już sprowadzony. ... Pojechałem do Francji i Anglii porozmawiać z ludźmi, którzy zajmowali się badaniem promieniowania kosmicznego. Zrobiłem objazd, przygotowałem sprawozdanie z tego. Mówiłem m. in. z Wegenerem, który robił takie pomiary balonami — sondami w Niemczech w 1937—38 roku.

KS — Kiedy się Pan habilitował?

SS — Habilitację zrobiłem w grudniu 1930 r.

KS — Na jaki temat?

SS — Temat teoretyczny: zachowanie się wiązki elektronów w polu elektrostatycznym, z punktu widzenia mechaniki kwantowej. Potem przechodzenie przez warstwę pola elektrostatycznego elektronów. Ponieważ nie doszło do skutku przejście Rubinowicza na Uniwersytet [Lwowski], to mnie pan Loria zaprosił. Nie mógł przeforsować Infelda na wydziale. Nie chcieli. Infeld był przy Katedrze. Ja byłem kierownikiem Katedry, jeszcze jako zastępca profesora — przez 6 lat. Prowadziłem kursowe wykłady. Infeld wyjechał w 1936 r. do Princeton, gdzie Einstein wystarał się mu o stypendium — 500 dolarów. Jak się stypendium skończyło, Infeld, aby zdobyć pieniądze, wydał książkę. Wszystko napisał Infeld, Einstein dał „firmę” (obaj byli autorami). Książka ta poszła dobrze. Infeld na tym zarobił, tak, że mógł się przez jakiś czas utrzymać. Później był w Kanadzie. Był drugi docent — Myron Mathisson⁹. Mathisson też był Żydem z pochodzenia, był bardzo zdolny... Myślał bardzo samodzielnie. Współpracował z Białobrzeskim. Zajął się ruchem dipola masowego w polu grawitacyjnym. Opublikował pracę, która wzbudziła zainteresowanie. Później kontynuował to Weysenhoff. Potem się wy dostał do Francji, przed wojną jeszcze. Z Paryża wy dostał się do Londynu. W Londynie umarł. Jego ostatnią pracę, już pośmiertnie, wydał Dirac. Z tego widać jak jego prace były cenione. Był samotnikiem. Sam pracował. Mało publikował...

KS — Czy z prof. Natansonem miał Pan jakiś kontakt?

SS — Z nim miałem mało do czynienia. Piekara miał z nim stosunki, bo Piekara jest docentem krakowskim. W swojej książce wspomina Natansona jako swojego nauczyciela. Natanson był dużym stylistą. Pisał pięknie po polsku.

KS — Z prof. Piekarą w okresie, kiedy on był studentem, Pan się zetknął? Potem on przeszedł do Rydzyny.

⁹ Por. artykuł B. Średniawy o Myronie Mathissonie, *Postępy Fizyki* 33, 373 (1982) (przyp. Red.).

SS — Bardzo dobrze postawił tę Szkołę. Druga taka szkoła powstała w Wilnie w 1938 r. Tam został dyrektorem Staszewski. Szkoła ta się nie rozwinęła. Była bezpośrednio związana z Uniwersytetem. Miało to być w stylu Krzemieńca. Krzemieniec był pod opieką Uniwersytetu Wileńskiego w latach przed powstaniem listopadowym. Wyciągnę trochę materiałów. Możemy się telefonować...¹⁰

¹⁰ Niestety, dalszej rozmowy już nie było. Prof. Szczeniowski zmarł w lutym 1979 r. Por. wspomnienie o nim H. Cofty, *Postępy Fizyki* **31**, 253 (1980) (przyp. Red.).

N O W O Ś C I N A U K O W E

*A. Janner, T. Janssen*University of Nijmegen
Holandia*P. M. de Wolff*Technische Hogeschool
Delft, Holandia**Kryształy niewspółmierne — nowa faza w fizyce ciała stałego *****Incommensurate Crystals: A new Phase in Solid State Physics**

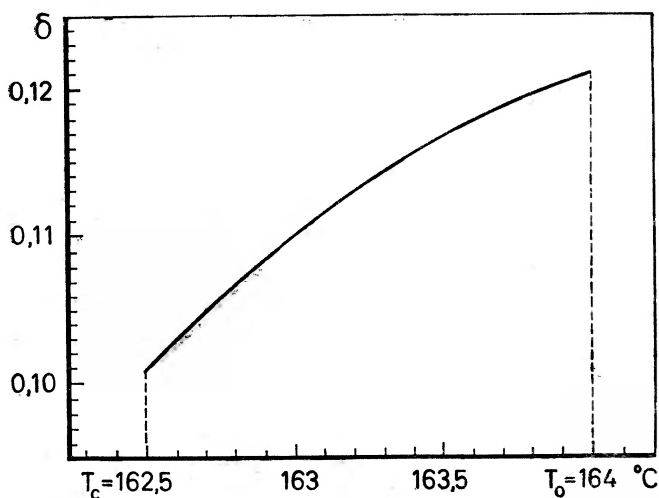
*Abstract **:* A general review of the incommensurate phases, recently found in variety of crystals, is given. Basic definitions, examples, and characteristic properties are briefly described. The authors present the state of up to date knowledge on the origin of the phenomenon, symmetry and physical properties of incommensurate crystals.

W osiemnastym wieku morfologię kryształów objaśniano przy pomocy hipotezy mówiącej, że kryształy składają się z elementarnych bloków powtarzających się w trzech kierunkach przestrzeni. Potwierdził to eksperymentalnie von Laue, który pokazał, że refleksy dyfrakcyjne obserwowane przy rozpraszaniu promieniowania X są związane z węzłami sieci. Od tego czasu podstawowym założeniem w fizyce ciała stałego jest translacyjna symetria sieciowa, jeśli pominiemy lokalne defekty i zaniedbamy skończone wymiary kryształu. Jednak w latach sześćdziesiątych dokładna analiza obrazów dyfrakcyjnych kilku związków (niektóre z nich spotykane bardzo powszechnie, jak np. bezwodna soda w temperaturze pokojowej- γ - Na_2CO_3) wykazała, że materiały te charakteryzuje porządek dalekiego zasięgu, podobnie jak w innych kryształach (na co wskazują ostre refleksy dyfrakcyjne) przy braku translacyjnej symetrii sieciowej. Taka struktura może być opisana następująco: wychodząc ze struktury podstawowej, którą możemy również uważać za strukturę uśrednioną, gdzie

* Artykuł, opublikowany w *Europhysics News* — Bulletin of the European Physical Society **13**, No 12 (1982), został przetłumaczony za zgodą Autorów i Wydawcy [Translated with permission. Copyright © 1982 by the European Physical Society.] (przyp. Red.).

** Streszczenie dodane przez tłumacza.

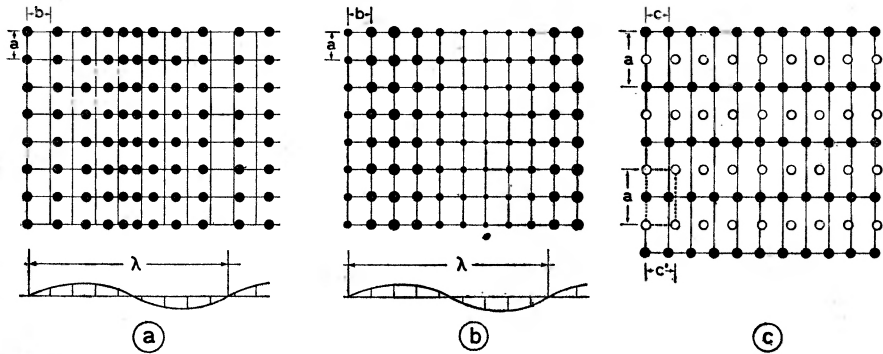
pozycje atomów mają symetrię translacyjną, przechodzimy do realnej struktury, w której atomy są w stosunku do tych pozycji poprzesuwane (czasami o ponad 0.5 \AA). Ponadto, charakterystyczne jest to, że przesunięcia te są przestrzennie periodyczne i z reguły okres takiego periodycznego zaburzenia jest taki sam dla różnych atomów w komórce elementarnej. Mówimy o tzw. fali modulacyjnej. W najprostszym więc przypadku mamy do czynienia z czterema elementarnymi periodycznościami: trzema związanymi z siecią struktury bazowej i periodycznością fali modulującej. Można to zaobserwować na obrazie dyfrakcyjnym: obok głównych refleksów struktury bazowej występują refleksy satelitarne, których odległość od najbliższego refleksu głównego jest odwrotnie proporcjonalna do okresu fali modulującej (rys. 1). Jeżeli okres modulacji zależy od trzech pozostałych w sposób wymierny, to kryształ posiada wciąż translacyjną symetrię sieciową. W tym często występującym przypadku ilość niezależnych periodyczności można zredukować do trzech, a o tak zmodulowanym kryształach mówimy, że tworzy on *nadstrukturę* w odniesieniu do fazy niezaburzonej.



Rys. 2. Temperaturowa zależność wektora falowego modulacji NaNO_2 (Durand i inni, [2])

W przeciwieństwie do opisanej sytuacji nowe fazy krystaliczne, jak $\gamma\text{-Na}_2\text{CO}_3$, charakteryzują się okresem modulacji zmieniającym się z temperaturą niezależnie od zmian odległości w sieci bazowej (rys. 2). Tak więc, w ogólności czwarta periodyczność jest niewspółmierna z pozostałymi trzema. Wyjaśnia to nazwę „niewspółmierna” faza krystaliczna. Jest jasne, że taka faza nie może mieć translacyjnej symetrii sieci w przestrzeni trójwymiarowej. Już przed badaniami sody znajdowano niewspółmierne periodyczne uporządkowania w kryształach, np. niewspółmierne uporządkowanie spinów w systemach magnetycznych. Jednak nawet bardzo złożona struktura magnetyczna pozostawia atomy na ich poprawnych krystalicznie pozycjach, przynajmniej w rozsądnym przybliżeniu. W sodzie sytuacja jest zasadniczo różna, gdyż obserwowana złożoność występuje na poziomie geometrycznej struktury kryształu. Zjawisko, o którym mowa nie jest ograniczone do związków jakiegoś szczególnego typu i wydaje się, że jego występowanie jest dosyć powszechne (patrz tabela). Z grubsza

Typ	Przykłady
Kryształy jonowe	Na_2CO_3 , K_2SeO_4 , Rb_2ZnBr_4 , ThBr_4
Metale	CuAuII , BMgSi_{2-x}
Półprzewodniki	TaS_2 , TaSe_2 , NbSe_2
Związki organiczne	TTF — TCNQ, Bifenyl, Tiomocznik
Związki organometaliczne	KCP
Magnetyki	Cr, Er, Tm
Minerały	Plagioclas, β -eukryptyt, kwarc
Ferroelektryki	NaNO_2
Kryształy poprzerastrane	$\text{Hg}_{3-x}\text{AsF}_6$, $\text{TTF}_7\text{I}_{5-x}$, $\text{Eu}_{1-x}\text{Cr}_2\text{Se}_{4-x}$



Rys. 3. Trzy typy niewspółmiernych faz kryształów: a) modulacja przesunięciowa, b) modulacja obsadzeniowa, c) struktura poprzerastrana

biorąc można wyodrębnić kilka typów niewspółmiernych struktur krystalicznych (rys. 3). Jednym z nich jest opisana wyżej fala przesunięć — typ ten nazywamy *modulacją przesunięciową*. W innym, periodyczny charakter ma prawdopodobieństwo obsadzenia przez atom określonej pozycji — mówimy o typie *modulacji obsadzeniowej*. Kryształ może również składać się z dwu lub więcej podsystemów, z których każdy ma swą własną periodyczność sieciową, ale periodyczności te są wzajemnie niewspółmierne. Strukturę takiego kryształu nazywamy *strukturą niewspółmiernie poprzerastraną* (intergrowth). Może również występować kombinacja tych różnych typów.

Przykłady i charakterystyczne własności

Dobrze zbadanym przykładem związku z niewspółmierną fazą krystaliczną jest selenian potasu K_2SeO_4 , który powyżej $T_i = 128 \text{ K}$ ma normalną strukturę. Z obniżaniem temperatury w kierunku T_i w jednej z gałęzi widma fononowego dla wektora falowego q na pozycji ogólnej wewnątrz strefy Brillouina rozwija się minimum o rosnącej głębokości i w $T = T_i$ częstość odpowiadającego drgania tzw. miękkiego modu zdąża do zera. Oznacza to, że w tej temperaturze kryształ jest niestabilny. Dla $T < T_i$ powstaje stabilna niewspółmierna struktura typu przesunięcia z tym samym wektorem fali modulującej q , jaki

odpowiadał wyjściowemu miękkiemu modowi. Przy dalszym obniżaniu temperatury zachodzi następna przemiana fazowa w $T_c = 93$ K prowadząc z powrotem do kryształu o strukturze współmiernej, ale jeden z periodów sieci jest trzy razy większy niż był powyżej T_i . Obserwujemy więc trzykrotną nadstrukturę w stosunku do struktury fazy wysokotemperaturowej. Taką przemianę fazową przyjęto nazywać *przemianą domykającą* (lock-in transition). Fazy niewspółmierne, jak wszystkie fazy termodynamicznie trwałe, są stabilne w pewnym zakresie temperatur. Może to być zakres rzędu setek, jak np. w Na_2CO_3 lub kilku stopni, np. tylko jeden stopień w NaNO_2 . Istnieją także kryształy, w których nawet w bardzo niskich temperaturach nie występuje przemiana domykająca.

Niewspółmierność obserwowano również w kryształach poprzerastanych. Dla przykładu w $(\text{TTF})_7\text{I}_{5-x}$ cząsteczki TTF tworzą strukturę krystaliczną zawierającą duże tunele. W tych tunelach znajdują się łańcuchy atomów, które w temperaturze pokojowej są krytalograficznie uporządkowane. Ponieważ jednak parametr sieci podstruktury atomów jodu wzdłuż łańcucha jest niewspółmierny z odpowiednim parametrem podstruktury TTF, nie ma wspólnej symetrii translacyjnej. Niewspółmierne struktury złożone mogą występować także w związkach warstwowych. Podobnie, atomy adsorbowane na powierzchni kryształu mogą tworzyć dwuwymiarowy obraz struktury niewspółmiernej, jeżeli adsorbowane atomy zostaną uporządkowane z parametrem sieci nie dopasowanym do parametru podłoża.

Szeroko badaną klasą niewspółmiernych faz krystalicznych stanowią fazy quasi-jedno- lub dwuwymiarowych przewodników. W przypadku dostatecznie silnego sprzężenia elektronów z siecią powstaje nowy stan równowagi, gdzie w stanie podstawowym elektrony przewodnictwa nie mają rozkładu przestrzennie jednorodnego (w przybliżeniu wolnego elektronu), ale rozkład modulowany związany z obecnością fal gęstości ładunku (charge density waves, CDW). W ślad za tymi falami ulega dystorsji sieć krystaliczna. Przykłady znaleziono wśród dwuhalogenków ($\text{TaS}_2, \text{TaSe}_2$), gdzie mogą istnieć nawet dwie dodatkowe periodyczności. Dla określenia tego zjawiska używa się terminu modulacja dwuwymiarowa.

W zasadzie liczba dodatkowych periodyczności może być dwolnie duża, ale najwyższy znany dotychczas wymiar modulacji wynosi trzy (FeO_{1-x}). Można pokazać, że jeżeli modulacja powstaje z miękkich modów dla wektorów q pochodzących z jednej gwiazdy (zbiór wektorów uzyskany z pojedynczego wektora przez działanie symetrii grupy punktowej) liczba dodatkowych periodyczności wynosi co najwyżej dziewięć.

Pochodzenie zjawiska

Dla niektórych ze wspomnianych wyżej systemów, szczególnie tych zawierających fale gęstości ładunku, pochodzenie fazy niewspółmiernej jest dostatecznie dobrze poznane. Już dawno Peierls pokazał, że jednowymiarowy kryształ z elektronami przewodnictwa jest niestabilny względem deformacji o wektorze falowym równym dwukrotnemu wektorowi falowemu Fermiego. Chociaż ściśle biorąc w naturze nie występują jednowymiarowe kryształy istnieje jednak wiele quasi-jednowymiarowych przewodników wykazujących znaczącą przewodność tylko w jednym kierunku (patrz M. Weger, *Europhysics News* 9, No 7/8, 7 (1978)). Można w nich zaobserwować pojawienie się fal gęstości ładunku



Rys. 1. Obraz dyfrakcji elektronów dla Rb_2ZnBr_4

i modulacji przesunięciowej dokładnie takiej jak to przewiduje teoria. W zależności od kształtu powierzchni Fermiego podobna niestabilność może także wystąpić w quasi-dwuwymiarowych przewodnikach, co rzeczywiście obserwuje się w takich systemach, jak np. TaSe_2 . Ponieważ w szczególności wektor falowy Fermiego jest niewspółmierny z wektorami sieci odwrotnej uśrednionej (bazowej) struktury kryształu, pojawiająca się deformacja jest także niewspółmierna.

Również w przypadku, gdy istnieją dwa lub więcej podsystemy, każdy o swej własnej periodyczności sieciowej, pojawi się modulowana faza niewspółmierna jako rezultat wzajemnych oddziaływań pomiędzy podsystemami.

Czasami, ale nie zawsze, pojawienie się różnych elementarnych periodyczności można wyjaśnić rozważając np. wielkości promieni atomowych, atomów wchodzących w te podsystemy. Jednakże w modulowanych kryształach jonowych, mechanizm wiodący do niewspółmierności pozostaje wciąż jeszcze mało znany. Być może klucz do poznania tego mechanizmu zostanie znaleziony dzięki badaniu modeli jednowymiarowych, dla których pokazano już, że konkurencyjne siły harmoniczne w połączeniu z oddziaływaniami anharmonicznymi mogą prowadzić do powstawania faz niewspółmiernych. W kryształach jonowych takie konkurencyjne siły pochodzące od oddziaływań kulombowskich mogą być powodem niewspółmierności.

Symetria

Kryształ niewspółmierny *nie ma sieciowej symetrii translacyjnej* ze względu na obecność czterech lub więcej elementarnych periodyczności. Niemniej jednak możliwe jest przywrócenie struktury sieciowej w następujący sposób:

$$\text{Jeżeli } \mathbf{n} = n_1 \mathbf{a}_1 + n_2 \mathbf{a}_2 + n_3 \mathbf{a}_3$$

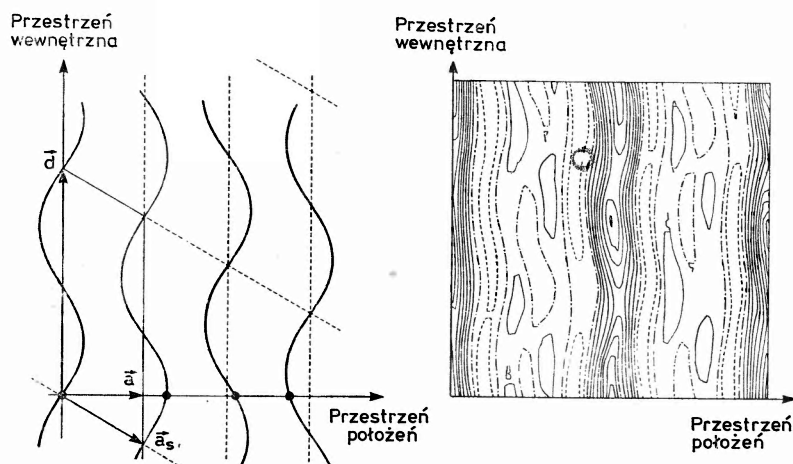
opisuje pozycje komórki elementarnej, \mathbf{r}_j zaś średnią pozycję j -tego atomu w tej komórce, a przesunięcie atomu w pozycji $\mathbf{n} + \mathbf{r}_j$ wynosi $\mathbf{u}_j(q\mathbf{n} + \mathbf{t})$ (gdzie $\mathbf{u}_j(x)$ jest funkcją periodyczną: $\mathbf{u}_j(x) = \mathbf{u}_j(x + 2\pi)$), to faza \mathbf{t} fali modulującej może być interpretowana jako nowa swobodna zmienna. Można wtedy przypisać pozycjom atomów punkty w przestrzeni $(3 + 1)$ -wymiarowej o następujących współrzędnych (\mathbf{r}, \mathbf{t}) :

$$(\mathbf{n} + \mathbf{r}_j + \mathbf{u}_j(q\mathbf{n} + \mathbf{t}), \mathbf{t}).$$

Dla ustalonych \mathbf{n} i j reprezentuje to linię przestrzeni 4-wymiarowej (rys. 4). Ponadto obraz wszystkich linii ma 4-wymiarową sieciową symetrię translacyjną, to znaczy pozostaje niezmienniczy względem translacji $(\mathbf{m} = m_1 \mathbf{a}_1 + m_2 \mathbf{a}_2 + m_3 \mathbf{a}_3, -q\mathbf{m})$ i $(0, 2\pi)$, gdzie m_1, m_2 i m_3 są liczbami całkowitymi. Rzeczywistą strukturę krystaliczną w przestrzeni 3-wymiarowej uzyskujemy jako przecięcie tych linii dla $\mathbf{t} = 0$. Znaczenie takiej translacyjnej symetrii wynika z faktu, że projekcja składowych Fouriera struktury 4-wymiarowej na 3-wymiarową przestrzeń daje składowe Fouriera kryształu niewspółmiernego i jest to projekcja wzajemnie jednoznaczna. Kryształ niewspółmierny ma więc dobrze zdefiniowaną odpowiedniość do struktury posiadającej periodyczną sieć chociaż zdefiniowaną

w 4-wymiarowej, a nie w rzeczywistej przestrzeni. Grupę symetrii tego 4-wymiarowego obrazu przyjmuje się jako symetrię kryształu niewspółmiernego.

Pierwszym zastosowaniem tego podejścia jest możliwość *klasyfikacji* grup symetrii kryształów niewspółmiernych, która pozwala na przypisanie każdej takiej strukturze odpowiedniej grupy. Opracowaliśmy metody ich wyznaczania i utworzyliśmy listę wszystkich nierównoważnych 4-wymiarowych „grup nadprzestrzennych”, jak również zestawienie



Rys. 4. Nadkryształ w dwu wymiarach odpowiadający jednowymiarowemu kryształowi zmodulowanemu. Po prawej stronie — gęstość elektronowa Fe_{1-x}S wykreślona w nadprzestrzeni (Nakazawa i inni, *AIP Conf. Proc.* 53 (1979))

wszystkich typów sieci Bravaisa aż do szóstego wymiaru. W klasyfikacji tej normalna 3-wymiarowa struktura jest szczególnym przypadkiem, tak więc mając rozbudowaną klasyfikację uzyskaliśmy również możliwość jednorodnego opisu. Wyznaczenie grupy nadprzestrzennej jest możliwe w podobny sposób jak wyznaczenie zwykłej grupy przestrzennej dla normalnego kryształu i faktycznie zostało już przeprowadzone dla kilku związków.

Drugie zastosowanie ma znaczenie dla procesu określania struktury kryształu. Z istnienia ścisłej współzależności pomiędzy współczynnikami Fouriera rzeczywistej struktury krystalicznej a odpowiednimi współczynnikami 4-wymiarowej struktury *nadkryształu* wynika, że jeżeli dla takiej struktury istnieją wygaszenia systematyczne jako konsekwencja relacji symetrii nadprzestrzennej, to te same wygaszenia są także obecne w obrazie dyfrakcyjnym kryształu rzeczywistego. Stanowi to dużą pomoc w analizie strukturalnej, ponieważ ograniczenia nałożone na nadkryształ przez symetrię prowadzą do zależności strukturalnych w rzeczywistym kryształ. Wyżej wymiarowe grupy symetrii mogą być zatem stosowane w fizyce niewspółmiernych faz krystalicznych, analogicznie do zastosowań 3-wymiarowych grup przestrzennych w odniesieniu do zwykłych kryształów. W szczególności można opisywać wzbudzenia przy pomocy wektorów w 4-wymiarowej strefie Brillouina, mimo że w przestrzeni 3-wymiarowej nie ma takiej strefy dla tego typu kryształów. W ten sposób można włączyć do badań jedną z najpotężniejszych technik w fizyce ciała stałego — zastosowanie teorii grup.

Własności fizyczne

Większość własności materiałów amorficznych różni się tylko nieznacznie od własności kryształów. To samo jest prawdziwe *a fortiori* dla kryształów niewspółmiernych i tylko bardzo dokładna analiza odsłania drobne różnice. W dalszym ciągu będziemy dyskutować tylko niektóre nowe cechy.

Już w *makroskopowym* kształcie kryształu można dostrzec regularność struktury mikroskopowej, ściany kryształu pozostają bowiem w ścisłym związku z płaszczyznami sieci krystalograficznej. Jeżeli wybrać odpowiednie osie, to płaszczyzny określone przez ściany zewnętrzne kryształu przetną je w punktach, dla których stosunki odległości do początku układu współrzędnych są wymierne zgodnie z *zasadą wymiernych wskaźników*. Można oczekiwać odchylenia od tej zasady w przypadku, gdy kryształ nie posiada periodycznej sieci, jak to ma miejsce dla kryształu o strukturze niewspółmiernej. Takie odchylenie rzeczywiście udało się ostatnio wykryć, a dowody eksperymentalne potwierdzają teorię, według której 3-wymiarowy kształt kryształu jest przecięciem przestrzeni rzeczywistej z nadkryształem o kształcie zgodnym z powyższą zasadą rozszerzoną na wyższy wymiar. W praktyce oznacza to, że istnieją dodatkowe ściany kryształu, którym można nadać wskaźniki wyznaczone przez cztery lub więcej liczb całkowitych, czyli nowe uogólnione wskaźniki Millera.

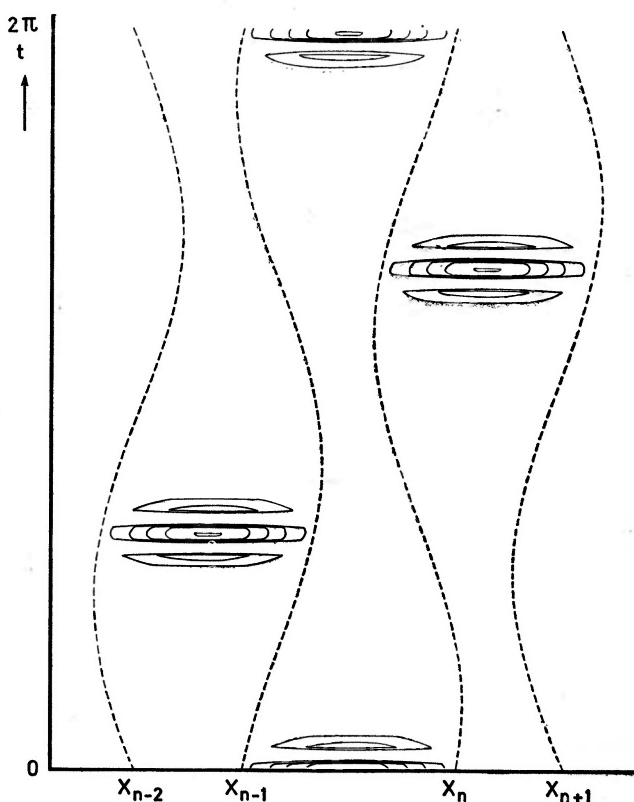
Na poziomie mikroskopowym należy wyznaczyć funkcje modulacji u_j , co dotychczas wykonano tylko w kilku przypadkach. Tym niemniej zarówno eksperyment, jak i teoria prowadzą do następującego obrazu. Modulacja ma prostą sinusoidalną formę tuż poniżej temperatury przemiany fazowej T_i , ale z obniżeniem temperatury pojawiają się wyższe harmoniczne. W pobliżu przemiany domykającej struktura powinna być opisywana w kategorii małych domen mających prawie współmierną strukturę, oddzielonych ściankami o zmieniających się szybko funkcjach modulacji. Ścianki te nazywane są *obszarami odwspółmierniania* (discommensurations), a czasami solitonami fazowymi. Jest również możliwe, że wektor falowy modulacji, tzn. wektor uśredniony po współmiernych domenach i obszarach odwspółmierniania jest współmierny w tym obszarze: przy zmianie temperatury wektor falowy skokowo zmienia swą wielkość od jednej wartości współmiernej do innej.

Widmo drgań sieci kryształu niewspółmiernego jest bardzo różne od widma normalnego kryształu. Dla m -krotnej nadstruktury, strefa Brillouina kurczy się m -krotnie, a na granicach nowej strefy tworzą się przerwy. W fazie niewspółmiernej nie istnieje 3-wymiarowa strefa Brillouina, a więc istnieje zatem nieskończona liczba przerw. Obliczenia numeryczne dokonane na prostych modelach wskazują jednak, że szerokość tych przerw silnie się zmienia. Jeżeli modulacja nie zawiera wielu wyższych harmonicznych, liczba znaczących przerw nie jest duża, pozostałe są bardzo małe i w praktyce do pominięcia. Ponadto, można by oczekiwać w zasadzie nieskończonej liczby nowych linii w widmie, ponieważ drgania o wektorze falowym $k = 0$ mogą być optycznie czynne, a liczba takich drgań jest nieskończona. W praktyce jednak liczba nowych czynnych drgań pojawiających się przy przemianie fazowej z fazy normalnej do niewspółmiernej jest niewielka. Potwierdzono to już eksperymentalnie przy badaniach absorpcji w podczerwieni i rozpraszania Ramana.

W fazach niewspółmiernych występują również jakościowo nowe wzbudzenia. Mogą być one opisane jako długofalowe fluktuacje fazy i amplitudy funkcji modulacji. Noszą one nazwy odpowiednio *fazonów* i *amplitudonów*. Jeżeli funkcja modulacji jest gładka, a wektor

modulacji niewspółmierny, oczekuje się, że fazy mają częstość zerową. Choć w nadprzestrzeni można uważać fazę za drganie akustyczne z przesunięciami w kierunku dodatkowego wymiaru przestrzeni, eksperymentalne wykrycie takiej gałęzi drgań fazonowych okazało się wyjątkowo trudne. Jedyne doniesienia (na podstawie bezpośrednich pomiarów nieelastycznego rozpraszania neutronów) dotyczą bifenyłu i ThBr_4 . Z drugiej strony pomiary czasu relaksacji z użyciem NMR wykazały istnienie nisko położonych wzbudzeń interpretowanych jako fazy. Prace nad detekcją fazonów metodami optycznymi są w toku.

Widma elektronowe kryształów niewspółmiernych wykazują także dużą liczbę przerw. W tym przypadku mamy również do czynienia z pewną hierarchią w widmie: istnieje kilka szerokich przerw, a między nimi w każdym powstającym pseudopaśmie istnieją coraz mniejsze przerwy, które przestają być istotne, ponieważ elektron może je przeskakiwać pod wpływem wzbudzeń termicznych lub słabych pól elektrycznych.



Rys. 5. Gęstość elektronowa dla stanów zlokalizowanych w nadkryształ odpowiadającym jednowymiarowemu kryształowi zmodulowanemu (C. de Lange, T. Janssen w przygotowaniu)

Interesująca jest lokalizacja stanów elektronowych. W zwykłym kryształach wszystkie stany własne są zdelokalizowane. W jednowymiarowych systemach amorficznych wszystkie stany własne są zlokalizowane. Obliczenia modelowe wykazują, że w jednowymiarowych strukturach niewspółmiernych występują zarówno stany zdelokalizowane jak i zlokalizo-

wane; dotyczy to również struktur niewspółmiernych 3-wymiarowych. Ściśle biorąc, stany zlokalizowane są ograniczone do pewnego obszaru w kryształach i odpowiadają dyskretnym wartościom własnym energii, natomiast stany zdelokalizowane występują dla wartości własnych odpowiadających pasmom energetycznym. Dodatkowo istnieją stany, które są periodyczne i dzięki temu rozciągają się na cały kryształ. Charakteryzują się one obecnością maksimum oddzielonych obszarów o bardzo niskim prawdopodobieństwie. Szczególny charakter stanów zlokalizowanych w kryształach zmodulowanym staje się wyraźnie dostrzegalny, jeśli wykreślić je w nadprzestrzeni wraz z liniami modulacji położenia atomów (rys. 5).

Rozważania teoretyczne

Skoro tylko istnienie niewspółmiernych faz krystalicznych zostało ostatecznie potwierdzone, materiały te stały się przedmiotem intensywnych badań zarówno eksperymentatorów jak i teoretyków. Większość prac poświęcono systemom wykazującym fale gęstości ładunku, które obecnie można uznać za dobrze poznane. Przemiany fazowe analizowano przy pomocy teorii Landaua (Ishibashi, Levanyuk i Sannikov, Bruce i Cowley) przyjmując jako parametr porządku średnią wartość współrzędnej normalnej odpowiadającej miękkiemu drganiu. Fluktuacje parametru porządku identyfikuje się tu z drganiami sieci. McMillan pokazał, że w pobliżu przemiany domykającej mogą się tworzyć obszary odwspółmierniania. Duże znaczenie mają w tej analizie argumenty oparte na symetrii struktury bazowej (J. C. i P. Toledano).

Niewspółmierne kryształy jonowe i półprzewodnikowe badano początkowo przy pomocy modeli stosowanych dla struktur poprzerastanych lub niewspółmiernych faz powierzchniowych. Wśród nich najwięcej uwagi przyciągnął model zaproponowany przez Dehlingera w 1972 r. Później Frenkel i Kontorova, Frank i Van der Merwe, Ying, Aubry i Bak przebadali jednowymiarowy model łańcucha harmonicznego z periodycznym potencjałem podłoża.

Modele niewspółmiernych kryształów badano również z punktu widzenia dynamiki sieci (Haque i Hardy, Bilz i Buettner, Janssen i Tjon, Parlinski i Michel), w którym wzięto pod uwagę siły konkurujące i oddziaływania anharmoniczne. Dla takiego modelu można, w przybliżeniu pola molekularnego, wyznaczyć diagram fazowy, z którego wynika, że przy dostatecznie silnych oddziaływaniach trzeciego sąsiada, istnieje miękkie drganie o wektorze falowym w punkcie ogólnym strefy Brillouina i stabilny stan podstawowy odpowiadający fazie niewspółmiernej. Stan taki jest stanem pośrednim pomiędzy zwykłym kryształem i nadstrukturą. Ponadto wykazano istnienie niskoczęstościowych fazonów w pobliżu temperatury niewspółmiernej przemiany fazowej oraz obszary odwspółmierniania w pobliżu przemiany domykającej.

Wnioski

Niewspółmierne fazy krystaliczne wykazują bogactwo szczegółów nie zawsze jednak łatwych do interpretacji. Przyczyny stabilności takich faz są z fizycznego punktu widzenia mniej lub bardziej poznane, chociaż wiele problemów o charakterze technicznym, a także

i podstawowym, pozostaje otwartych. Przy małych odchyleniach od normalnej periodyczności mogą być stosowane schematy zaburzeniowe, ale w ogólnym przypadku nieliniowe efekty są zbyt duże, by stosować takie przybliżenia. Lepszym wydaje się podejście oparte na rozszerzeniu teorii ciała stałego tak, by można było skorzystać z krystalograficznych nadprzestrzennych grup symetrii. Uzyskane rezultaty należy oczywiście interpretować w kategoriach fizycznych przestrzeni rzeczywistej.

Tłumaczył *Damian Kucharczyk*

Institut Niskich Temperatur i Badań
Strukturalnych PAN
Wrocław

Literatura

Wybór cytowanych publikacji jest dość dowolny i ma na celu ułatwienie dostępu do bieżącej literatury. W pracach tych można znaleźć dalsze odnośniki. Prace [1] — [11] dotyczą określonych materiałów, [12] — [14] symetrii i [15] — [21] rozważań teoretycznych.

- [1] W. van Aalst, J. den Hollander, W. J. A. M. Peterse, P. M. de Wolf, *Acta Crystallogr.* **B32**, (1976) (γ - Na_2CO_3).
- [2] D. Durand, F. Denoyer, M. Lambert, L. Bernard, R. Currat, *J. Phys. (France)* **43**, 149 (1982) (NaNO_3).
- [3] F. Denoyer, A. H. Moudden, R. Currat, C. Vettier, A. Bellamy, M. Lambert, *Phys. Rev.* **B25**, 1697 (1981) (Tiomocznik).
- [4] A. Yamamoto, *Acta Crystallogr.* **B38**, 1451 (1982) (Wustyt); **B38**, 1446 (1982) (CuAu).
- [5] K. Fung, S. McKernan, J. W. Steeds, J. A. Wilson, *J. Phys.* **C14**, 5417 (1981) (TaSe_2).
- [6] C. K. Johnson, C. R. Watson, *J. Chem. Phys.* **64**, 2271 (1976) ($\text{TTF}_7\text{I}_{5-x}$).
- [7] J. D. Axe, M. Iizumi, G. Shirane, *Phys. Rev.* **B22**, 3408 (1980) (K_2SeO_4).
- [8] H. Cailleau, F. Moussa, C. M. E. Zeyen, J. Bouillot, *Solid State Commun.* **29**, 259 (1979) (Bifenyl).
- [9] R. Blinc, V. Rutar, J. Seliger, S. Zumer, Th. Rasing, I. O. Aleksandrova, *Solid State Commun.* **34**, 895 (1980) (Rb_2ZnBr_4).
- [10] Th. Rasing, P. Wyder, A. Janner, T. Janssen, *Solid State Commun.* **41**, 715 (1982) (Rb_2ZnBr_4).
- [11] A. Janner, Th. Rasing, P. Bennema, W. H. van der Liden, *Phys. Rev. Lett.* **45**, 1700 (1980) (Rb_2ZnBr_4).
- [12] P. M. de Wolff, *Acta Crystallogr.* **A30**, 777 (1974).
- [13] A. Janner, T. Janssen, *Acta Crystallogr.* **A36**, 399, 408 (1980).
- [14] P. M. de Wolff, T. Janssen, A. Janner, *Acta Crystallogr.* **A37**, 625 (1981).
- [15] A. D. Bruce, R. A. Cowley, *Structural Phase Transitions*, Taylor and Francis, London 1981.
- [16] Y. Ishibashi, J. Sugiyama, A. Sawada, *J. Phys. Soc. Jpn.* **50**, 2500, (1981).
- [17] F. C. Frank, J. H. van der Merwe, *Proc. R. Soc. London*, **A198**, 205, 217 (1949).
- [18] F. Axel, S. Aubry, *J. Phys.* **C14**, 5433 (1981).
- [19] T. Janssen, J. A. Tjon, *Phys. Rev.* **B25**, 3767 (1982).
- [20] J. Petzelt, *Phase Transitions* **2**, 155 (1981).
- [21] R. Blinc, *Phys. Rep.* **79**, 331 (1981).

ZE ZJAZDÓW I KONFERENCJI

VI Międzynarodowa Konferencja Spektroskopii Laserowej SICOLS '83

Szosta Międzynarodowa Konferencja Spektroskopii Laserowej (SICOLS '83) odbyła się w dniach 27 VI — 1 VII 1983 r. w Interlaken w Szwajcarii. Konferencje Spektroskopii Laserowej (ICOLS) odbywają się od 1973 roku co 2 lata, tradycyjnie w znanych górskich miejscowościach, na przemian w Europie i Ameryce (poprzednie były w Vail, Megève, Jackson, Rottach-Egern). W omawianej Konferencji SICOLS '83 wzięło udział 310 uczestników z 25 krajów, w tym dwóch fizyków polskich. Na Konferencji ogłoszono 61 referatów (15—30 minutowych) i przedstawiono 83 komunikaty podczas sesji plakatowych.

Tak jak i poprzednie konferencje, obecna była reprezentatywnym przeglądem nowych, istotnych osiągnięć w spektroskopii laserowej. Ustalając jej program, organizatorzy: prof. Heinz P. Weber i Dr Willy Lüthy z Uniwersytetu Berneńskiego przywiązali duże znaczenie do nowych idei, obserwacji nowych zjawisk związanych z oddziaływaniem promieniowania laserowego z materią i demonstracji wysokiej zdolności rozdzielczej i czułości spektroskopii laserowej. Świadczy o tym koncentracja obrad wokół takich tematów jak fundamentalne zastosowania, nowe metody spektroskopii, chłodzenie i pułapkowanie jonów, atomów i cząsteczek, spektroskopia układów niestabilnych, postęp w produkcji nowych źródeł spójnego promieniowania czy badania powierzchni i ciał stałych.

Konferencję zainaugurował Claude Cohen-Tannoudji (ENS, Paryż) referatem „Czy kwantyzacja pola jest istotna dla opisu atomów oddziałujących z wiązkami laserowymi?”. Stig Stenholm (Helsinki) przedstawił przegląd prac i otwartych problemów dotyczących fizycznych zastosowań przekazu pędu fotonu do atomów. Do najdonioślejszych należało wystąpienie Marie Bouchiat (Paryż), w którym omówiła ona ostatnie obserwacje niezachowania parzystości w atomach cezu, przeprowadzone przez jej grupę w ENS. W odróżnieniu od innych doświadczeń atomowych, w których badane jest skrócenie płaszczyzny polaryzacji wiązki lasera propagującej w parach bizmutu (a których wyniki osiągnięte w Nowosybirsku, Oxfordzie, Moskwie i Seattle są nadal niezbyt konsystentne), doświadczenie paryskie bada polaryzację fluorescencji emitowanej przez atomy Cs po wymuszeniu przez wiązkę laserową silnie wzbronionego przejścia $6S \rightarrow 7S$. Osiągnięty wynik demonstruje łamanie parzystości z dokładnością 6δ i błędami systematycznymi mniejszymi od 8%. (Inny wynik osiągnięty w Berkeley w podobnym doświadczeniu z atomami Tl też potwierdza niezachowanie parzystości lecz z mniejszą dokładnością: 3δ). Bardzo ważny jest fakt większej precyzji i kompletności uzyskanych w paryskim doświadczeniu informacji z niedawnymi wysokoenergetycznymi wynikami głęboko nieelastycznego rozpraszania spolaryzowanych elektronów na deuteronach w SLAC.

Duże znaczenie mają również badania metodami spektroskopii wysokiej zdolności rozdzielczej struktury energetycznej atomu pozytonium, omówione przez S. Chu (Bell Labs, Murray Hill), a także prowadzone w kilku ośrodkach prace zmierzające do wyeliminowania jednego z podstawowych ograniczeń zdolności rozdzielczej nałożonego przez kwadratowy efekt Dopplera. W odróżnieniu od znanych metod eliminacji liniowego efektu Dopplera, efekt kwadratowy można zmniejszyć jedynie zmniejszając bezwzględną wartość prędkości badanego układu. Stanowi to główną motywację prac nad udoskonaleniem technik ochładzania i pułapkowania jonów i neutralnych atomów (referat W. P. Phillipsa z NBS). Alternatywną metodą jest przedstawiony w referacie J. J. Snydera (NBS) nowy, tzw. podłużny, wariant techniki prążków Ramseya, realizowany gdy wiązki laserowa i atomowa są niemal współbieżne.

Na konferencji przedstawiono także niektóre z wyników, bardzo pomyślnie rozwijających się w ostatnich latach, doniosłych badań oddziaływania atomów rydbergowskich z promieniowaniem. I tak, w komunikacie grupy J. L. Halla (JILA, Boulder) opisano pomiar zaburzenia energii stanów rydbergowskich przez

promieniowanie ciała doskonale czarnego o $T = 1000$ K. Grupa S. Haroche'a (ENS, Paryż) donosiła natomiast o niezwykłych doświadczeniach, w których zmieniano oddziaływanie swobodnych atomów rydbergowskich z polem próżni przez umieszczenie ich wewnątrz biernego rezonatora. Modyfikowało to drastycznie emisję spontaniczną takich atomów, przyspieszając ją aż o trzy rzędy wielkości, gdy rezonator dostrajany był do przejścia, bądź zwalniało przy odstrajającym rezonatorze.

Warto również wspomnieć o referacie, w którym J. J. Wynne (IBM, Yorktown Heights) wykazał ścisły związek między procesami absorpcji wielofotonowej i generacji wyższych harmonicznych. W szczególności, omówił on warunki wystąpienia i znaczenie interferencji procesów absorpcji trójfotonowej i generacji trzeciej harmonicznej w prostych układach dwupoziomowych.

Wielką atrakcją omawianej konferencji, korzystnie wyróżniającą ją ze wszystkich dotychczasowych, była dyskusja plenarna prowadzona przez laureata nagrody Nobla A. Schawlowa, w której wzięli udział Ch. Bordé, S. Chu, T. Hänsch, J. Hall, G. W. Series, T. Shimizu, H. H. Stroke, S. Stenholm i P. Toschek. Biorący w niej udział odpowiadali na pytanie, jakie podstawowe problemy fizyczne zostały, ewentualnie mogą zostać rozwiązane przez nowoczesną spektroskopię?

Do rozwiązanych, przynajmniej częściowo, problemów zaliczyli niezachowanie parzystości w widmach atomowych, korelację fotonów z trypletowego widma fluorescencji rezonansowej, wyjaśnienie mechanizmu spontanicznej emisji promieniowania przez atomy i testy elektrodynamiki kwantowej, zastosowanie laserów do badań struktur jądrowych oraz umożliwienie manipulacji laserem nie tylko wewnętrznych stopni swobody cząsteczek, lecz i zewnętrznych. Dość skąpe i raczej rozbieżne były wypowiedzi na temat przyszłych możliwych odkryć. Było to być może reakcją na nadmierny entuzjazm w początkach „epoki laserowej”. W 1971 r. np. powszechnie uważano, że lasery z promieniami X będą wkrótce osiągalne. Tymczasem obecnie jesteśmy nie wiele bliżsi realizacji tej przepowiedni niż przed 13 laty.

Tradycyjnie już materiały konferencji spektroskopii laserowej publikuje (rekordowo szybko) Springer Verlag w ramach *Springer Series in Optical Sciences*. Materiały konferencji SICOLS'83 ukazały się (w październiku 1983!) jako *Laser Spectroscopy VI*, wydane przez H. P. Webera i W. Lüthy *Springer Ser. Opt. Sci.*, Vol. 40 (Springer Verlag, Berlin 1983). Podobnie jak materiały poprzednich konferencji, staną się one niewątpliwie ważną pozycją w bibliografii spektroskopii laserowej.

Wojciech Gawlik

Instytut Fizyki
Uniwersytet Jagielloński
Kraków

VII Szkoła Analizy Strukturalnej w Karpaczu

Co kilka lat organizowane są w Polsce Szkoły Analizy Strukturalnej, którym patronuje Komisja Analizy Strukturalnej Komitetu Krystalografii PAN. Analiza strukturalna uchodzi za podstawowy dział krystalografii i dlatego nie może dziwić szeroki zakres problemów przedstawianych i dyskutowanych na kolejnych szkołach, popularnie zresztą nazywanych Szkołami Krystalografii. Ostatnią, ubiegłoroczną Szkołą zorganizował doc. T. Głowiak z Instytutu Chemii Uniwersytetu Wrocławskiego, przy czym program naukowy przygotował prof. K. Łukaszewicz z Zakładu Krystalografii Instytutu Niskich Temperatur i Badań Strukturalnych PAN we Wrocławiu. A ponieważ każda impreza tego typu jest odbiciem zainteresowań naukowych organizatorów, dlatego ubiegłoroczna VII Szkoła Analizy Strukturalnej (Karpacz, 20—28 IX 1983) upłynęła pod znakiem symetrii i jej zastosowań w krystalografii. Tak więc w ciągłym oscylowaniu krystalografii pomiędzy chemią a fizyką, tym razem zwyciężyła fizyka i chyba ku ogólnemu zadowoleniu uczestników (o czym mogła świadczyć zawsze pełna sala wykładowa, mimo że pogoda w Karkonoszach nie zniechęcała do spacerów). Wśród wykładowców znaleźli się też dwaj specjalnie zaproszeni fizycy teoretycy. Prof. J. Mozrzyms (IFT UW.) pięknie poprowadził podstawowy cykl wykładów Szkoły „Współczesna teoria symetrii kryształów” świetnie uzupełniony przez mgra W. Paciorka (INTIBS PAN) tzw. „ćwiczeniami” z teorii grup. Jak samemu stosować teorię grup pokazał doc. T. Wasiutyński (IFJ), analizując zmiany sy-

metrii w wyniku przemian fazowych. Nieporządek w przejściach fazowych był głównym tematem części wykładów poprowadzonych, jak zwykle błyskotliwie, przez wielkiego przyjaciela Polaków dra A. M. Glazera z Oxfordu, jedyne go zresztą tego roku gościa zagranicznego Szkoły. Struktury mniej lub bardziej uporządkowane obserwowane w eksperymencie krystalograficznym omówili w serii wykładów dr E. Michalski z WAT (struktury OD) i dr D. Kucharczyk z INTiBS PAN (modne od paru lat struktury modulowane). Potrzebę szerokiego stosowania nowoczesnych teorii symetrii ukazano także na przykładzie struktur domenowych oraz konfiguracji absolutnej cząsteczki i kryształu. W szkole reprezentowane było również, tradycyjne w krystalografii, podejście do rozwoju symetrii poprzez poszukiwania coraz bardziej skomplikowanych symetrii (np. wykłady o antysymetrii). Mimo że dziś nie neguje się zalet symetrii dwuwymiarowych czy wielobarwnych, to chyba nie przez uogólnianie wiedzy najprostsza droga do oczekiwanego porządku i prostoty. Tak zwane symetrie uogólnione są, jak pokazał m. in. prof. K. Łukaszewicz, zawarte w teorii grup jako jej szczególne przypadki. Więcej, teoria grup rozstrzyga odwieczny dylemat krystalografów dotyczących liczby układów krystalograficznych. Wykłady prof. J. Mozrzymsa pokazały wszystkim uczestnikom Szkoły, co jest elementarne w symetrii (tym „kwarkiem” symetrii jest odbicie), a właśnie z elementów najprostszych trzeba budować gmach krystalografii. Wiedzą o tym fizycy, choć krystalografowie zdają się nie dostrzegać, że i tu zbliża się przełom podobny do tego sprzed lat, w którym krystalografia wyzwoliła się z okowów mineralogii przechodząc do chemii. Przecież do dziś z krystalografii matematycznej (głównie zajmującej się symetrią) ukazało się już ponad 5 tys. prac. Wśród pionierów byli i Polacy. Szkoła w Karpaczu poświęcona symetrii była piękną kontynuacją polskich tradycji krystalograficznych, a zarazem upamiętnieniem obchodzonej w 1983 r. setnej rocznicy urodzin wielkiego krystalografa, profesora Uniwersytetu Jagiellońskiego, Stefana Kreutza (1883—1941). Był on (razem z S. Zarembą) autorem ścisłej definicji układu krystalograficznego i ścisłego wyprowadzenia 32 klas krystalograficznych metodą matematyczną. Zresztą ślad tych prac (choć nieco spóźnionych) pozostał w części podręczników w postaci symboli racjonalnych Kreutza-Zaremby.

Krystalografia jako dziedzina modelowa przejawów symetrii skupia na sobie uwagę wielu matematyków i fizyków (i nie tylko z racji problemu tzw. monstrum). Okazuje się np., że krystalografia istnieje także w przestrzeniach nieeuklidesowych). Zrozumiałe jest więc wezwanie z jakim żegnali się uczestnicy Szkoły: Recznicy symetrii wszelkich typów — łączcie się! Ze swej strony organizatorzy zapewnili, że materiały Szkoły zostaną wydane drukiem przez INTiBS PAN w serii „Prace Komitetu Krystalografii PAN”. Nie zaginą więc w niepamięci cenne treści wykładów i będą mogły służyć także innym krystalografom.

Nauczanie symetrii jest podstawą nauczania krystalografii. Stąd też obrazu Szkoły dopełniły ożywione dyskusje nad ciągle nierozwiązanym problemem nauczania krystalografii w szkołach wyższych zarówno jako osobnego przedmiotu (głównie na kierunkach chemicznych i geologicznych) jak i kilkugodzinnych „wstawek” do wykładów z fizyki ciała stałego. Bołączki i sukcesy oraz propozycje programowe przedstawiceli różnych polskich uczelni, kilka przykładów zagranicznych (m. in. ze Szkoły dydaktyki w Brazylii) — to też stanowiło temat kilku wykładów. Wśród 37 godzin zajęć dominowała jednak symetria (16 godzin teorii i blisko 10 godzin jej zastosowań).

Na koniec tych kilku uwag zasłyszanych w rozmowach wykładowców i uczestników VII Szkoły Analizy Strukturalnej warto dodać, że uczestnicy (ponad 80 osób) reprezentowali 21 uczelni i placówek naukowych z 10 ośrodków akademickich Polski. Kolejna szkoła, w 1984 r., poświęcona będzie strukturze i własnościom białek.

Paweł E. Tomaszewski

Instytut Niskich Temperatur
i Badań Strukturalnych PAN
Wrocław

RECENZJE

Ćwiczenia laboratoryjne z fizyki dla zaawansowanych pod red. Franciszka Kaczmarka. Wydanie drugie poprawione i uzupełnione, PWN 1982, str. 618, nakład 4800 egz., cena zł 260.—

Pięciu Autorów opracowało 50 zadań objętych 10 rozdziałami: 1. Pomiar fundamentalnych stałych fizycznych (5 zad.); 2. Badanie struktury kryształów (3 zad.); 3. Badanie wybranych własności fizycznych kryształów (6 zad.); 4. Badanie wybranych własności cieczy (4 zad.); 5. Pomiar własności magnetoelektrycznych i cieplnych metali (4 zad.); 6. Spektroskopia mikrofalowa (4 zad.); 7. Spektroskopia optyczna w zakresie widzialnym i w podczerwieni (4 zad.); 8. Zjawiska optyczne w cieczech, ciałach stałych i gazach (8 zad.); 9. Badanie wybranych zjawisk fizycznych w ciałach stałych, cieczech i gazach (7 zad.); 10. Fizyka jądrowa (5 zad.).

Każde zadanie — ćwiczenie zawiera bardziej lub mniej obszerną część ogólną, w której szeroko omówiony jest temat zadania oraz budowa i zasada działania przyrządów stosowanych do pomiarów. Ponadto podany jest sposób wykonania ćwiczenia oraz wykaz literatury źródłowej i zaleconej pomocniczej. Poziom opracowania ćwiczeń jest bardzo zróżnicowany i wyraźnie zależy od autora. Przeciętnie na jedno ćwiczenie wypada 12 stron książki. Wyjątkowo długie są opracowania Z. Bochyńskiego, który na 8 ćwiczeń osiągnął średnią 20 stron na jedno ćwiczenie. Zdecydowanie najciekawsze są opracowania F. Kaczmarka. Cechuje je zwięzłość (przy 14 opracowaniach wypada średnio 9 stron na ćwiczenie), umiejętność odesłania do literatury i oryginalność.

Książka, którą opracowano jako pomoc dla studentów odrabiających II Pracownię, partiami jest także oryginalnym podręcznikiem. Wiele zebranych w niej wiadomości, dotyczących np. wytwarzania drugiej harmonicznej światła i mieszania optycznego czy też sposobu wytwarzania impulsowego pola magnetycznego oraz pomiaru jego natężenia, trudno znaleźć w innych podręcznikach wydanych po polsku. Omawiana książka może też pełnić rolę poradnika dla organizatorów oraz asystentów II Pracowni i taka jej funkcja jest godna pochwały. Niestety jest jeszcze druga strona medalu.

Z *Ćwiczeniami laboratoryjnymi* po raz pierwszy zetknęłam się całkowicie nieświadomie, przy ocenie opisu zadania w II Pracowni. Student podał zasadę pracy lasera He-Ne i mimo że w trakcie ćwiczenia laser pracował ze zdjętą pokrywą, a student sam wstawiał modulator między rurę laserową i zwierciadło, narysował go jako rurę zamkniętą płaskimi zwierciadłami, czyli tak, jak na rys. 34. 1. omawianej książki. Ponadto bezkrytycznie przepisał zdanie: "...pompowanie optyczne polega na wzbudzeniu atomów neonu w wyniku zderzeń z elektronami, bądź też w wyniku wymiany energii pomiędzy wzbudzonymi atomami helu a niewzbudzonymi atomami neonu" (str. 390). To jest pompowanie, ale nie optyczne. Sprawę wyjaśnilismy i nie byłaby warta wzmianki, gdyby nie fakt, że w opisie wykonanym przez następnego studenta znalazłam ten sam rysunek i to samo zdanie. W ten sposób dowiedziałam się, że pojawił się „Dryński” dla II Pracowni. Czy to dobrze czy źle? Myślę, że liczba przeciwników tego rodzaju opracowania nie jest mniejsza od liczby jego zwolenników. Skoro jednak II Pracownia jest na III roku studiów, to najwyższy czas, aby student mógł sprawdzić swoją wizję pracy w fizyce doświadczalnej i tym samym wykazać pewną inicjatywę w rozwiązaniu problemu i opracowaniu wyników ćwiczeń. Gotowe tabelki, do których wpisuje się dane pozostawmy I Pracowni. W dalszym ciągu zajmę się oceną książki, która została wydana w nakładzie 5000 egz. i szybko trafi do rąk studentów.

Jednocześnie z *Ćwiczeniami laboratoryjnymi* na rynku księgarskim ukazało się w nakładzie 1680 egz. tłumaczenie z języka rosyjskiego analogicznego opracowania pod redakcją R. I. Sołouchina, zatytułowanego *Optyka i fizyka atomowa* (PWN 1982). Zawiera ono 42 jednakowo dobrze opracowane ćwiczenia tematycznie odpowiadające tylko 12 zadaniom z *Ćwiczeń laboratoryjnych*. Porównanie tych książek wypada niestety na niekorzyść książki omawianej. Poza nierównym poziomem opracowań ćwiczeń, jej słabym punktem

jest zalecona literatura pomocnicza (bo chyba nie źródłowa). Takie podręczniki jak: E. Szpolski — *Fizyka atomowa*, PWN 1953, S. Frisz i A. Timoriewa — *Kurs fizyki*, Moskwa 1949, wyd. 2 czy A. M. Boncz-Brujewicz — *Układy elektroniczne w nauce i technice*, Moskwa 1954, wyd. 2, nigdy nie były dobre, a teraz są ponadto bardzo stare. Dwie pierwsze pozycje są zalecone łącznie lub osobno aż w 15 ćwiczeniach, a przecież część z 50 zadań dotyczy zjawisk odkrytych w ostatnich 20 latach. Na przykład w ćw. 1, wyznaczanie stałej Plancka metodą fotoelektryczną, Z. Bochyński podaje 24 pozycje literatury, w tym aż 6 podręczników wydanych po raz pierwszy około 30 lat temu. Zresztą, jaki student po lekturze 31 stron opracowania (z powtórzeniami — porównaj str. 9, 10, 21 i 28) sięgnie jeszcze do literatury trudnej do znalezienia w wielu bibliotekach?

Mimo że mamy do czynienia z drugim, poprawionym i uzupełnionym wydaniem, książka roi się od błędów drukarskich, stylistycznych i terminologicznych. Znalazłam też błędy merytoryczne. Omawiam je w dalszej części recenzji.

Dla przykładu w ćw. 2 duże zamieszanie wprowadza użycie zbyt wielu oznaczeń prędkości. Sam Autor myli się, bo na rys. 2.4b powinno być $v_0 = v_2 = v_E^*$, co zresztą jest niespójne z tekstem ze str. 43². Ponadto równ. (2.9) nie wynika z równ. (2.8). W kolejnym ćwiczeniu, jak zresztą w całej książce brak konsekwencji w oznaczaniu stałej Avogadro. Jest ona oznaczana dowolnie przez N lub N_A , wtedy gdy w nomenklaturze międzynarodowej obowiązuje oznaczenie N_A (*Symbols, Units and Nomenclature in Physics*, IUPAP 1978). Na str. 50, brakuje objaśnień symboli v_0 i m . Względne odchylenie częstości powinno być zapisane w postaci $(2 \pm 6) \cdot 10^{-6}$ (str. 59¹⁰). W ćw. 5 do oznaczenia prędkości stosuje się V zamiast v . To samo powtarza się w kilku innych ćwiczeniach. Natomiast w ćw. 35 objętość oznaczono literą v zamiast V , na przekór ogólnie przyjętym zasadom. Dziwi mnie nazywanie elektronu negatonem i to bez żadnego wyjaśnienia. W równ. (6.5) brakuje prawej strony. W równ. (7.2) występuje litera a , która odpowiada odcinkowi oznaczonemu na rys. 7.1 przez d . „Wartość x ” (str. 89²) nie jest zdefiniowana. Identycznie brzmiące zdania znajdujemy na str. 91^{7,8,5} i na str. 93^{2,1}.

Warto zaznaczyć, że ćw. 8 jest opracowane bardzo szczegółowo, tak że student nie ma potrzeby sięgania do innych podręczników. Ćwiczenia z rozdz. 3 są ciekawe i dobrze opracowane. Zalecono tu studentom znacznie nowszą literaturę niż w innych rozdziałach. Ćwiczenia 9 i 13 oraz 12 i 14 połączyłabym, ponieważ są dosyć proste i stosuje się w nich tę samą metodę pomiarową.

Stosowanie w ćw. 10 i 22 oznaczenia jednostki urojonej przez j zamiast przez i jest niekonsekwentne w stosunku do oznaczenia używanego w innych miejscach tej książki, np. w ćw. 18. W ćw. 15 i 23 nie są numerowane wzory, co łamie jednolitość opracowania. W opisie wymuszonej dwójłomności, przejście od wzoru (17.4) do wzoru (17.5) nie jest oczywiste i wymaga objaśnienia. Na rys. 20.9 (str. 240) nie opisane są osie wykresu. Na rys. 21.1 na osi odciętych powinno być B^2 zamiast B , skoro prosta b ma ilustrować zależność $\Delta Q_{el} / Q_0 \approx B^2$ (str. 249⁵).

Rozdział 6 jest poświęcony spektroskopii mikrofalowej. Pierwsze ćwiczenie (ćw. 23) ma za zadanie zapoznanie studenta ze spektrometrem mikrofalowym. W następnym ćwiczeniu podany jest szkic teorii elektronowego rezonansu paramagnetycznego. Student ma wykonać za pomocą typowej aparatury, np. spektrometru mikrofalowego, pomiar szerokości linii ERP w określonej próbce. Taka kolejność ćwiczeń, a w przypadku książki także kolejność przedstawionych zagadnień, jest właściwa. Zatem jest zupełnie niepotrzebny (tym bardziej, że jest źle napisany) wstęp do ćw. 23 (str. 263). W opisie spektrometru, w punkcie e (str. 271) brakuje zdania odsyłającego do rys. 23.1b. Na str. 272 z nieznanych powodów Autor używa 6 razy symbolu \lg i tylko 4 razy symbolu \log . W obu przypadkach jest to skrót logarytmu dziesiętnego. Szkic teorii ERP jest przedstawiony w sposób zawiły (ćw. 24). Na str. 275 Autor wprowadza wirujący układ współrzędnych za pomocą lakonicznego stwierdzenia, że jest on „...obrany podobnie jak na rys. 24.3”, po czym bez żadnego wyjaśnienia, pojawia się w tekście oś X , która albo jest osią układu wirującego, albo duża litera została przez pomyłkę dwukrotnie użyta.

We wstępie do ćw. 25 przytoczono przykład nadsztywnej struktury linii sodu D_1 i D_2 , wynikającej z nadsztywnej rozszczepienia stanu podstawowego. Brakuje tu istotnego stwierdzenia, że rozszczepienie nadsztywne występuje też w górnym stanie, lecz jest tak małe, że w tych rozważaniach pomijamy je. Dalej znajdujemy, że „... energie oddziaływania spinu jądra ze spinem elektronu mogą odpowiadać widzialnemu obszarowi widma elektromagnetycznego.” Jest to stwierdzenie błędne, o czym świadczy

A oto niektóre z zauważonych przeze mnie błędów drukarskich¹:

str. i wiersz	jest	powinno być
68 ₁	$\frac{e}{m} = \frac{8\pi^2 U}{\mu_0 H I^2}$	$\frac{e}{m} = \frac{8\pi^2 U}{(\mu_0 H)^2 I^2}$
112 ^o	$= \frac{I_0 \cdot 360^o}{4R}$	$= \frac{I_0 \cdot 360^o}{4\pi R}$
330 ⁷	0,5 cm	0,5 cm ⁻¹
454 ¹⁰	jonami i elektronami	atomami i elektronami

Spośród zauważonych przeze mnie błędów terminologicznych i niezręczności stylistycznych przytoczę kilka²:

Jak rozumieć „potencjał umieszczony na izolatorach” (str. 11₁₈)? „Czerwony laser He — Ne” (str. 59^{18,19}) to zwrot żargonowy. Na str. 284¹⁰ i 288¹⁴ użyto określenia „współczynnik magnetogiryczny”, podczas gdy powszechnie używa się określenia „współczynnik giromagnetyczny”.

Na str. 360₁₂ powinno być: „...określają wzory Fresnela” zamiast „znane wzory Fresnela”, ponieważ słowo „znane” w żaden sposób tych wzorów nie wyróżnia. W ćw. 34 znajdujemy zabawny lapsus: „Laser He—Ne w II Pracowni Fizycznej emituje światło czerwone...” (str. 390⁶). Nie do przyjęcia jest często powtarzane określenie: „komora taka ma geometrię 2π” (str. 554 i dalsze). Na str. 580^{5,6} czytamy, że nośnik... powinien mieć liczbę porządkową podobną do preparatu”.

Stosowanie żargonu w książce przeznaczonej dla studentów jest wysoce naganne. Stanowczo nie można pisać: „przesuwać skolimowane źródło” i „wykreślać poprzeczną charakterystykę licznika” (str. 582^{3,4}), „wyznaczać zasięg ekstrapolowy” czy „grubość połowkowego pochłaniania” (str. 582^{3,3,1}). Protestuję też przeciwko „wyznaczaniu tła promieniowania na geometrię” (str. 583²).

Podsumowując należy stwierdzić, że z racji swego charakteru omawiana książka będzie w stałym użyciu i na pewno doczeka się wznowień. Dobrze spełnia ona rolę pomocy w przygotowaniu się do wykonania zadania w II Pracowni. Jeśli ponadto w innych uniwersytetach znajdują się te same zadania, niewątpliwie przyczyni się to do wyrównania poziomów nauczania, jak również podniesie rangę III Pracowni, jako jedynej wymagającej od studenta samodzielności. W przypadku nowego wydania należy jednak starannie poprawić wszystkie zauważone błędy i usterki zarówno merytoryczne, jak terminologiczne, drukarskie i stylistyczne.

Aleksandra Kopystyńska

Instytut Fizyki Doświadczalnej
Uniwersytet Warszawski
Warszawa

Michał Heller: *Ewolucja kosmosu i kosmologii*, PWN, Warszawa 1983, str. 224, nakład 10 000 egz., cena zł 120.—

Książka Michała Hellera jest popularnym wykładem historii kosmologii, obejmującym okres 1917—73. Okres ten rozpoczyna się pracą Einsteina, w której podjęto pierwszą poważną próbę opisu całego Wszechświata za pomocą modelu wyprowadzonego z teorii grawitacji. Kończy zaś ważnym podsumowaniem: książką Hawkinga i Ellisa *The large scale structure of the spacetime*, która uświadomiła nam, że każdy realny model kosmologiczny w teorii Einsteina musi nieuchronnie zawierać osobliwości. Można łatwo zrozumieć ten wybór dat ograniczających ramy czasowe książki. Pozwolił on Autorowi uniknąć z jednej strony zagłębiania się w szczegóły XIX-wiecznych i starszych rozważań kosmologicznych, należących często raczej do sfery metafizyki niż fizyki, z drugiej zaś strony dyskusowania problemów nie do końca jeszcze rozwiązanych —

¹ Pełną listę błędów, złożoną z 95 pozycji, przesłaliśmy Redaktorowi książki oraz Wydawnictwu (przyp. Red.).

² Pełną ich listę, złożoną z 29 pozycji przesłaliśmy Redaktorowi książki oraz Wydawnictwu (przyp. Red.).

A oto niektóre z zauważonych przeze mnie błędów drukarskich¹:

str. i wiersz	jest	powinno być
68 ₁	$\frac{e}{m} = \frac{8\pi^2 U}{\mu_0 H I^2}$	$\frac{e}{m} = \frac{8\pi^2 U}{(\mu_0 H)^2 I^2}$
112 ^o	$\frac{I_0 \cdot 360^o}{4R}$	$\frac{I_0 \cdot 360^o}{4\pi R}$
330 ⁷	0,5 cm	0,5 cm ⁻¹
454 ¹⁰	jonami i elektronami	atomami i elektronami

Spośród zauważonych przeze mnie błędów terminologicznych i niezręczności stylistycznych przytoczę kilka²:

Jak rozumieć „potencjał umieszczony na izolatorach” (str. 11₁₈)? „Czerwony laser He — Ne” (str. 59^{18,19}) to zwrot żargonowy. Na str. 284¹⁰ i 288¹⁴ użyto określenia „współczynnik magnetogiryczny”, podczas gdy powszechnie używa się określenia „współczynnik giromagnetyczny”.

Na str. 360₁₂ powinno być: „...określają wzory Fresnela” zamiast „znane wzory Fresnela”, ponieważ słowo „znane” w żaden sposób tych wzorów nie wyróżnia. W ćw. 34 znajdujemy zabawny lapsus: „Laser He—Ne w II Pracowni Fizycznej emituje światło czerwone...” (str. 390⁶). Nie do przyjęcia jest często powtarzane określenie: „komora taka ma geometrię 2π” (str. 554 i dalsze). Na str. 580^{5,6} czytamy, że nośnik... powinien mieć liczbę porządkową podobną do preparatu”.

Stosowanie żargonu w książce przeznaczonej dla studentów jest wysoce naganne. Stanowczo nie można pisać: „przesuwać skolimowane źródło” i „wykreślać poprzeczną charakterystykę licznika” (str. 582^{3,4}), „wyznaczać zasięg ekstrapolowy” czy „grubość połowkowego pochłaniania” (str. 582^{3,3,1}). Protestuję też przeciwko „wyznaczaniu tła promieniowania na geometrię” (str. 583²).

Podsumowując należy stwierdzić, że z racji swego charakteru omawiana książka będzie w stałym użyciu i na pewno doczeka się wznowień. Dobrze spełnia ona rolę pomocy w przygotowaniu się do wykonania zadania w II Pracowni. Jeśli ponadto w innych uniwersytetach znajdują się te same zadania, niewątpliwie przyczyni się to do wyrównania poziomów nauczania, jak również podniesie rangę III Pracowni, jako jedynej wymagającej od studenta samodzielności. W przypadku nowego wydania należy jednak starannie poprawić wszystkie zauważone błędy i usterki zarówno merytoryczne, jak terminologiczne, drukarskie i stylistyczne.

Aleksandra Kopystyńska

Instytut Fizyki Doświadczalnej
Uniwersytet Warszawski
Warszawa

Michał Heller: *Ewolucja kosmosu i kosmologii*, PWN, Warszawa 1983, str. 224, nakład 10 000 egz., cena zł 120.—

Książka Michała Hellera jest popularnym wykładem historii kosmologii, obejmującym okres 1917—73. Okres ten rozpoczyna się pracą Einsteina, w której podjęto pierwszą poważną próbę opisu całego Wszechświata za pomocą modelu wyprowadzonego z teorii grawitacji. Kończy zaś ważnym podsumowaniem: książką Hawkinga i Ellisa *The large scale structure of the spacetime*, która uświadomiła nam, że każdy realny model kosmologiczny w teorii Einsteina musi nieuchronnie zawierać osobliwości. Można łatwo zrozumieć ten wybór dat ograniczających ramy czasowe książki. Pozwolił on Autorowi uniknąć z jednej strony zagłębiania się w szczegóły XIX-wiecznych i starszych rozważań kosmologicznych, należących często raczej do sfery metafizyki niż fizyki, z drugiej zaś strony dyskusowania problemów nie do końca jeszcze rozwiązanych —

¹ Pełną listę błędów, złożoną z 95 pozycji, przesłaliśmy Redaktorowi książki oraz Wydawnictwu (przyp. Red.).

² Pełną ich listę, złożoną z 29 pozycji przesłaliśmy Redaktorowi książki oraz Wydawnictwu (przyp. Red.).

dyskusje takie powodują na ogół szybką dezaktualizację opracowania. Książka zawiera streszczenia lub omówienia wybranych prac oryginalnych z dziedziny kosmologii, tych mianowicie, w których po raz pierwszy przedstawione były nowe ważne odkrycia teoretyczne lub obserwacyjne. Streszczenia te przeplatają się z krótkimi notami biograficznymi na temat autorów omawianych prac oraz osobistymi refleksjami Autora książki. Całość napisana jest bardzo ciekawie, a przy tym pięknym stylem i językiem — nazwisko Autora pozwalało zresztą z góry oczekiwać tych zalet. Osobisty ton niektórych fragmentów nie jest tylko chwytem literackim, prof. Heller współpracuje bowiem od wielu lat z Uniwersytem Katolickim w Louvain (obecnie w Louvain-la-Neuve), macierzystą uczelnią G. Lemaitre'a, jednego z twórców nowoczesnej kosmologii. Miał dzięki temu okazję brać osobisty udział w badaniu archiwum Lemaitre'a, część podanych przez Autora informacji pochodzi więc z pierwszej ręki.

Książka taka była na polskim rynku bardzo potrzebna. Po żalśnie przestarzałej *Kosmologii* Bondiego i znakomitej, lecz też już dawno wydanej (i wyprzedanej) *Kosmologii współczesnej* Sciamy jest ona dopiero trzecią książką o kosmologii dostępną dla krajowca bezdewizowego. Dostępną, niestety, tylko teoretycznie, bo 10-tysięczny nakład zniknął z księgarń natychmiast. Jest ona przy tym jednym z bardzo niewielu syntetycznych opracowań historii kosmologii w skali światowej. Należy więc spodziewać się dalszych wydań i przekładów na języki obce. Staną się one okazją do usunięcia pewnych usterek i pomyłek oraz do dokonania ewentualnych uzupełnień.

Błądów zauważyłem zaledwie kilka. I tak, na str. 28 pisze Autor, iż rozwiązanie de Sittera nie jest statyczne, lecz stacjonarne. Rozwiązanie to można przedstawić w takiej postaci, w której nie zależy ono od współrzędnej czasowej, zaś linie tej współrzędnej są ortogonalne do rodziny hiperpowierzchni przestrzennych. Zatem, według przyjętej dziś terminologii, jest to jednak rozwiązanie statyczne. Być może klasyki kosmologii nazywali je niestatycznym — z podanych w książce powodów. W tym przypadku należy to zamieszczenie terminologiczne wyjaśnić. To błędne sformułowanie zostało powtórzone na str. 68 i 109.

Nie jest też jasne, co Autor miał na myśli, pisząc na str. 28 „... rozwiązania statycznego (...) jak dziś wiemy (...) poza einsteinowskim, nie ma...”, statycznych rozwiązań równań Einsteina istnieje bowiem wiele, lecz nie mają one żadnego zastosowania w kosmologii.

Na str. 72 i 73 nie objaśniono, jakie funkcje przedstawiają narysowane tam wykresy. Czytelnik z tak zwanej „szerokiej rzeszy” nie będzie tego wiedział skądinąd. Ta sama uwaga dotyczy mapy radiożródeł na str. 160, gdzie nie opisano osi wykresu nawet symbolami. Natomiast na wykresie na str. 75 błędnie opisano górną oś — z rysunku jasno wynika, że jest to czas od chwili emisji do chwili obecnej, a nie „czas własny w chwili emisji”, pojęcie „czas własny” nie jest przy tym w książce zdefiniowane, co znów wielu czytelnikom utrudni lekturę. Na str. 178 stwierdzenie „Planckowski charakter promieniowania tła wydaje się nie ulegać wątpliwości” należałoby uzupełnić informacją o pomiarach Woody'ego i Richardsa, w których (być może) wykryto odchylenia widma obserwowanego od widma Plancka. Odchylenia te przypisuje się oddziaływaniu promieniowania tła z pozostałą materią Wszechświata po „ostatnim rozproszeniu” (por. L. Danese, G. de Zotti, *Riv. Nuovo Cimento* 7, 277 (1977) — opis teoretyczny spodziewanych odchyień; D. P. Woody, P. L. Richards, *Phys. Rev. Lett.* 42, 925 (1979) i *Astrophys. J.* 248, 18 (1981) — pomiary).

I na koniec drobne potknięcia redakcyjne, prawdopodobnie nie od Autora pochodzące. Na str. 10 miało być „zmiana w podstawach”, a nie „w postawach”. Na str. 17 miało być oczywiście „szczególna teoria względności”, a nie „szczególnie teoria względności”. Na str. 18 w zwrocie „... kolejne ogniwa poprzednich dokonań” chodziło pewnie o kolejne (nowe) ogniwa łańcucha poprzednich dokonań. Na str. 36, w zdaniu „Była to największa odległość, jaką (...) dotychczas zmierzono...” byłoby lepiej napisać do owego dnia zamiast „dotychczas” — w przeciwnym wypadku laik może pomyśleć, że rekord ten utrzymał się do dziś. Na str. 77/78 zamieniono dwa wiersze. Na str. 105 „założenie o stałości rozchodzenia się światła” jest oczywiście założeniem o stałości prędkości rozchodzenia się światła. Na str. 203 w zdaniu „Gaz wodorowy z domieszką helu (...), tzw. hel pierwotny...” miało być pewnie „tzw. helu pierwotnego”, choć nie rozumiem, dlaczego hel pierwotny ma być „tak zwanym”.

Tyle o błędach. Uwag można oczywiście zgłosić więcej, ale wszystkie pozostałe wynikają z chęci uczenia dobrej książki jeszcze lepszą i nie są wobec niej zastrzeżeniami. Na przykład, książka nie zawiera żadnych formuł matematycznych, z wyjątkiem tak prostych jak prawo Hubble'a: $v = Hr$. Jest to oczywiście wynik świadomie przyjętego założenia. Utrudnia ono przedstawienie niektórych pojęć, jak np. stałej kosmologicznej (str. 20). Dlatego dobrze byłoby wspomnieć o fizycznych konsekwencjach niezerowej stałej kosmo-

gicznej (dodatkowa siła, zależnie od znaku odpychająca lub przyciągająca, słabsza od grawitacji na małych odległościach). Przydałoby się objaśnienie (elementarne, ale możliwie dokładne) znaczenia funkcji $R(t)$ w modelach Friedmana — Lemaitre'a. Bez takiego objaśnienia wykresy na str. 112 i 123 są dla laika prawdopodobnie niezrozumiałe. Na str. 49 przydałaby się obszerniejsza dygresja o tym, czym różni się supernowa od nowej i jak odkryto pierwsze supernowe. Na str. 57 należałoby podkreślić, że wszystkie dzisiejsze oceny wieku Wszechświata też mają sens tylko „co do rzędu wielkości”, ocena Friedmana była więc całkiem niezła. Na str. 92—93 Autor rozbudza ciekawość czytelników stwierdzeniem, że niektóre uwagi krytyczne Barnesa z 1931 r. o koncepcji rozszerzającego się Wszechświata do dziś nie utraciły swej mocy. Nie cytuje jednak wypowiedzi Barnesa, ani nie pisze, które uwagi są nadal aktualne. Dobrotliwa natura Autora każe mu pewnie unikać stwierdzeń jawnie kontrowersyjnych, lecz cytat z wypowiedzi Barnesa bardzo by się tu przydał. Przy rozdziale 11 dobrze byłoby zaznaczyć, że wszelkie kosmologie newtonowskie są nieuchronnie sprzeczne ze szczególną teorią względności albo muszą być uzupełniane *ad hoc* postulatami na temat praw rozchodzenia się światła, wykraczającymi poza mechanikę Newtona. Mechanika Newtona wzięta całkiem dosłownie mówi nam bowiem, że we Wszechświecie rozszerzającym się izotropowo zgodnie z prawem Hubble'a galaktyka dostatecznie odległa od naszej będzie się od nas oddalała z prędkością większą niż prędkość światła. W związku z pracą Robertsona z 1933 r. (str. 111) warto wspomnieć, że istnieje również współczesna bibliografia prac i książek kosmologicznych, zawierająca wprawdzie tylko wybór, ale sporządzony pod kątem potrzeb nie-zawodowca, czyli typowego czytelnika książki M. Hellera (M. P. Ryan, L. C. Shepley; Resource Letter RC-1: Cosmology, *Am. J. Phys.* 44, 223 (1976)). Na str. 139 byłoby lepiej zdefiniować liczbę masową, np. w przypisie, zamiast poprzedzać ten termin określeniem „*tw.*”, którego Autor chętnie używa i w innych miejscach, bojąc się jakby zapuszczenia w dygresje. Obawa to niepotrzebna — wydłużenie tak dobrego tekstu wszyscy czytelnicy powitają z zadowoleniem. Kontrowersja między dwiema teoriami nukleosyn-tezy, opisana na str. 145—147, zakończyła się kompromisem, o którym w książce nie ma wzmianki: dziś uważa się powszechnie, że izotopy lekkie „aż do helu włącznie” powstały w pierwotnej nukleosyn-tezie kosmicznej, cięższe zaś — w trakcie ewolucji gwiazd. Znów należałoby pamiętać, że typowy czytelnik nie będzie o tym wiedział. Wreszcie, teksty ze str. 199 i ze str. 205—206 wydają się być nie całkiem zgodne ze sobą. Na str. 199 Autor przekonuje czytelnika, że obserwowany Wszechświat jest z niezwykłą dokładnością opisywany przez modele Friedmana-Lemaitre'a o bardzo wysokiej symetrii, natomiast na str. 205—206 zaznacza, jak najbardziej prawidłowo, że dla opisu powstawania galaktyk konieczne jest rozpatrywanie zaburzeń modeli Friedmana — Lemaitre'a, gdyż one same do takiego opisu nie nadają się. Ten drugi fakt dowodzi, że konieczne jest poszukiwanie uogólnień modeli Friedmana-Lemaitre'a, tym bardziej, że wbrew twierdzeniu Autora (str. 206) perturbacje tych modeli niekoniecznie dają „całkiem dobre rezultaty” — ogólnie akceptowana teoria powstawania galaktyk w rozszerzającym się Wszechświecie do dziś nie istnieje. Autor powtarza tu obiegowe wierzenia astronomów, które rzeczywiście współistnieją w literaturze, mimo że są ze sobą sprzeczne. Nie można go więc za tę sprzeczność obarczać winą. Punkt ten nadawałby się jednak do rozwinięcia, gdyby Autor postanowił kiedyś dopisać do swojej książki dalszy ciąg. (Na marginesie: historia kosmologii do roku 1917 też zasługiwałaby na opisanie. Prof. Heller z pewnością poradziłby sobie z tym tematem w równie dobrym stylu, jak z tematem tu omawianym...).

Bardzo cennym elementem książki są informacje biograficzne o twórcach nowoczesnej kosmologii, ilustrowane ich zdjęciami. Te informacje są mało znane nawet specjalistom i trudne do odszukania. Książka przedstawia czytelnikowi bliżej postaci E. P. Hubble'a, A. A. Friedmana i G. Lemaitre'a oraz zawiera krótkie wzmianki o kolegach życiowych F. Hoyle'a, H. Bondiego, T. Golda, G. Gamowa i S. Hawkinga. Ten wątek książki byłby wart rozbudowania w przyszłych wydaniach. Szkoda, iż Autor pominął milczeniem (zakładam, że dobrowolnie) karierę G. Lemaitre'a jako duchownego; musiał on być wybitną osobistością także i na tym polu, skoro w ciągu kilku ostatnich lat życia pełnił obowiązki rektora Akademii Papieskiej w Watykanie.

Książka ma przyjemny dla oka układ graficzny oraz wyraźny i czysty druk. Także jakość papieru jest zadowalająca — cechy te są istotne w wydawnictwie popularnonaukowym. Niestety, jakość reprodukowanych fotografii jest zdecydowanie zła, choć nie gorsza, niż w innych wydawanych przez PWN książkach. Standardowe wymówki nie zatuszują faktu, że lepsze reprodukcje robiono w naszym kraju już 70 lat temu. Również nakład jest o wiele za niski, liczymy więc na wznowienia.

Podsumowując: wydano bardzo ciekawą i potrzebną książkę, napisaną fachowo pod względem merytorycznym i atrakcyjnie z literackiego punktu widzenia. Książkę, jaką każdy chętnie czyta, choć mało kto potrafi napisać. Nie należy więc Autora powstrzymywać, ale przeciwnie — zachęcać do powiększania jej objętości przez nowe szczegóły i dygresje.

Miejmy także nadzieję, że następne wydania będą łatwiejsze do zdobycia — ja zdobyłem wydanie pierwsze tylko dzięki temu, że podjąłem się napisania niniejszej recenzji.

Andrzej Kasiński

Centrum Astronomiczne PAN
im. Mikołaja Kopernika
Warszawa

K R O N I K A

SPRAWOZDANIE
PREZESA PTF Z DZIAŁALNOŚCI ZARZĄDU GŁÓWNEGO PTF
W LATACH 1982—83

Szanowni i Drodzy Koledzy i Delegaci!

Przystępując do złożenia sprawozdania z działalności Towarzystwa w latach 1982—83 chciałbym rozpocząć od zwrócenia uwagi na bardzo szczególne warunki, w jakich przyszło nam działać w okresie od powołania obecnego Zarządu.

Zresztą samo powołanie tego Zarządu odbyło się w sposób odbiegający od dotychczasowych reguł, a wprowadzenie w kraju stanu wojennego w sposób istotny skomplikowało sytuację nowo wybranego Zarządu. Na dodatek nowy Zarząd był niemal w całości złożony z nowych ludzi — sekretariat Towarzystwa był również częściowo zdeorganizowany (sekretarka, będąca jedyną pełnoetatową pracownicą biura ZG odeszła na urlop macierzyński). Były to okoliczności, które ogromnie utrudniły start nowego Zarządu Głównego.

1. Wybór i skład Zarządu Głównego

Zarząd Główny PTF został powołany w wyborach korespondencyjnych. W sytuacji, kiedy w czasie XXVII Zjazdu Fizyków Polskich w Lublinie nie udało się na Walnym Zebraniu Delegatów PTF przeprowadzić wyborów. Walne Zebranie przyjęło jednomyślnie następującą procedurę wyborczą:

a) utrzymanie ważności mandatów delegatów oddziałów PTF na Walne Zebranie aż do czasu wyboru nowego ZG;

b) powołanie Komisji Wyborczej w osobach profesorów: Jerzego Pniewskiego, Leonarda Sosnowskiego i Józefa Werlego, która w drodze rozmów miała wyłonić kandydatów do ZG;

c) przeprowadzenie korespondencyjnego głosowania, z tym że prawo głosu mają wyłącznie delegaci na Walne Zebranie.

Głosowanie (zgodnie ze Statutem PTF) przeprowadzono w dwóch turach; w pierwszej wybrano prezesa (w drugiej połowie grudnia 1981 r.), w drugiej (do końca stycznia 1982 r.) w wyniku konsultacji z nowo wybranym prezesem i Komisją Wyborczą wybrano pozostałych członków ZG i Komisji Rewizyjnej. Zarząd ukonstytuował się następująco: prezes — prof. Tadeusz Skaliński, wiceprezesi — prof. Ewa Skrzypczak i prof. Adam Strzałkowski, sekretarz generalny — doc. Włodzimierz Zych, skarbnik — dr hab. Aleksandra Kopystyńska, członkowie — prof. Franciszek Kaczmarek, mgr Wanda Kamińska, prof. Stanisław Łęgowski, prof. Cecylia Wesołowska. Komisja Rewizyjna: przewodniczący — prof. Jan Stankowski, członkowie — prof. Andrzej Białas, prof. Iwo Białynicki-Birula, prof. Jerzy Czerwonko. W pracach ZG biorą również udział redaktorzy pism PTF: prof. Adam Sobiczewski (*Postępy Fizyki*), prof. dr Wiesław Czyż (*Acta Physica Polonica*), doc. Michał Świącki (*Delta*) i prof. dr Roman S. Ingarden (*Reports on Mathematical Physics*).

Należy tu nadmienić, że po udzieleniu szczegółowych wyjaśnień dotyczących trybu przeprowadzenia wyborów zostały one zaakceptowane w drodze wyjątku przez Wydział Spraw Społeczno-Administracyjnych Urzędu m. st. Warszawy.

Powołano komisje:

a) Nagród i Odznaczeń (przew. T. Skaliński), b) Nagród Dydaktycznych (przew. F. Kaczmarek), c) Stypendiów Naukowych (przew. W. Zych), d) ds. Programów i Podręczników Szkolnych (przew. T. Pniewski), e) Legislacyjną (przew. B. Średniawa), f) Historii Fizyki (przew. R. S. Ingarden), g) ds. Fizyki w Przemysle (przew. A. Oleś), h) ds. Zatrudnienia Fizyków (przew. A. Kopystyńska) — zasugerowano utworzenie lokalnych komisji przy zarządach oddziałów PTF, i) Nazewnictwa — (przew. od połowy 1983 r. I. Wilk).

Sekretariat do 10 V 1982 r. prowadziła p. Elżbieta Opalkowa, od 10 V 1982 r. p. mgr Wanda Dobrzyńska-Głazek.

Posiedzenia pełnego ZG odbywały się (z wyjątkiem okresu wakacyjnego) co dwa miesiące. Prezydium ZG złożone z prezesa, wiceprezesa, sekretarza generalnego i skarbnika spotykało się celem załatwiania bieżących spraw raz na dwa tygodnie — czasem raz na tydzień.

2. Statut PTF

W okresie od stycznia do sierpnia 1982 r. członkowie prezydium ZG PTF w porozumieniu z Wydziałem Spraw Społeczno-Administracyjnych Urzędu m. st. Warszawy, biorąc pod uwagę zalecenia uchwalone w czasie Walnego Zebrania w Lublinie i zalecenia Komisji Legislacyjnej oraz ogólne zasady wynikające z tekstu Ustawy o stowarzyszeniach przeprowadzili modernizację Statutu, który w nowym brzmieniu został zatwierdzony przez odpowiednie władze. Statut ten został zaakceptowany wstępnie przez plenarne zebranie ZG (ZG+przewodniczący oddziałów PTF).

3. Ogólna charakterystyka działania ZG

Pierwsze miesiące pracy ZG przypadły na okres bardzo trudny. Wskutek wprowadzenia stanu wojennego porozumienie się ZG z oddziałami było niesłychanie utrudnione. Łączność telefoniczna była przerywana, a listy szły do miast wojewódzkich tygodniami. Jakkolwiek PTF było jednym z niewielu nie zawieszonych towarzystw naukowych, to ograniczenia stanu wojennego uniemożliwiły działalność publiczną Towarzystwa (odczyty, pokazy, konferencje, szkoły). Jedyne, co można było organizować, to posiedzenia naukowe i seminaria w zamkniętym gronie. Szereg projektowanych imprez krajowych lub międzynarodowych zostało odwołanych lub przesuniętych na następne lata. Między innymi Oddział Poznański PTF nie podjął się organizacji XXVIII Zjazdu Fizyków planowanego na 83 r.

Wielką troską ZG było zawieszenie wydawania, a następnie zapowiedź ograniczenia objętości czasopism Towarzystwa. Interwencja ZG u władz PAN sprawiła, że te ograniczenia nie zaważyły dotkliwie na *Postępek Fizyki* ani na *Acta Physica Polonica*. O trudnościach *Acta Physica Polonica*, a w szczególności *Reports on Mathematical Physics* będziemy mówili później w rozdziale sprawozdania dotyczących wydawnictw.

Podjęto wstępne działania w celu rozpoczęcia wydawania periodyku (zapewne na początku — kwartalnika) poświęconego fizyce w przemyśle i fizyce stosowanej — o charakterze przeglądowym. Rozmowy w tej sprawie zostały rozpoczęte. Uważamy, że działacze należy bardzo przeźornie, by od początku nowe wydawnictwo reprezentowało wysoki poziom.

Następną sprawą, której załatwienie leżało ZG bardzo na sercu, była organizacja XXVIII Zjazdu Fizyków Polskich. Po powrocie do pewnej normalizacji stało się jasne, że organizacja Zjazdu w 1983 r. stała się nierealna, postanowiono więc dołożyć wszelkich starań, by ten Zjazd odbył się niezawodnie w roku 1984. Wyrażam tu serdeczne podziękowanie Kolegom z Gdańska, w szczególności prof. Fiutakowi i prof. Kalinowskiemu za wzięcie na siebie niemałego trudu organizacji tego zjazdu. Odbędzie się on w Gdańsku w dniach 17—20 IX 1984. Bezpośrednio po nim przewidujemy w dniach 21—22 IX stowarzyszoną ze Zjazdem (ale niezależną od niego) Konferencję „Fizyka w Przemysle”. Tu podobne podziękowanie winniśmy złożyć prof. A. Olesiowi.

4. Działalność naukowa

Główny nurt tej działalności jest realizowany w oddziałach. Zarząd Główny brał udział w organizacji uroczystego Konwersatorium poświęconego Stefanowi Pieńkowskiemu (w setną rocznicę urodzin i trzy-

dziestą śmierci), sesji naukowej poświęconej Mieczysławowi Wolfkemu (w setną rocznicę urodzin) i w sesji naukowej z okazji pierwszej rocznicy śmierci Włodzimierza Trzebiatowskiego (wspólnie z PAN i PTCh). PTF patronował Europejskiej Konferencji Optycznej EOC'83 w Rydzyńcu i różnym imprezom naukowym (w tym również konferencjom i szkołom międzynarodowym organizowanym w latach 82 i 83).

5. Wymiana z zagranicą

Na podstawie umów o współpracy i wymianie naukowej z towarzystwami fizycznymi w CSRS, NRD, Bułgarii, na Węgrzech, w Finlandii i Jugosławii wysyłano na krótkie staże, konferencje i szkoły młodych pracowników nauki. Kwalifikowała na te wyjazdy Komisja Stypendiów Naukowych. Wykorzystano na wyjazdy: w roku 82 — do CSRS 40 osobodni, do Bułgarii 25 osobodni, na Węgry 25 osobodni, do NRD 10 osobodni, w roku 83 — do CSRS 41 osobodni (1 ponad limit), na Węgry 31 osobodni (1 ponad limit), do NRD 17 osobodni. Do Bułgarii zgłoszeń z oddziałów PTF nie było. Z Finlandią i Jugosławią nie było wymiany. Wymiana z Rumunią jest zawieszona. W Rumunii nie ma towarzystwa fizycznego, a wymiana między akademiami biegnie innymi kanałami. Mimo to w roku 82 udało się nam wysłać dwie osoby do Rumunii (20 osobodni) Przybyły do nas: w roku 82 — z CSRS 1 osoba na 7 dni; w roku 83 — z CSRS 3 osoby — 21 osobodni; z NRD 1 osoba — 5 osobodni, z Węgier 5 osób — 27 osobodni. Z Bułgarii Finlandii i Jugosławii nie było wniosków.

Prezes PTF brał udział w następujących imprezach zagranicznych reprezentując na nich Towarzystwo: 19—24 IV 82 i 2—6 V 83: zebrania konsultacyjne przedstawicieli krajów socjalistycznych w sprawach związanych z IUPAP, EPS, ICO i ICG (1982 Bratysława, 1983 Halle). 27 IX — 2 X 83: Pierwszy Narodowy Kongres Fizyków Bułgarskich (udział w Kongresie i wygłoszenie referatu zamówionego przez organizatorów).

Ponadto przedstawiciele PTF brali udział w posiedzeniu Rady EPS (prof. Ewa Skrzypczak i doc. Włodzimierz Zych), której są członkami. Przy tej okazji prof. E. Skrzypczak omówiła na posiedzeniu Rady działalność PTF, co spotkało się z dużym, życzliwym zainteresowaniem. Doc. Zych brał udział także w posiedzeniu Komitetu Doradczego EPS „Fizyka i Społeczeństwo”, w którym był już uprzednio czynny. Wreszcie w zakresie działania Komitetu Doradczego EPS do spraw nauczania fizyki prof. F. Kaczmarek spędził jako zaproszony wykładowca metodyki nauczania 2 miesiące w Lund.

6. Współpraca z Europejskim Towarzystwem Fizycznym EPS

Polscy fizycy prowadzą bardzo ożywioną działalność w EPS. W okresie sprawozdawczym udział Polaków przedstawiał się następująco: a) członków indywidualnych 135, b) delegatów do Rady EPS 3, c) udział w Komitetach Doradczych: konferencje — A. Kujawski, kształcenie i nauczanie fizyki — F. Kaczmarek, Fizyka stosowana i fizyka w przemyśle — A. Oleś i R. Żelazny, fizyka i społeczeństwo — W. Zych, *Europhysics News* — A. Sobiczewski, d) udział w zarządach sekcji: fizyka atomowa i molekularna — W. Kołos, EGAS (spektroskopia atomowa) — J. Heldt, zderzenia atomowe i elektronowe — L. Wolniewicz, fizyka molekularna — B. Jeżowska-Trzebiatowska i Z. Pająk, magnetyzm — W. Suski, fizyka makrocząsteczek — M. Kryszewski, fizyka półprzewodników i izolatorów — S. Porowski, fizyka stanów powierzchniowych — K. F. Wojciechowski, fizyka wysokich energii i cząstek elementarnych — R. Sosnowski, fizyka jądrowa — A. Budzanowski.

Jesteśmy więc reprezentowani w większości zarządów komitetów, oddziałów i sekcji EPS.

Udział w pracach EPS i znaczna liczba członków indywidualnych nasuwa pewne poważne problemy natury finansowej: 1) członkowie indywidualni są uprawnieni do wpłacania składki rocznej (wynosi ona obecnie 40 franków szwajcarskich) w złotych. Ostatnio wobec bardzo znacznej zmiany kursu wymiany, wysokość rocznej składki wynosi ok. 1700 zł. Spowodowało to rezygnację pewnej liczby członków indywidualnych z tego członkostwa; 2) wkłady złotówkowe ze składek członków indywidualnych, jak również od PAN z tytułu członkostwa PTF w EPS, gromadzone są na koncie w Banku Handlowym, a właścicielem tego konta jest EPS. Te fundusze są niewymienne na żadne inne waluty i pozostają w dyspozycji EPS.

Można pokrywać z nich oczywiście po uzyskaniu zgody EPS koszty pobytu delegatów EPS w Polsce, dofinansowywać międzynarodowe imprezy odbywające się w Polsce pod patronatem EPS i PTF, itp. Przed kilku dniami ZG PTF otrzymał od prezesa EPS propozycję przedstawienia warunków zorganizowania w Polsce w 1987 VII Wielkiego Kongresu EPS. Informacje, jakich zasięgnęliśmy w PAN, wskazały na pozytywne ustosunkowanie się do tej propozycji. Oczywiście, nie podejmowaliśmy w tej sprawie żadnej decyzji ani wiążących kroków, bowiem sprawa ta zostanie podjęta przez następny ZG, a będzie realizowana przez jeszcze następny (mający kadencję w latach 1986—87).

7. Działalność ZG w dziedzinie spraw związanych z nauczaniem fizyki w szkołach podstawowych i średnich

Niezależnie od Komisji ds. Nauczania Fizyki, Programów i Pomocy Naukowych, ZG bezpośrednio współdziałał w tej dziedzinie z komisją programów MOiW, której przewodniczącym jest prof. G. Białkowski. Wspólnie z przewodniczącym tej komisji i z przewodniczącym Komitetu Fizyki PAN interweniowaliśmy u wiceministra OiW w sprawie niedostatecznej liczby godzin przeznaczonych na fizykę, niemal powszechną werbalność nauczania, niski (jeśli nie skandaliczny) poziom wykonania pomocy naukowych. Uzyskano zapewnienie, że zostanie wprowadzony obowiązek atestowania przyrządów przez specjalnie powołaną do tego komisję PTF. Komisja taka została powołana, jej skład zakomunikowano MOiW. Oczekujemy, że w nadchodzącej kadencji ZG przystąpi ona do działania.

Wspomnieć tu wypada o bardzo interesującym zebraniu, zainicjowanym przez ZG i odbytym wspólnie z Oddziałem Warszawskim PTF, dotyczącym programów fizyki w szkole podstawowej (referowali: prof. G. Białkowski i doc. Jerzy Ginter). Termin był jednak wybrany bardzo niefortunnie (3 V 82) i frekwencja na zebraniu była bardzo mała.

ZG PTF jest współorganizatorem Konferencji Szkoleniowej (wraz z Instytutem Kształcenia Nauczycieli) na temat problemów przygotowania absolwentów szkół średnich do egzaminu z fizyki na wyższe uczelnie. Konferencja odbyła się w Nowym Sączu w przerwie semestralnej br. akad., w lutym 1984.

8. Interwencje różne

a) W związku z drastycznymi redukcjami godzin przeznaczonych na nauczanie fizyki w akademickich szkołach technicznych, PTF kontynuowało akcję zapoczątkowaną w czasie poprzedniej jeszcze kadencji naprawienia tej sprawy. Między innymi przyłączyliśmy się do memoriałów Komitetu Fizyki PAN i zespołu dyrektorów instytutów fizyki akademickich szkół technicznych, skierowanych w tej sprawie do Rady Głównej.

b) W związku z reorganizacją, jaka nastąpiła w Instytucie Badań Jądrowych i podzieleniem go na trzy instytuty, przedstawiciele ZG PTF (prezes i wiceprezes) przeprowadzili rozmowę z prezesem Państwowej Agencji Atomistyki, przedstawiając w niej zaniepokojenie środowiska fizyków możliwością poważnego ograniczenia pewnych kierunków badań, dotychczas pomyślnie rozwijanych w b. IBJ. Również przedstawiono prezesowi PAA trudności, jakie wynikły ze związanych z reorganizacją decyzji personalnych. Mieliśmy nadzieję, że ta rozmowa w połączeniu z innymi równoległymi interwencjami w tej sprawie (np. Komitetu Fizyki PAN) przyczyni się do rozwiązania najtrudniejszych problemów.

9. Nagrody

Komisja Nagród i Odznaczeń PTF zebrała się 4 razy. Przedmiotem debat było głównie przyznanie Medalu im. Mariana Smoluchowskiego. Ponadto rozpatrywano sprawy nagród za wyróżniające się prace naukowe i magisterskie. Co się tyczy Medalu Smoluchowskiego za rok 1981, to wobec tego, że Komisja Nagród i Odznaczeń kadencji 1980—81 nie załatwiła tej sprawy, z inicjatywy ZG zebrała się ona ponownie w 1982 r. Wobec braku decyzji przekazała ona sprawę nowej komisji. Po przeprowadzeniu szeregu konsultacji i analizie nadesłanych propozycji komisja postanowiła:

- 1) przyznać Medal Mariana Smoluchowskiego za rok 1981 Adrianowi Gozziniemu, profesorowi Uniwersytetu w Pizie za wybitne osiągnięcia w dziedzinie spektroskopii atomowej,
- 2) przyznać Medal Mariana Smoluchowskiego za rok 1982 Władysławowi Opećhowskiemu, wieloletniemu profesorowi Uniwersytetu Kolumbii Brytyjskiej w Vancouver za wybitne osiągnięcia w dziedzinie teorii magnetyzmu.

Obaj medaliści mają ściśle związki z nauką polską i wielkie dla niej zasługi.

- 3) Medalu za rok 1983 tymczasowo nie przyznawać i przekazać sprawę Komisji Nagród i Odznaczeń kadencji 1984—85.

Przyznano nagrodę specjalną i dyplom uznania Pani mgr Zofii Mizgier za ogromny wkład pracy związany z gromadzeniem dokumentacji historii PTF.

Komisja Nagród Dydaktycznych dwukrotnie w ciągu kadencji ZG przyznała dyplomy uznania i nagrody pieniężne wyróżniającym się nauczycielom szkół średnich i podstawowych.

10. Działalność komisji ZG PTF

Komisja ds. Fizyki Przemysłowej

Działalność Komisji w okresie do zawieszenia stanu wojennego była silnie ograniczona. W r. 1983 odbyło się w AGH jedno spotkanie, którego celem było przedyskutowanie form współpracy fizyków z przemysłem. Zwrócono uwagę na okresowe zahamowanie tej współpracy. Omawiano zagadnienie nauczania fizyki w polskich uczelniach technicznych. W tej sprawie opracowano memoriał, który skierowano do Rady Głównej Nauki i Szkolnictwa Wyższego. Postanowiono zorganizować przy okazji XXVIII Zjazdu Fizyków Polskich w Gdańsku Konferencję „Fizyka dla Przemysłu” (20—22 IX 1984). Celem głębszego zainteresowania przemysłu ofertą fizyków postanowiono skoncentrować problematykę konferencji na zagadnieniach ważnych dla przemysłu Wybrzeża.

Komisja utrzymywała czynny, roboczy kontakt z ACAPPI — EPS (Advisory Committee on Applied Physics in Industry — EPS).

Komisja Historii Fizyki

- a) z inicjatywy Komisji prowadzono w IF UMK tłumaczenie *Optyki* Witelona (II Księga) oraz opracowano wstęp i komentarze;
- b) zakończono prace redakcyjne nad tomem poświęconym Marianowi Smoluchowskiemu (z serii „Polish Men of Science”);
- c) kontynuowano opracowanie tomu poświęconego Czesławowi Białobrzeskemu (z tej samej serii);
- d) prowadzono akcję nagrywania na taśmę wywiadów wspomnieniowych z fizykami starszego pokolenia i wspólnie z Pracownią Historii Fizyki Biblioteki Głównej UMK gromadzono te taśmy oraz inne historyczne dokumenty;
- e) na wiosnę 1984 ma się odbyć IV Ogólnopolskie Seminarium Historii Fizyki.

Komisja ds. Nazewnictwa

Komisja rozpoczęła swe działanie na wiosnę 1983 r., kiedy to został powołany jej obecny przewodniczący. Przeprowadził on ankietę, której celem było określenie roli Komisji zarówno w zakresie oceny wydawnictw typu słowników terminologicznych (dwo- czy wielojęzycznych), wykazu terminów fizycznych (m. in. przekładów wydawnictw komisji SUN-IUPAP) i ustalania terminologii jako normy obowiązującej. W dalszej swej działalności Komisja uzgodniła ramy i formy współpracy z Komitetem Terminologii PAN.

Komisja ds. Programów i Podręczników Szkolnych

- a) Komisja dokonała oceny podręczników fizyki obowiązujących obecnie w szkole podstawowej i liceach ogólnokształcących;
- b) PTF uzyskało w wyniku rozmów przeprowadzonych w MOiW uprawnienia do oceny i wydawania atestu dla pomocy naukowych do nauczania fizyki.

W dalszym ciągu swej działalności Komisja zamierza opracować dostosowany do nowego programu nauczania fizyki zestaw pomocy naukowych, które stanowiłyby optymalne wyposażenie pracowni oraz ocenić wartość pomocy naukowych obecnie dostępnych i zalecanych do użytku.

Komisja Stypendiów Naukowych

Komisja zbierała się w miarę potrzeby. Prowadzono kwalifikację kandydatów na wyjazdy zagraniczne, realizowane na podstawie umowy o wymianie z towarzystwami fizycznymi w CSRS, NRD, Bułgarii, na Węgrzech, w Finlandii i Jugosławii (Chorwacja) — por. punkt 5 sprawozdania.

11. Działalność wydawnicza

Polskie Towarzystwo Fizyczne sprawuje merytoryczną opiekę nad czterema czasopismami: *Postępy Fizyki*, *Acta Physica Polonica* (wspólnie z IF PAN), *Reports on Mathematical Physics* (wspólnie z IF UMK), *Delta* (wspólnie z PTM i PTA).

Postępy Fizyki. W okresie sprawozdawczym zakończono wydanie t. 32 (zeszyty 5 i 6). Tom 33 z uwagi na stan wojenny ukazał się w zmniejszonej objętości (cztery zeszyty numerowane jako 1—2, 3, 4, 5—6, zamiast sześciu). Tom 34 ukazał się w pełnej objętości. W piśmie ogłasza się artykuły autorów polskich, artykuły tłumaczone z innych pism o podobnym charakterze (*Physics Today*, *Scientific American*, *Reviews of Modern Physics*, *Contemporary Physics*), a także Wykłady Noblowskie. Liczne artykuły poświęcono dydaktyce fizyki i historii fizyki polskiej. Wreszcie o najważniejszych wydarzeniach w świecie fizyki informowała Kronika, Sprawozdania ze Zjazdów i Konferencji i Recenzje nowych książek.

Acta Physica Polonica (APP). Czasopismo przeżywa trudny okres. Wprawdzie w 1981 r. praca postępowała normalnie i *APP* wyszła w pełnej objętości (seria A — 130 arkuszy, seria B — 76 arkuszy), ale w 1982 r. nastąpiły zakłócenia (czasowe zawieszenie pracy drukarni, spadek liczby prac nadsyłanych do publikacji i spadek ich jakości). W rezultacie w 1982 r. zamiast przewidywanych 206 arkuszy wydano 145; w 1983 r. nastąpiła pewna poprawa — jednak i w tym przypadku pozostanie niewykorzystanych ok. 15 ark. Potrzebne jest poparcie ze strony fizyków polskich, w szczególności przez nadsyłanie wartościowych i dobrze przygotowanych prac. Redakcja *APP* prowadzi konsultacje z instytutami fizyki szukając środków i metod podniesienia jakości i ilości materiałów publikowanych.

Reports on Mathematical Physics (ROMP). W tym wydawnictwie sytuacja jest najtrudniejsza. W okresie od lipca 1980 nie został wydrukowany żaden zeszyt *ROMP*. Opóźnienie druku osiągnęło trzy i pół roku. Wielokrotne zapewnienia PWN o bliskich terminach wydania kolejnych zeszytów okazały się nieprawdziwe. Sytuacja pisma z winy wydawnictwa stała się krytyczna (autorzy wycofują złożone uprzednio do druku prace)¹.

Delta. Po regularnej pracy w 1981 r. (wydano 11 zeszytów, a dwunasty w styczniu 1982) wydawnictwo zostało zawieszono do kwietnia 1982. Z początku uzyskano zgodę PAN na wydanie w 1982 r. tylko 6 zeszytów, jednak po zawarciu umowy przez PTF, PTM i PTA o wydawaniu *Delty* przez RSW-Prasa-Książka-Ruch podjęto wydanie wszystkich 12 przewidzianych planem zeszytów. Do lipca 1983 zlikwidowano wszelkie opóźnienia i zeszyty 7, 8, 9 ukazały się już w planowanych terminach. W lipcu 1983 z okazji Międzynarodowego Kongresu Matematyków w Warszawie ukazała się specjalna angielska edycja *Delty* w nakładzie 4000 egzemplarzy.

Pismo *Mala Delta* zgodnie z sugestią prezesów i sekretarzy Towarzystw zostało usamodzielnione. Od grudnia 1983 będzie nosiło ono tytuł *Szkiełko i Oko*.

Odbudowuje się działalność wydawnicza książek popularnych (Biblioteczka *Delty*) oraz broszur z serii „Przeczytaj — może zrozumiesz”.

12. Sprawy zatrudnienia fizyków w przemyśle i oświacie

Powołano przy ZG PTF komisję, której celem było uzyskanie informacji o następujących sprawach związanych z zatrudnieniem fizyków: a) w przemyśle — wyjaśnić przyczyny braku zainteresowania i braku zapotrzebowania na fizyków; b) w oświacie — wyjaśnić, dlaczego napotyka się przypadki zatrudniania jako nauczycieli fizyki nauczycieli nie mających w tej dziedzinie kwalifikacji — podczas gdy pełnokwalifi-

¹ W okresie od chwili przesłania sprawozdania Redakcji *Reports* do Zarządu PTF (listopad 1983 r.) do momentu wysłania niniejszej Kroniki do druku (marzec 1984 r.) sytuacja się poprawiła i zaczyna się powoli normalizować. W okresie tym ukazały się trzy zaległe zeszyty *Reports* (przyp. Red.).

kowani fizycy mają trudności ze znalezieniem zatrudnienia w szkole. Tego rodzaju akcja może się jednak opierać wyłącznie na działalności komisji przy oddziałach.

Na sugestię ZG, taka komisja została już powołana przy Zarządzie Oddziału Bydgoskiego PTF. Oczekujemy rozszerzenia tej akcji na inne oddziały.

13. Weryfikacja członków PTF

Na sugestię ZG PTF przeprowadzono w oddziałach akcję mającą na celu skreślenie z listy członków tych osób, które po wstąpieniu do Towarzystwa przez wiele lat nie opłacały składek i nie brały w życiu Towarzystwa żadnego udziału. Skreślenie poprzedzono kilkakrotnymi upomnieniami i próbami nawiązania osobistego kontaktu. Operacja ta, bardzo przykra dla Zarządów Oddziałów i Zarządu Głównego, musiała zostać przeprowadzona z uwagi na utrzymanie w porządku spraw finansowych Towarzystwa (m. in. uporządkowania tej sprawy domagali się inspektorzy kontroli PAN).

14. Sprawa wysokości składek członkowskich

Drastyczny wzrost wszelkich opłat i kosztów prowadzenia działalności Towarzystwa sprawił, że ZG PTF zmuszony był zwrócić się do Walnego Zebrania Delegatów o podwyższenie składki członkowskiej do wysokości 300,— zł rocznie. Zdajemy sobie sprawę z tego, że jest to wzrost znaczący w porównaniu z poprzednią wysokością składki. Możemy zapewnić, że Towarzystwo nadal będzie prowadziło gospodarkę oszczędną, a dodatkowe fundusze uzyskane z podwyższonych składek będą użyte wyłącznie na finansowanie działalności oddziałów Towarzystwa.

15. Działalność oddziałów terenowych PTF

Popularyzacja fizyki i opieka nad młodzieżą szkolną. Ten rodzaj działalności w różnych formach był prowadzony przez wszystkie oddziały PTF. W jednych oddziałach sprawowano opiekę nad klubami młodzieżowymi przyjaciół nauk w Pałacach Młodzieży (Bydgoszcz, Gdańsk, Gliwice), nad Międzyszkolnym Kołem Fizycznym (Lublin), w innych organizowano cykle wykładów bogato ilustrowanych doświadczeniami (Łódź, Opole, Poznań, Toruń, Warszawa, Wrocław), wreszcie w Szczecinie oprócz wykładów z pokazami prowadzono 3 uczniowskie grupy badawcze. W innych Oddziałach prowadzono akcję tzw. „drzwi otwartych” w wyższych uczelniach (Białystok, Częstochowa, Koszalin).

Równoległe do pracy z uczniami w wielu Oddziałach prowadzono akcję doskonalenia zawodowego nauczycieli fizyki. Przebiegała ona głównie w formie zebrań dyskusyjnych, podczas których starsi koledzy przekazywali swoje doświadczenia pedagogiczne, a wybitni specjaliści zapoznawali zebranych z ostatnimi zdobyczami nauki.

Inną formą współpracy Oddziałów z młodzieżą szkolną był udział członków PTF w działalności Komitetów Okręgowych i Komitetu Głównego Olimpiady Fizycznej.

Niemal wszystkie Oddziały organizowały serie publicznych odczytów popularnych oraz posiedzenia naukowe.

Oddział Bydgoski, 42 członków. Współpraca z Pałacem Młodzieży, opieka nad Sekcją Fizyki Młodzieżowego Towarzystwa Przyjaciół Nauk. Zamierzenia: 1) powiększenie liczby członków (głównie o nauczycieli fizyki i o fizyków zatrudnionych w przemyśle), 2) zorganizowanie sekcji nauczycielskiej (wymiana doświadczeń — akcja doskonalenia zawodowego), 3) rozpoznanie, na jakich stanowiskach są zatrudnieni fizycy pracujący w przemyśle — wyjaśnić przyczyny braku zainteresowania i braku zapotrzebowania, 4) podjęcie na nowo akcji popularyzatorskiej, 5) wznowić organizowanie posiedzeń naukowych.

Oddział Białostocki, 36 członków. Działalność dydaktyczna i popularnonaukowa: wykłady dla nauczycieli, zebrania naukowe Oddziału, akcja „drzwi otwartych” w Politechnice Białostockiej (spotkanie z Rektorem, zwiedzanie pracowni), współpraca z przemysłem: w kwietniu 1983 powołano pracownię naukową

OB-PTF w Katedrze Fizyki Filii UW ukierunkowaną na prowadzenie pomiarów i badań dla potrzeb zainteresowanych instytucji (IFPW, IFPAN, Z-dy „Foton” i in.).

Oddział Częstochowski, 98 członków. Akcja odczytowa (w okresie 1. 01.—30. 06. 83 — 5 odczytów). Akcja „otwartych drzwi” dla uczniów — referaty naukowe, pokazy, omawianie przykładowych rozwiązań zadań egzaminacyjnych.

Oddział Gdański, 127 członków. Odczyty naukowe, m. in. zebranie okolicznościowe z okazji 50-lecia pracy naukowej prof. I. Adamczewskiego, wykłady z fizyki dla młodzieży szkół średnich w IF UG: a) 1981 — 3, b) 1982 — 8, c) 1983 — 18 wykładów. W ramach sekcji fizyki Młodzieżowego Towarzystwa Przyjaciół Nauk na terenie Politechniki Gdańskiej dla uzdolnionej młodzieży: a) 1981 — 12 wykl., b) 1982 — 14 wykl. i 18 godz. labor., c) 1983 — 10 wykl. i 12 godz. labor. Pokazy doświadczeń fizycznych z kursu szkoły średniej — 3 pokazy. Organizacja XXVIII Zjazdu Fizyków Polskich — przew. Komitetu Organizacyjnego prof. Jan Fiutak.

Oddział Gliwicki, 106 członków. Sesja naukowa poświęcona pamięci prof. Włodzimierza Mościckiego. Zaplanowane i przygotowane na r. 1981/82 odczyty z fizyki dla młodzieży szkół średnich nie odbyły się. Zawieszeniu uległo działanie klubu „Fizykus”. Działania w tym zakresie wznowiono (po uzyskaniu zgody władz) dopiero w grudniu 1982. Rozpoczęto działalność (pokazy zjawisk fizycznych) od 1983. Wznowił działanie klub „Fizykus”. Zorganizowano konferencję krajową „Metody chronologii bezwzględnej”. Odbyły się trzy zebrania naukowe (m. in. posiedzenie poświęcone pamięci prof. T. Malarskiego).

Oddział Katowicki, 95 członków. Prelekcje z fizyki dla uczniów szkół średnich. Wspólnie z Oddziałem Śląskim Tow. Astronautycznego zorganizowano sympozjum o cywilizacjach pozaziemskich. Zamierzenia: kontynuacja prelekcji dla uczniów, wznowienie przerwanych w czasie stanu wojennego konwersatoriów naukowych i odczytów popularnych.

Oddział Koszaliński, 10 członków. Popularyzacja fizyki przez akcję tzw. drzwi otwartych — wspólnie z WSI w Koszalinie otwarte seminaria.

Oddział Krakowski, 295 (?) członków (brak danych i listy). Systematyczne organizowanie „Konwersatoriów fizycznych” (ogólnokrakowskich) — 55 takich posiedzeń.

Oddział Lubelski, 147 członków. Posiedzenia naukowe — 21. Wznowiono następujące formy działania w zakresie dydaktyki i popularyzacji: a) Międzyszkolne Koło Fizyczne (zajęcia lab., wykłady i obserwacje nieba), b) współpraca z nauczycielami, odczyty, konsultacje, spotkania dyskusyjne.

Oddział Łódzki, 155 członków. Zebrania naukowe — 6. Odczyty popularyzacyjne dla nauczycieli i młodzieży licealnej — 9. Sekcja biofizyki wspólnie z Zakładem Biofizyki AM — 6 członków. Sekcja fizyki przemysłowej — 7 członków.

Oddział Opolski, 62 członków. Posiedzenia naukowe — 6. Działalność dydaktyczna i popularnonaukowa: seminaria dla nauczycieli — 5; pokazy doświadczeń dla nauczycieli i uczniów — 4, opieka nad sekcją dydaktyczną koła naukowego fizyków, ankieta dotycząca realizacji celów ogólnych nauczania fizyki. Zamierzenia: Rozwój działań w zakresie dokształcenia nauczycieli i uzyskiwania stopni specjalistycznych.

Oddział Poznański, 170 członków. Działalność skupiona głównie na tematyce dydaktycznej i popularyzacyjnej: 11 wykładów dla uczniów (2 XII 82—28 IV 83), seminarium przygotowawcze z fizyki dla kandydatów na wyższe uczelnie.

Oddział Rzeszowski, 54 członków. Otwarte zebrania z wykładami — 2. Zamierzenia: Intensyfikacja oddziaływań na środowisko nauczycieli fizyki, organizacja wykładów popularnych i pokazów. Nawiązanie współpracy z fizykami zatrudnionymi w przemyśle. Odczyty popularne. Współpraca z innymi organizacjami naukowymi z terenu Rzeszowa.

Oddział Szczeciński, 62 członków. Działalność dydaktyczna i popularyzacyjna: a) wykłady z demonstracjami i zajęcia labor. dla uczniów — członków sekcji Fizyki Młodzieżowego Towarzystwa Naukowego, b) pod kierunkiem prac. dydaktyczno-naukowych z WSP pracowały 3 uczniowskie grupy badawcze po 5 uczniów, c) organizacja Turnieju Wiedzy Fizycznej — udział w organizacji, przygotowanie zadań i testów.

Oddział Toruński, 121 członków. Działalność naukowa — 19 referatów. Organizacja: a) 14 i 15 Sympo-

sium on Math. Phys. XII 81 i XII 82; b) współdziałł: Letnia Szkoła Optyki Kwantowej 1981, Cetniewo, 1982 — Bachotek; 1983 — Wieżyca; c) Biblioteka PTF — pod opieką dr H. Męczyńskiej; d) Wystawy: „A. Jabłoński (1898—1980)”; „Książki i podręczniki fizyki z lat 1850—1945”; e) Odczyty dla Międzyskolnego Koła Fizyków. Zamierzenia: Kontynuacja uprawianych dotąd form działalności.

Oddział Warszawski, 373 członków. Działalność w zakresie popularyzacji fizyki wśród uczniów szkół średnich: odczyty, pogadanki i pokazy dla uczniów, publiczne odczyty popularne, komisje i grupy dyskusyjne poświęcone tematowi nauczania fizyki; programy, metodyka, pomoce naukowe, seminaria dla nauczycieli.

Oddział Wrocławski, 245 członków. W okresie sprawozdawczym nie organizowano ani odczytów naukowych, ani nie prowadzono akcji popularyzatorskiej. Zamierzenia: Wznowienie akcji współpracy z nauczycielami fizyki i z młodzieżą wrocławskich szkół średnich.

Jak widać z przedstawionego sprawozdania, mimo poważnych trudności Towarzystwo utrzymało swą działalność niemal we wszystkich statutem przewidzianych kierunkach. Jest to wynikiem bezinteresownej pracy wszystkich aktywnych członków PTF. Za tę pracę składam im w imieniu Towarzystwa bardzo serdeczne podziękowanie. W szczególności skierowane jest ono do zarządów oddziałów PTF, do redakcji naszych czasopism, do członków wszystkich komisji merytorycznych PTF, do organizatorów konferencji i szkół, wreszcie do wszystkich komitetów Olimpiady Fizycznej. Osobiście niech mi wolno będzie podziękować członkom Zarządu Głównego, którzy w okresie sprawozdawczym stale wspierali mnie swą radą, i przejmowali do realizacji wiele zadań.

Podziękowania należą się również naszym protektorom, w szczególności Polskiej Akademii Nauk, Ministerstwu Nauki, Szkolnictwa Wyższego i Techniki, Ministerstwu Oświaty i Wychowania, Komitetowi Fizyki PAN za pomoc materialną i wspieranie zamierzeń Towarzystwa. Mamy nadzieję, że w tym tak trudnym dla kraju okresie działalność Towarzystwa wniosła swój skromny wkład do prac dla dobra narodu i społeczeństwa.

Tadeusz Skaliński

Zdzisław Wilhelmi członkiem honorowym PTF

Walne Zebranie delegatów PTF w dniu 19 listopada 1983 zatwierdziło wniosek Komisji Nagród i Odnaczeń o nadanie prof. Zdzisławowi Wilhelmiemu godności członka honorowego PTF. To najwyższe wyróżnienie Towarzystwo przyznaje rzadko. Zdzisław Wilhelmi jest dziewiątym członkiem honorowym PTF. Dotychczas, w ciągu 60 lat istnienia PTF, godność członków honorowych otrzymali Maria Skłodowska-Curie, Władysław Natanson, Stefan Pieńkowski, Fryderyk Joliot, Wojciech Rubinowicz, Stanisław Mrozowski, Aleksander Jabłoński, Alfred Kastler.

W Kielcach powstał Oddział PTF

Wiosną 1983 r. utworzyła się z inicjatywy i pod kierunkiem doc. Mariana Kargola grupa członków PTF — założycieli Oddziału Kieleckiego, rekrutująca się głównie z pracowników Katedry Fizyki Politechniki Świętokrzyskiej w Kielcach. Opracowany został program pracy Oddziału oraz wybrany Zarząd Tymczasowy.

Na walnym zebraniu delegatów PTF, które odbyło się 19 listopada 1983 w Warszawie, utworzenie Oddziału zostało jednomyślnie zatwierdzone. Oddział obejmuje okręg kielecki i radomski i ma siedzibę w Kielcach. Następnie odbyło się w dniu 12 grudnia 1983 ogólne zebranie wszystkich członków Oddziału PTF w Kielcach, na którym wybrano w głosowaniu tajnym Zarząd i Komisję Rewizyjną w następującym składzie: przewodniczący — Marian Kargol, z-ca przewodniczącego — Alicja Stachulec, sekretarz — Henryk Nowicki, skarbnik — Krzysztof Schab, członek Zarządu — Stanisław Lubowiecki; Komisja Rewizyjna — Jolanta Kąs (przewodnicząca), Andrzej Ślęzak, Czesław Kędra.

Henryk Nowicki

Oddział Gdański PTF

Dnia 20 października 1983 odbyło się zebranie sprawozdawczo-wyborcze, na którym podsumowano działalność za okres od 28. 5. 81 do 12. 10. 83 oraz wybrano Zarząd na nową kadencję.

Oddział Gdański liczy 130 członków rekrutujących się głównie z pracowników Uniwersytetu Gdańskiego (62) i Politechniki Gdańskiej (48). W okresie sprawozdawczym wstąpiło 5, wystąpiło 7, a wykreślono 22 członków. W okresie tym odbyły się trzy posiedzenia zarządu poświęcone aktualnym sprawom Oddziału oraz cztery zebrania naukowe. W dniu 13. 01. 83 odbyło się okolicznościowe zebranie Oddziału Gdańskiego PTF poświęcone 50-leciu pracy naukowej prof. Ignacego Adamczewskiego.

W ramach działalności dydaktycznej i popularnonaukowej prowadzone były: 1) wykłady z fizyki dla młodzieży szkół średnich. Odbyło się 8 wykładów w 1982 r. i 18 w 1983 r.; 2) w ramach Sekcji Fizyki Gdańskiego Młodzieżowego Towarzystwa Przyjaciół Nauki odbyły się wykłady i zajęcia laboratoryjne dla uzdolnionej młodzieży szkół średnich. W r. 1982 odbyło się 14 wykładów oraz 12 godzin ćwiczeń laboratoryjnych, w r. 1983 — 10 wykładów oraz 12 ćwiczeń laboratoryjnych; 3) pokazy doświadczeń fizycznych (trzy tematy) dla młodzieży szkół ponadpodstawowych.

Zarząd Oddziału Gdańskiego wystąpił o przyznanie Medalu Komisji Edukacji Narodowej dla Czesławowi Szmytkowskiemu za działalność w PTF oraz za wieloletnią pracę w organizacji Okręgowej Olimpiady Fizycznej.

Oddział Gdański zgłosił swoją kandydaturę na zorganizowanie Zjazdu Fizyków Polskich w Gdańsku w 1984 r. Na czele Komitetu Organizacyjnego Zjazdu stanął prof. Jan Fiutak.

Nowe władze Oddziału wybrano w następującym składzie: przewodniczący — J. Heldt, z-cy przewodniczącego — I. Adamczewski, J. Fiutak i B. Jachym, sekretarz — J. Kukielski, skarbnik — P. Lehman, członkowie Zarządu — K. Kozłowski, G. Jacyno, I. Witort, S. Stipal i J. Sienkiewicz. Nowo wybrany Zarząd postanowił nadal prowadzić działalność popularyzatorską dla młodzieży szkół średnich oraz organizować co dwa miesiące prezentację dorobku naukowego fizyków Trójmiasta na terenie danej placówki naukowej.

Stanisław Zachara

Oddział Opolski

W dniu 21 listopada 1983 odbyło się Walne Zebranie Oddziału. Wysłuchano sprawozdania Zarządu za okres 26. 11. 1981 — 21. 11. 1983 i udzielono ustępującemu Zarządowi absolutorium.

Wybrano nowy Zarząd w składzie: przewodnicząca — Danuta Tokar, wiceprzewodniczący — Stanisław Chabik, sekretarz — Kazimierz Sochacki, skarbnik — Wanda Langer, przewodnicząca sekcji dydaktycznej — Bożena Pędzisz, korespondent — Wojciech Wojtanowski.

Oddział Opolski prowadzi działalność naukową i dydaktyczno-popularyzatorską. W czasie minionej kadencji odbyło się 12 posiedzeń naukowych, na których wygłoszono 12 referatów. Na działalność dydaktyczno-popularyzatorską złożyły się następujące prace: 12 seminariów dla nauczycieli szkół podstawowych i średnich województwa opolskiego, opieka nad sekcją dydaktyczną Koła Fizyków przy Wyższej Szkole Pedagogicznej, zorganizowanie kolejno XVI Turnieju Fizycznego dla uczniów szkół średnich województwa opolskiego o puchar Zarządu Głównego PTF, nawiązanie kontaktu z Ośrodkiem Badawczo-Rozwojowym i Redakcją Fizyki Wydawnictw Szkolnych i Pedagogicznych w celu zainteresowania tych ośrodków problemem wykorzystania przedmiotów codziennego użytku do doświadczeń fizycznych. Nowy Zarząd ma zamiar kontynuować tę działalność.

W listopadzie 1983 r. Oddział liczył 62 członków.

Wojciech Wojtanowski

Nowe władze PAN

Zebranie Ogólne Polskiej Akademii Nauk wybrało w dn. 27 stycznia 1984 prezesa, wiceprezesów i członków prezydium na kadencję 1984—86. Rada Ministrów zatwierdziła te wybory. W skład prezydium wchodzi ponadto: sekretarz naukowy PAN mianowany przez Radę Państwa, sekretarze wydziałów mianowani przez Prezesa Rady Ministrów oraz przewodniczący oddziałów PAN wybrani przez Zgromadzenia Ogólne oddziałów.

Prezesem PAN został Jan Kostrzewski (medycyna), wiceprezesami — Gerard Labuda (historia), Jerzy Litwiniszyn (mechanika), Władysław Markiewicz (socjologia i nauki polityczne) i Kazimierz Urbanik (matematyka). Wśród 17 członków prezydium jest jeden fizyk — Józef Werle i jeden geofizyk — Roman Teisseyre.

Sekretarzem naukowym PAN został ponownie mianowany Zdzisław Kaczmarek (hydrologia i gospodarka wodna), a sekretarzem Wydziału III jest Wojciech Zielenkiewicz (fizykochemia).

Nowy profesor

Rada Państwa nadała tytuł naukowy profesora nadzwyczajnego nauk fizycznych Janowi Kalinowskiemu (Politechnika Gdańska).

Wręczenie nominacji profesorskiej odbyło się 31 stycznia 1984.

Sesja naukowa poświęcona pamięci Włodzimierza Trzebiatowskiego

Polska Akademia Nauk, Polskie Towarzystwo Chemiczne i Polskie Towarzystwo Fizyczne urządziły w dn. 10 listopada 1983 uroczystą sesję naukową poświęconą pamięci Włodzimierza Trzebiatowskiego w pierwszą rocznicę jego śmierci. Po wystąpieniach okolicznościowych wiceprezesa PAN prof. Leonarda Sosnowskiego, prezesa PTCh prof. Lucjana Sobczyka, prezesa PTF prof. Tadeusza Skalińskiego i prof. Dionizego Smoleńskiego referaty wygłosili: prof. Bohdan Staliński „Działalność naukowa W. Trzebiatowskiego“, prof. Robert Troć „Osiągnięcia szkoły W. Trzebiatowskiego w dziedzinie magnetyków“, prof. Kazimierz Łukaszewicz „Rola W. Trzebiatowskiego w rozwoju badań strukturalnych w Polsce“.

B. W.

Nagrody PAN

W 1983 r. Nagroda Naukowa PAN im. Marii Skłodowskiej-Curie została przyznana za cykl prac zawierających wybitne rezultaty w dziedzinie teorii cieczy kwantowych (nadpłynność helu 4, helu 3 i ich mieszanin). Nagrodę otrzymał dwuosobowy zespół: prof. Jerzy Czerwonko z Wydziału Podstawowych Problemów Techniki Politechniki Wrocławskiej i prof. Zygmunt Galasiewicz z Instytutu Fizyki Teoretycznej Uniwersytetu Wrocławskiego.

Nagrodą Sekretarza Naukowego PAN zostały wyróżnione w 1983 roku następujące prace badawcze z dziedziny fizyki:

Zbadanie procesów periodycznych i modulowanych w strukturach typu solitonowego — pracę wykonał zespół: dr Jerzy Zagrodziński (kierownik), dr Marek Jaworski, mgr Jolanta Pelka (wszyscy z IF PAN).

Zbadanie mechanizmów efektu fotochromowego w tlenkach bizmutowo-germanowym i bizmutowo-

-krzemowym — zespół: prof. Wiesław Wardzyński (kierownik), prof. Henryk Szymczak, mgr Mieczysław Borowiec, mgr Kazimierz Pataj, mgr Marek Baran, mgr Adam Witek, Ryszard Szerszeń (wszyscy z IF PAN) i prof. Józef Żmija oraz, doc. Tadeusz Łukaszewicz (obaj z WAT).

Ustalenie relacji pomiędzy właściwościami fizycznymi a promieniami jonowymi halogenków metali alkalicznych — prof. Józef Zbigniew Damm (INTiBS PAN).

Analiza nowego mechanizmu kolektywnego rozpraszania światła spowodowanego interferencją zmian w liniowych i nieliniowych polaryzowalnościach wzbudzonych przez czasoprzestrzenne fluktuacje elektrycznych multipoli — prof. Stanisław Kielich (Uniw. Poznański).

Wyjaśnienie anomalii właściwości magnetycznych i elektrycznych stopów $Cd_{1-x}RE_xAl_2$ — zespół: prof. August Chełkowski (kierownik), dr Władysław Borgieł, dr Ewa Talik, dr Grażyna Wnętrzak (wszyscy z UŚ).

Rozwinięcie teorii fal spinowych w stopach i amorficznych metalach ferromagnetycznych — zespół: prof. Janusz Morkowski (kierownik), dr Stefan Krompiewski, dr Andrzej Jezierski, dr Stanisław Lipiński (wszyscy z IFMol PAN).

Nagrody Naukowe Wydziału III PAN w zakresie fizyki za rok 1983 otrzymali:

dr Krzysztof Królas (Inst. Fizyki UJ) za wykonanie doświadczalnych badań oddziaływania między atomami domieszek w metalach,

dr hab. Jacek Kossut (IF PAN) za cykl prac zebranych w publikacji pt. *Struktura pasmowa i zjawiska transportu kwantowego w półprzewodnikach półmagnetycznych*,

zespół w składzie: dr Tomasz Dietl (IF PAN) i dr hab. Józef Spalek, (Zakład Fizyki Ciała Stałego AGH) za pracę *Związane polarony magnetyczne w półprzewodnikach półmagnetycznych*

oraz w zakresie astronomii — dr hab. Paweł Haensel (Centrum Astronom. PAN im. M. Kopernika) za cykl prac z teorii przejść fazowych w gwiazdach neutronowych.

Małgorzata Głódź

W setną rocznicę skroplenia powietrza

W setną rocznicę ważnego dla nauki polskiej wydarzenia, jakim było skroplenie składników powietrza w r. 1883 przez profesorów Uniwersytetu Jagiellońskiego Karola Olszewskiego i Zygmunta

Wróblewskiego odbyła się międzynarodowa konferencja *Cryogenic Fundamentals*.

Organizatorami Konferencji był Uniwersytet Jagielloński i Instytut Niskich temperatur i Badań Strukturalnych PAN we Wrocławiu. Przewodnictwo Komitetu Honorowego objęli prof. W. Trzebia-towski (który niestety zmarł w listopadzie 1982) i prof. M. Mięśowicz. Przewodniczącym Komitetu Organizacyjnego był prof. B. Staliński.

Obrady odbywały się w dniach 8-10 kwietnia 1983 w Krakowie i 11-13 kwietnia we Wrocławiu. Program Konferencji składał się z dwóch części: historycznej i naukowej. W części historycznej wygłoszono 5 referatów nawiązujących do rocznicy:

Olszewski and Wróblewski among other pioneers of cryogenic techniques ... J. Janik (Kraków),

The main stages of the development of superfluidity conception — E. L. Andronikaszwilli (Tbilisi), referat wygłosiła K. N. Sinowiewa,

Recent achievements in very low temperature techniques — T. Pobell (Jülich),

Physics at the Jagellonian University in the second half of the 19th century — B. Średniawa (Kraków),

Chemistry at the Jagellonian University in the second half of the 19th and early 20th century — Z. Wojtaszek, E. Szczepaniec-Cięciak (Kraków).

W Collegium Maius otwarta została wystawa „Karol Olszewski i Zygmunt Wróblewski w setną rocznicę skroplenia tlenu“. Wybitny został również medal pamiątkowy Uniwersytetu Jagiellońskiego (por. zamieszczona fot.).

W dniu 8 kwietnia, w przerwie obrad, uczestnicy Konferencji złożyli wiązanki kwiatów na grobach Olszewskiego i Wróblewskiego na Cmentarzu Rakowickim.

W części naukowej, obejmującej 20 referatów przeglądowych i 28 komunikatów, omówione zostały najnowsze osiągnięcia w zakresie kriogeniki i własności kryształów w najniższych temperaturach. Tematami wiodącymi były: własności helu w obszarze niskich temperatur, własności termiczne materiałów wykorzystywanych w kriogenice, zagadnienie pomiaru temperatury poniżej 1K, zastosowanie materiałów specjalnych w obszarze niskich temperatur ze szczególnym uwzględnieniem materiałów nadprzewodzących.

Referaty przeglądowe wygłosili zaproszeni goście będący wybitnymi specjalistami w poszczególnych dziedzinach, m. in. N. E. Aleksiejewski (ZSRR), A. Anderson (USA), L. M. Besley (Australia), S. S. Hong (ChRL), G. Klipping (Berlin Zach.), Nagano (Japonia), M. B. Ruhemann

(W. Brytania), C. Rizzuto (Włochy), R. Safrata (Czechosłowacja). W konferencji uczestniczyło ok. 100 naukowców, w tym 34 z zagranicy.

Biorąc pod uwagę materiał przedstawiony na Konferencji, z perspektywy stu lat, można przeprowadzić pełniejszą ocenę tego odkrycia. Prace polskich uczonych nad skropleniem składników powietrza były nie tylko kolejnym krokiem w poznaniu praw natury, ale również ważnym krokiem w rozwoju cywilizacji. Doświadczenia przeprowadzone przez Olszewskiego i Wróblewskiego przełamały istniejące w tamtym okresie przekonanie o niemożliwości skroplenia takich gazów jak wodór, tlen, azot. Jednocześnie ukazały drogę do otrzymania jeszcze niższych temperatur. Doprowadziło to do skroplenia w 1898 r. wodoru przez J. Dewara, a w 1908 r. helu przez H. Kamerlingh-Onnesa. Rozwinęła się nowa dziedzina nauki — kriogenika, technika skraplania gazów i otrzymywania niskich temperatur. Dziedzina ta dzięki pracom polskich uczonych wkroczyła w nowy, wyższy etap.

Andrzej Szytuła

Sześćdziesięciolecie urodzin Jana Łopuszańskiego

Dnia 21 października 1983 r. prof. Jan Łopuszański ukończył 60 lat. W tym dniu w Instytucie Fizyki Teoretycznej Uniwersytetu Wrocławskiego odbyło się uroczyste seminarium, na którym współpracownicy i uczniowie Jubilata opowiedzieli o jego dotychczasowych osiągnięciach naukowych.

W początkowym okresie swojej działalności Jan Łopuszański zajmował się statystyką kaskad promieniowania kosmicznego zaznaczając trwale swój ślad w tej dziedzinie, co zauważono w kilku monografiach. Owocem wieloletniego obcowania ze statystycznymi przejawami fizyki jest napisana wspólnie z Andrzejem Pawlikowskim monografia *Fizyka Statystyczna*, wydana przez PWN w 1969 r.

Poprzez badania nad kombinatorycznymi aspektami całki Feynmana Łopuszański stopniowo przeniósł swoje zainteresowania na kwantową teorię pola. We współpracy z van Hovem i Hugenholtzem zajmował się różnymi modelami teorii pola, aby wreszcie na długie lata zająć się aksjomatyczną teorią pola. Teoria ta była reakcją ścisłych umysłów na sprzeczności matematyczne, jakich było wiele w konwencjonalnym ujęciu teorii pola i których wyrazem były i nadal są rozbieżności nadfioletowe.

W czasie pobytu w Instytucie Couranta w Nowym Jorku Łopuszański napisał pracę o pewnych kryteriach trywialności teorii pola. Potem zajmował się twierdzeniami typu Haaga, pokazującymi jak z — wydawałoby się — naturalnych założeń wynika, że model kwantowej teorii pola nie może zmieścić oddziaływania (tzn. macierz S jest równa jeden).

Około roku 1965 zaczyna się najtrwalsze zainteresowanie Jana Łopuszańskiego symetriami w kwantowej teorii pola. Początkowo są to zagadnienia zdegenerowanej próżni (i twierdzenia Goldstone'a) rozwiązywane wspólnie z Reehem, potem symetrie zadawane przez prądy zachowane oraz tworzone z ich pomocą ładunki operatorowe. Łopuszański otrzymał tu ciekawe wyniki w postaci twierdzeń negatywnych (*no go theorems*) o niemożliwości mieszania symetrii czasoprzestrzennych z wewnętrznymi.

Łopuszański włączył się czynnie do ogromnej fali zainteresowania grupą konforemną w początkach lat 70. Wtedy to podał elegancki dowód tego, że tylko bezmasowe swobodne pola kwantowe mogą być współzmiennicze względem grupy skalowania, która jest częścią grupy konforemnej. Stąd wniosek, że jest to symetria wielkich energii, gdy przy dużych pędach można zaniedbać masy spoczynkowe cząstek.

Jak wiemy, w 1974 r. „wybuchło“ zainteresowanie supersymetriami, tzn. symetriami wiążącymi bozony z fermionami, symetriami, których generatorami są ładunki spinorowe. Trzeba stwierdzić, że Łopuszański już w 1971 r. wprowadził ładunki spinorowe, ale z powodu pewnego założenia technicznego (nieistotnego — jak mu się wtedy wydawało) otrzymał ich zerowanie się. Odpowiedni fragment opublikowanej wtedy pracy [1] brzmi: „...and to avoid inessential complications, let us concentrate on a special case... when $\beta = \beta' = 0$.“ Położenie macierzy β i β' równymi zeru oznaczało hermitowskość generatorów symetrii, czego nie spełniają ładunki spinorowe. W pracy tej po raz pierwszy zapisano przekształcenia przeprowadzające pola fermiowe w bozonowe i na odwrót — i chyba pracę tę powinno się uważać za pierwszą pracę o supersymetriach.

Dlatego w 1974 r., gdy przebywał w Karlsruhe, Łopuszański łatwo dołączył się do wartkiego nurtu badań nad supersymetriami. Owocem tego jest klasyczna już dziś praca [2] wspólna z Haagiem i Sohniusem podająca najogólniejszą postać algebry supersymetrii zarówno dla pól o niezerowanej masie jak i bezmasowych. Dla modeli ze szczeliną

masową, Łopuszański udowodnił możliwość istnienia w tej algebrze ładunków skalarnych nazwanych przezeń ładunkami centralnymi. To pojęcie również znalazło się w pracy [2]. Wydaje się, że — wśród innych dokonań — pozostanie ono trwałym wkładem Łopuszańskiego do fizyki teoretycznej.

Całe doświadczenie i erudycja zdobyte przez Łopuszańskiego w dziedzinie symetrii czasoprzestrzennych znalazły swoje ucieleśnienie w monografii *Rachunek spinorów*, która lada miesiąc ukaże się nakładem PWN.

- [1] J. Łopuszański — „On some properties of physical symmetries“, *J. Math. Phys.* **12**, 2404 (1971).
- [2] R. Haag, J. Łopuszański, M. Sohnius — „All possible generators of supersymmetries of the S-matrix“, *Nucl. Phys.* **B88**, 257 (1975).

Bernard Jancewicz

Od 20 października 1983 r. wyznaczamy metr za pomocą zegara lub laserów

W dniu 20. 10. 1983 r. na XVII Generalnej Konferencji Wąg i Miar odbywanej w Paryżu przyjęto nowe określenie metra będącego jedną z najstarszych i najbardziej wykorzystywanych jednostek. Do tamtego dnia obowiązywało następujące określenie: „metr jest długością równą 1650763,73 długości fali w próżni promieniowania odpowiadającego przejściu poziomami $2p_{10}$ i $5d_5$ atomu kryptonu ^{86}Kr “. Dokładność odtworzenia tak określonej jednostki organiczowały rozmaite efekty (np. asymetria linii widmowej) do 10^{-8} , przy tym budowa i warunki pracy lampy kryptonowej musiały być ściśle ustalone. Dokładność taka przestała odpowiadać potrzebom współczesnej metrologii, w której dokładność wzorca czasu sięga 10^{-13} (w perspektywie 10^{-15}), a stabilizowane laserowe źródła światła zapewniają wyznaczenie długości fali z dokładnością wyższą o przynajmniej trzy rzędy wielkości aniżeli wzorzec kryptonowy. Dodajmy, że w okresie ostatnich 10 lat udało się wyznaczyć ze znaczną dokładnością (ok. 10^{-9}) prędkość światła. Zauważmy z kolei, że prędkość wiąże się z drogą (długość) i czasem zgodnie ze wzorem: $v = l/t$. Jeśli wobec tego przyjmiemy wyznaczoną wartość prędkości jako dokładną (stałą), wówczas do wyznaczenia drogi — długości prowadzi pomiar czasu, którego jednostką jest sekunda („atomowa“).

Stąd wywodzi się przyjęte właśnie określenie

metra: metr jest to droga przebywana przez światło w próżni w czasie $1/299792458$ s. Przypomnijmy, że podobnie wprowadzono amper w układzie SI ustalając wartość stałej μ_0 . Określenie metra, podobnie jak ampera, tak pomyślano, aby została zachowana spójność (compatibility) z dotychczasowymi pomiarami w układzie SI. Wskazano, oczywiście, także sposoby praktycznej realizacji nowej jednostki, a mianowicie: 1) na podstawie wzoru $l = ct$, 2) poprzez długość fali promieniowania stabilizowanego lasera wyznaczoną ze wzoru $\lambda = c/v$, przy czym częstość ν wyznacza się przez porównanie ze wzorcem cezowym, co przeprowadza się już także dla światła, 3) w drodze wykorzystania długości fali wybranej z listy określonych laserowych źródeł światła przy zachowaniu zaleconych warunków i procedur. Tak więc obecnie dokładność pomiaru długości będzie tak wielka jak wielka będzie dokładność pomiaru czasu lub częstości czy też dokładność porównania z wzorcową długością fali, a więc może być o kilka rzędów wielkości większa niż dotychczas. Zauważmy na zakończenie, że związanie metra ze stałą uniwersalną c stanowi zdecydowany krok ku przebudowie układu jednostek wykorzystującego stałe uniwersalne.

Kazimierz Rosiński

Dane doświadczalne o rozpadzie protonu zdają się dyskwalifikować minimalny model SU(5)

Rok 1983 przejdzie do historii fizyki jako rok doświadczalnego odkrycia trzech bozonów pośredniczących oddziaływań słabych W^+ , W^- i Z^0 oraz kolejnego etapu sprawowania modelu Weinberga-Salama, unifikującego oddziaływania słabe i elektromagnetyczne. Doświadczalna weryfikacja modeli unifikujących te oddziaływania z oddziaływaniami silnymi nie doprowadziła jednak nadal do jednoznacznych wyników. Potwierdzeniem tej wielkiej unifikacji byłaby obserwacja rozpadu protonu (zob. *Postępy Fizyki* 30, 223 (1983)). Najprostszy z modeli wielkiej unifikacji, minimalny model SU(5) Georgiego-Glashowa, przewiduje średni czas życia protonu ok. $2 \cdot 10^{29 \pm 2}$ lat, przy czym ok. 40% rozpadów protonu winno zachodzić w dominującym kanale $p \rightarrow e^+\pi^0$.

W sierpniu 1982 r. grupa Irvine-Michigan-Brookhaven rozpoczęła zbieranie danych przy użyciu największego na świecie detektora rozpadu protonu w kopalni soli Morton w pobliżu Cleveland (Ohio, USA). Ten wodny detektor Czerenkowa

z 8 kilotonami wody nadaje się szczególnie do poszukiwania kanału $p \rightarrow e^+\pi^0$, gdyż zarówno pozyton jak i dwa fotony z rozpadu π^0 generowałyby wielkie pęki cząstek naładowanych elektrycznie i powstawałyby odpowiednie stożki promieniowania Czerenkowa. Po analizie danych ze 130 dni grupa IMB nie znalazła żadnego przypadku rozpadu protonu w kanale $p \rightarrow e^+\pi^0$, podczas gdy zgodnie z minimalnym modelem SU(5) winna zaobserwować $10^{9 \pm 2}$ takich przypadków. Przeszło rok temu w dwóch mniejszych detektorach (w kopalni złota Kolar w Indii i w tunelu pod Mont Blanc we Włoszech) wykryto łącznie 4 przypadki rozpadu nukleonu (dwa w kanale z $e\pi$ i po jednym w kanałach z νK i μK), lecz od tego czasu nie znaleziono żadnych nowych przypadków. Wydaje się więc, że obecnie nie ma istotnej niezgodności między tymi eksperymentami i że minimalny model SU(5) nie odpowiada rzeczywistości.

Zanim jednak odrzucimy minimalny model SU(5), należy szczegółowo przeanalizować przewidywania teoretyczne czasu życia protonu. Wielkość ta zależy silnie (jak Λ^4) od parametru Λ , który określa zależność energetyczną stałej sprzężenia oddziaływań silnych, i od funkcji falowej kwarków związanych w protonie. W ciągu ostatnich 4 lat, w wyniku uwzględnienia nowych danych i dokładniejszych obliczeń, wartość Λ zmalała trzykrotnie. H. Georgi uważa w związku z tym, że dalsza, bardziej szczegółowa analiza tych problemów może wykazać, że czas życia protonu w minimalnym modelu SU(5) będzie większy nawet o kilka rzędów wielkości.

W przypadku odrzucenia minimalnego modelu SU(5) pozostają nam inne bardziej złożone modele o większej liczbie parametrów i o mniej jednoznacznych przewidywaniach czasu życia protonu. W minimalnym modelu SU(5) przyjmuje się minimalną liczbę skalarnych pól Higgsa, których istnienie prowadzi w wyniku spontanicznego naruszenia symetrii do niezerowych mas bozonów pośredniczących oddziaływań. Zwiększenie liczby pól Higgsa, dodanie dodatkowych generacji kwarków i leptonów, powiększenie grupy SU(5) (np. do SO(10)) i wprowadzenie dodatkowych bozonów pośredniczących lub rozważenie supersymetrycznych modeli unifikacyjnych — to możliwe modyfikacje minimalnego modelu SU(5), które mogą doprowadzić do zgodności z prawie dowolnym czasem życia protonu. Te modyfikacje mogą również zmienić dominujące kanały rozpadu protonu i według niektórych zmodyfikowanych modeli SU(5) lub supersymetrycznych modeli



unifikacyjnych proton rozpadały się głównie na μ^+K^0 i K^+v zamiast na $e^+\pi^0$.

Dalsze badania doświadczalne rozpadu protonu, zarówno przy użyciu istniejących już, jak i ciągle jeszcze budowanych detektorów, mogą więc wkrótce doprowadzić do istotnego sprawdzenia idei wielkiej unifikacji.

Zygmunt Ajduk

Phys. Today, 36, No 9 (1983)

30 lat Szkoły „Enrico Fermi“

Międzynarodowa Szkoła Fizyki „Enrico Fermi“ Włoskiego Towarzystwa Fizycznego została założona w 1953 r. przez ówczesnego prezesa WTF prof. G. Polvaniego. Kursy Szkoły, zwykle dwutygodniowe, odbywają się w Varennie nad jeziorem Como, późną wiosną lub latem i są okazją dla młodych fizyków do zetknięcia się z wybitnymi uczonymi (wśród nich wielu laureatów Nobla) i zdobywania wiadomości w danej dziedzinie „z pierwszej ręki“.

Rada WTF na podstawie propozycji napływających z różnych ośrodków na świecie wybiera temat danego kursu i wyznacza dyrektora, który z kolei opracowuje szczegółowy program, zaprasza wykładowców i wreszcie akceptuje, na podstawie nadsyłanych zgłoszeń, uczestników. Zwykle w szkole bierze udział 40–50 słuchaczy i 10–20 obserwatorów. Szkoła „Enrico Fermi“ zdobyła sobie znaczny międzynarodowy prestiż.

Z okazji trzydziestolecia Szkoły Włoskie Towarzystwo Fizyczne wydało specjalną broszurkę zawierającą programy 87 kursów, jakie odbyły się w latach 1953–82. Warto może wspomnieć, że w tym okresie wśród prowadzących wykłady lub seminaria byli: Tadeusz Skaliński (1960), Leonard Sosnowski (1961), Zdzisław Szymański (1961), Jerzy Sawicki (1967), Stanisław Kielich (1978), Mirosław Dakowski (1979) i Konrad Rudnicki (1982).

B. W.

Akademia trzeciego świata

Abdus Salam, znakomity fizyk pakistański, dyrektor Międzynarodowego Centrum Fizyki Teoretycznej w Triesście, laureat Nagrody Nobla z fizyki (1979 r.), zakłada „Akademię Trzeciego Świata“, skupiającą wybitnych uczonych z krajów rozwijających się.

W listopadzie 1983 Salam zaanonsował w Triesście, że Akademia chciałaby doradzać rządowi i innym organizacjom w sprawach nauki i rozwoju. Rolą Akademii będzie wspomaganie zdolnych ludzi w krajach rozwijających się, doradzanie, wydawanie czasopisma poświęconego sprawom nauki w trzecim świecie (ma być wydawane w Caracas) i wspieranie współpracy naukowej pomiędzy krajami rozwijającymi się.

Nowa Akademia będzie jedynie związkiem indywidualnych osób, nie będzie prowadzić żadnych instytutów naukowych, założeniem jest minimum biurokracji. Nie ma jeszcze ustalonego budżetu, ale Salam ma nadzieję, że potrzebne fundusze znajdzie się.

B. W.

Nature 306, No 5940 (1983)

Szwajcarzy zajmują się historią fizyki ciała stałego

Szwajcarskie Towarzystwo Fizyczne postanowiło przyłączyć się do prac prowadzonych nad historią fizyki ciała stałego (por. notatka K. Szymborskiego w Kronice 1/84) i powierzyło prof. K. Buschowi zorganizowanie odpowiedniej grupy roboczej. Grupa ta pracuje w porozumieniu z inicjatorami badań historycznych objętych nazwą International Project in the History of Solid State Physics. Przedmiotem prac Szwajcarów, z którymi współpracuje także prof. Błinc z Ljubljany, jest ferroelektryczność.

B. W.

Helv. Phys. Acta 56, No 4 (1983)

Migracja fizyków holenderskich

W Holandii przeprowadzono ankietę wśród fizyków zatrudnionych w uniwersytetach i stwierdzono, że 25% ankietowanych przeniosło się z wydziałów fizyki do innych wydziałów. Większość z nich pracuje na wydziałach medycyny, inżynierii i matematyki. Wyniki wskazują, że migrujący fizycy oddają pozytywne i ważne usługi w swoich nowych miejscach pracy. Prawdopodobnie osobom ukształtowanym w innych dyscyplinach brak specyficznej wiedzy i zdolności, które zwykle posiadają fizycy. Migrujący fizycy wypełniają tę lukę. Ich zadaniem jest pomoc w pogłębianiu wyników badań. Oczekuje się od nich, że w sposób właściwy ustawią przeprowadza-

nie eksperymentów, że dadzą interpretację teoretyczną uzyskanym wynikom doświadczalnym i rozwiną formalne teorie.

B. W.

Current Contents 23, No 39 (1983)

Polskie książki i czasopisma naukowe

W Raporcie o Stanie Nauki Polskiej, opracowanym przez Komitet Naukoznawstwa PAN (o czym pisaliśmy w Kronice 2/84) uwzględniono także sprawy wydawania książek i czasopism. W zasadzie tym problemem powinna zajmować się powołana przy Ministerstwie Kultury Rada ds. Książki. W Raporcie zwrócono jednak uwagę na alarmujące zmniejszenie się produkcji wydawniczej dla potrzeb nauki. W okresie 1976—79 produkcja książki naukowej łącznie z podręcznikami akademickimi zmalała w tytułach o 1,9%, w arkuszach o 3,4%, w egzemplarzach o 21,7%. W tym samym okresie liczba pracowników nauki zwiększyła się o 9,3%. Przyczyną trudności wydawniczych jest przede wszystkim zbyt mała moc przerobowa drukarni, a także brak papieru. Przemysł poligraficzny był od lat zaniedbywany. Raport stwierdza: „Działalność wydawnicza w nauce posiada specyficzny charakter i nie powinna być spychana na margines literatury pięknej, szkolnej i politycznej, a to dlatego, że rozwiązanie trudności nie jest bowiem związane z ilością papieru — stosunkowo niewielką — jaka jest potrzebna na wydawnictwa naukowe. Książki i czasopisma są w nauce narzędziem pracy i główną drogą przekazywania wyników. Wydawnictwa te są z reguły mało nakładowe o trudnych dla drukarni składach, stąd też koszt własny egzemplarza musi być w efekcie wysoki. Dlatego postulat rentow-

ności ekonomicznej nie może mieć zastosowania do książek i czasopism naukowych. Konieczne tu są dotacje budżetowe, natomiast przy założeniu samofinansowania się całego systemu wydawniczego — pokrywanie deficytów wydawnictw mało nakładowych przez wydawnictwa masowe... Potrzebne też są często niewielkie zmiany w systemie organizacyjnym drukarni, dla przykładu takie, które dawałyby finansowe uprzywilejowanie trudnym składom. Z drugiej strony konieczna jest korekta polityki wydawniczej, przegląd zasadności wydawania poszczególnych czasopism. W szczególności, wątpliwości może budzić wydawanie niektórych Zeszytów Naukowych“.

Raport zwraca uwagę na to, że należy szczególnie opieką otoczyć czasopisma wydawane w językach obcych. Przyczyniają się one przede wszystkim do podnoszenia autorytetu nauki polskiej za granicą, są także źródłem dewiz i korzystnej wymiany z wydawnictwami zagranicznymi.

B. W.

Nauka Polska, No 3 (1982)

A. Kastler (1902—1984)

Dnia 7 stycznia 1984 zmarł Alfred Kastler, znakomity fizyk francuski, twórca metody pompowania optycznego, od 1964 r. członek honorowy PTF, laureat Nagrody Nobla z fizyki (1966), członek francuskiej Akademii Nauk, członek zagraniczny Polskiej Akademii Nauk. Obszerne informacje o jego działalności naukowej znajdują Czytelnicy w Kronice 5—6/82 w notatce „80-lecie Kastlera“. Owoce metody Kastlera były przedmiotem wielu artykułów w *Postęпах Fizyki* w ciągu ostatnich 25 lat.

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. Maszynopisy pracy (**oryginał i jedną pełną — z rysunkami, tablicami itd. — kopię**) należy nadsyłać pod adresem: Redakcja Postępów Fizyki, ul. Hoża 69, 00-681 Warszawa. W liście towarzyszącym prosimy podać dokładny adres do dalszej korespondencji (do przesłania korekty i honorarium autorskiego). O przyjęciu pracy do druku decyduje Komitet Redakcyjny.

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

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

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

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

7. Rysunki należy wykonać starannie na oddzielnych arkuszach, 2 do 4 razy większe 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, Moskva 1973, str. 240.

Skróty nazw czasopism i transliteracja z alfabetów niełacińskich 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. Przetrzymanie korekty może spowodować przesunięcie artykułu do następnego zeszytu.

11. Autor otrzymuje bezpłatnie 25 egz. odbitek pracy. Dodatkowe odbitki można zamówić odpłatnie przy przesyłaniu korekty autorskiej. Cena za 1 egz. odbitki o objętości 1—16 s. wynosi zł 24.—

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

POSTĘPY FIZYKI

(dwumiesięcznik)

Warunki prenumeraty czasopisma:

Cena prenumeraty: półrocznie zł 180.—
rocznie zł 360.—

Prenumeratę krajową przyjmuje się:

do dnia 10 listopada na I półrocze roku następnego i cały rok następny.
do dnia 1 czerwca na II półrocze roku bieżącego.

Instytucje i zakłady pracy zamawiają prenumeratę w miejscowych Oddziałach RSW „Prasa—Książka—Ruch”, w miejscowościach zaś, w których nie ma Oddziałów RSW — w urzędach pocztowych lub u doręczycieli. Prenumeratorzy indywidualni opłacają prenumeratę wyłącznie w urzędach pocztowych lub u doręczycieli.

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

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

INFORMATION FOR SUBSCRIBERS

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

Tylko prenumerata zapewnia regularne otrzymywanie czasopisma

SPIS TREŚCI

M. Cieplak — Istota uporządkowania szkieł spinowych	353
R. Peierls — Budowanie modeli fizycznych (tłum. <i>Z. Ajduk</i>)	379
RÓŻNE	
Ludwik Wertenstein — popularyzator nauki	397
ROZMOWY	
Rozmowa ze Szczepanem Szczeniowskim	405
NOWOŚCI NAUKOWE	
A. Janner, T. Janssen, P. M. de Wolff — Kryształy niewspółmierne — nowa faza w fizyce ciała stałego (tłum. <i>D. Kucharczyk</i>)	419
ZE ZJAZDÓW I KONFERENCJI	429
RECENZJE	433
KRONIKA	441

CONTENTS

M. Cieplak — Nature of Ordering in Spin Glasses	253
R. Peierls—Model-Making in Physics	379
MISCELLANEA	
Ludwik Wertenstein: Popularizer of Science	397
DEBATES	
An Interview with Szczepan Szczeniowski	405
SCIENTIFIC NEWS	
A. Janner, T. Janssen, P. M. de Wolff — Incommensurate Crystals. A New Phase in Solid State Physics	419
MEETINGS AND CONFERENCES	429
REVIEWS	433
CHRONICLE	441