
PTF

DWUMIESIĘCZNIK
POŚWIĘCONY
UPOWSZECHNIANIU
WIEDZY
FIZYCZNEJ

POSTĘPY FIZYKI

TOM 35
ZESZYT 6
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 naczelni czasopism PTF

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

PRZEWODNICZĄCY ODDZIAŁÓW TOWARZYSTWA

Doc. dr MICHAŁ ŚWIĘCKI (Białystok)
Doc. dr MIKOŁAJ ROZWADOWSKI (Bydgoszcz)
Dr RYSZARD HRABAŃSKI (Częstochowa)
Prof. dr JÓZEF HELDT (Gdańsk)
Doc. dr ANDRZEJ ZASTAWNY (Gliwice)
Dr MAREK ZRAŁEK (Katowice)
Doc. dr MARIAN KARGOL (Kielce)
Doc. dr ANDRZEJ FULIŃSKI (Kraków)
Dr BARBARA GŁADYSZEWSKA (Lublin)

Doc. dr STANISŁAW MICHALAK (Łódź)
Dr DANUTA TOKAR (Opole)
Doc. dr TADEUSZ HILCZER (Poznań)
Dr ADAM DRZYMAŁA (Rzeszów)
Dr HENRYK WREMBEL (Słupsk)
Dr JERZY MAJSZCZYK (Szczecin)
Prof. dr STANISŁAW ŁĘGOWSKI (Toruń)
Doc. dr ŁUKASZ A. TURSKI (Warszawa)
Prof. dr KAZIMIERZ ŁUKASIEWICZ (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 6

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 *Janusz Frąckowiak* (Katowice)
dr *Stanisław Kaluża* (Kielce)
dr *Anna Kapuścik* (Kraków)
mgr *Józef Pomorski* (Lublin)
prof. dr *Leszek Wojtczak* (Łódź)
dr *Wojciech Wojtanowski* (Opole)
prof. dr *Andrzej Graja* (Poznań)
mgr *Ewa Weinert-Rączka* (Szczecin)
dr *Hanna Męczyńska* (Toruń)
doc. dr *Aniela Wolska* (Warszawa)
dr *Bernard Jancewicz* (Wrocław)

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

Nakład 2130+100 egz. Ark. wyd. 7,50. Ark. druk. 6⁸/₁₆ Papier druk. sat kl. III. 70×100, 80 g. Oddano do składania w lipcu 1984 r. Podpisano do druku w grudniu 1984. Druk ukończono w grudniu 1984. Zam. 389/84 Cena zł 60,—

Drukarnia Uniwersytetu Jagiellońskiego, Kraków, Manifestu Lipcowego 13

Lidia S. Szczepaniak
Stanisław K. Hoffmann

Instytut Fizyki Molekularnej PAN
Poznań

Oddziaływanie kontaktowe Fermiego w badaniach elektronowego rezonansu paramagnetycznego

Contact Fermi Interaction in Electron Paramagnetic Resonance

Abstract: The contact Fermi interaction between unpaired s -electrons in an atom and the magnetic moment of its nucleus is described. The interaction leads to an isotropic hyperfine splitting in EPR spectra and is presented for ions with unpaired s -electrons as well as for Cu^{2+} ions with single $3d^9$ electron where this splitting is due to a spin polarization of inner s -shells.

1. Wstęp

Enrico Fermi (1901—1954), jeden z największych fizyków obecnego wieku, znany jest przede wszystkim jako fizyk jądrowy i twórca pierwszego reaktora jądrowego. W początkowym okresie działalności naukowej, przed emigracją do USA, gdy był profesorem na uniwersytecie w Rzymie, zajmował się wieloma bieżącymi problemami ówczesnej fizyki, takimi jak statystyki kwantowe, elektrodynamika kwantowa oraz struktura atomów i molekuł. Opracował wtedy również ilościową teorię struktury nadsubtelnej linii spektralnych pochodzącej od oddziaływań elektronu z jądrem atomowym. Prace opublikowane na ten temat w latach 1930 i 1933 [1—3] są do dziś aktualne, a jedno z powyższych oddziaływań nosi nazwę kontaktowego oddziaływania Fermiego. Jest to specyficzne oddziaływanie wynikające z penetracji elektronów s w obszar jądra atomowego, różne od klasycznego oddziaływania dipolowego między momentami magnetycznymi elektronu i jądra. Oddziaływanie to przejawia się w widmach rejestrowanych przez klasyczną, optyczną spektroskopię emisyjną, w widmach rezonansów magnetycznych i w widmach Mössbauera, tj. wszędzie tam, gdzie atomy zawierają niesparowane elektrony na orbitalach s .

Oddziaływanie kontaktowe Fermiego ujawnia się również w radioastronomii. Niejonizowane atomy wodoru w przestrzeni kosmicznej wysyłają charakterystyczne promieniowanie o częstości 1420, 40575180 MHz, któremu odpowiada długość fali 21 cm [4]. Ta sławna w radioastronomii linia wodorowa pochodzi od przejść między nadsubtelnymi poziomami energetycznymi rozszczepionymi przez oddziaływanie kontaktowe Fermiego w atomach wodoru. Częstość tej linii wodorowej została wybrana jako jedna z częstości

transmisyjnych programu SETI (Search for Extraterrestrial Intelligence) dla wysyłania sygnałów do hipotetycznych cywilizacji pozaziemskich w przestrzeni kosmicznej [5].

Niespodziewanie okazało się, że oddziaływanie takie, chociaż znacznie słabsze, istnieje również w przypadku, gdy jony paramagnetyczne nie posiadają niesparowanych elektronów s . Ujawniło się to wyraźnie w widmach elektronowego rezonansu paramagnetycznego [6-8] i ENDOR [9, 10]. Oddziaływanie to w przeciwieństwie do „czystego” oddziaływania Fermiego nie jest tak dobrze opisane teoretycznie. Jego interpretacja ilościowa narządza ciągle kłopoty w badaniach EPR, ponieważ wielkość tego oddziaływania okazała się wrażliwa na drobne zmiany struktury elektronowej kompleksu oraz na temperaturę próbki.

2. Oddziaływanie kontaktowe Fermiego

Jądro oddziałuje z otaczającymi je elektronami elektrostatycznie oraz odpowiedzialne jest za oddziaływanie elektrodynamiczne wynikające z ruchu elektronu ze spinem w polu jądra (sprzężenie spin-orbita). Istnieje również oddziaływanie magnetyczne między momentami magnetycznymi elektronu i jądra prowadzące do rozszczepienia linii widmowych na tzw. strukturę nadsubtelną. Oddziaływanie to jest znacznie słabsze od oddziaływania kulombowskiego (rzędu 10^5 cm^{-1}) czy sprzężenia spin-orbita (rzędu 10^2 cm^{-1}) i powoduje rozszczepienie rzędu $10^{-3} - 1 \text{ cm}^{-1}$ obserwowane metodami spektroskopii optycznej i radiospektroskopii.

Oczywistym tego typu oddziaływaniem jest klasyczne oddziaływanie dipolowe dwóch dipoli punktowych: jądra i niesparowanego elektronu. Opisuje je hamiltonian

$$\mathcal{H}_D = -g\mu_B g_N \mu_N [\mathbf{S} \cdot \mathbf{I}/r^3 - 3(\mathbf{S} \cdot \mathbf{r})(\mathbf{I} \cdot \mathbf{r})/r^5], \quad (1)$$

gdzie r jest odległością elektronu o momencie magnetycznym $\mu_s = -g\beta\mathbf{S}$ od jądra o momencie magnetycznym $\mu_N = g_N\beta_N\mathbf{I}$. Oddziaływanie to jest istotne dla elektronów walencyjnych z orbitali p lub d natomiast jest uśredniane do zera dla elektronów s , ze względu na sferyczną symetrię orbitali s . Mimo wszystko obserwujemy strukturę nadsubtelną od tych ostatnich, która jest efektem oddziaływania wynikającego z niezerowej gęstości prawdopodobieństwa $|\psi(0)|^2$ znalezienia elektronu s w początku układu, tj. w obszarze zajmowanym przez jądro. Jest to tzw. kontaktowe oddziaływanie Fermiego opisane hamiltonianem

$$\mathcal{H} = -(8\pi/3)g\mu_B g_N \mu_N |\psi(0)|^2 \mathbf{I} \cdot \mathbf{S}. \quad (2)$$

Powyższa postać hamiltonianu wynika z relatywistycznego równania Diraca [11]. Można je jednak wyprowadzić mniej ściśle również z rozważań półklasycznych [12].

Potraktujmy elektron s jako sferycznie symetryczny rozkład namagnesowania spinowego, nieznikający w początku układu. Namagnesowanie to, czyli spinowy moment magnetyczny jednostki objętości, wynosi w początku układu

$$\mathbf{P}_0 = \mu_s |\psi(0)|^2, \quad (3)$$

gdzie μ_s jest momentem magnetycznym elektronu. Pole magnetyczne wytworzone przez to namagnesowanie w początku układu jest takie samo jak namagnesowanie wytworzone przez kulę o jednorodnym namagnesowaniu i wynosi

$$B = (8\pi/3)\mathbf{P}_0 = (8\pi/3)\mu_s|\psi(0)|^2. \quad (4)$$

Oddziaływanie tego pola z momentem magnetycznym jądra μ_I opisuje równanie (5)

$$\mathcal{H} = \mu_I(8\pi/3)\mu_s|\psi(0)|^2. \quad (5)$$

Podstawiając $\mu_s = -g\mu_B S$ i $\mu_I = g_N\mu_N I$ otrzymujemy hamiltonian Fermiego (2). Wielkość $A_0 = -\frac{8\pi}{3}gg_N\mu_B\mu_N|\psi(0)|^2$ z hamiltonianu (2) nazywana jest stałą kontaktowego oddziaływania Fermiego lub stałą izotropowego oddziaływania nadsubtelnego. Dla jej obliczenia konieczna jest znajomość funkcji falowej danego orbitalu ns . Na przykład, dla atomu wodoru funkcja falowa $1s$ ma postać

$$\psi_{1s} = (\pi r_0^3)^{-\frac{1}{2}} \exp(-r/r_0), \quad (6)$$

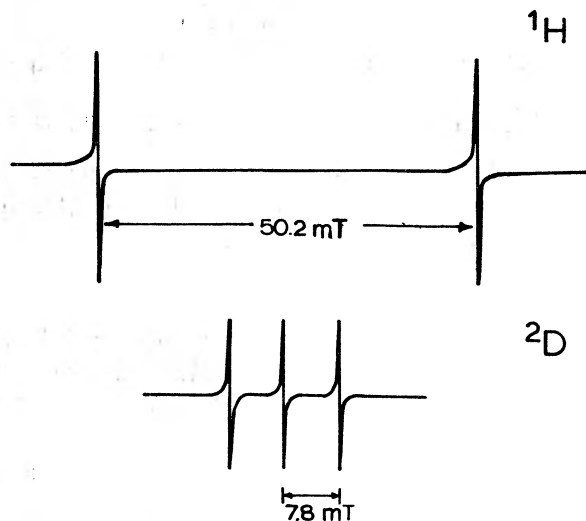
gdzie $r_0 = 0,529 \times 10^{-10}$ m jest promieniem pierwszej orbity Bohra. Dla $r = 0$ mamy $|\psi(0)|^2 = (\pi r_0^3)^{-1}$, co pozwala łatwo obliczyć A_0 . Wielkości te zostały obliczone dla wszystkich atomów, a obszernie ich tabele można znaleźć w pracach [13, 14]. Wybrane

Tabela 1. Parametry niektórych jąder magnetycznych

Jądro	Spin	Abundancja %	Stosunek giromagnetyczny	Stała oddziaływania kontaktowego A_0	
				[MHz]	[mT]
^1H	1/2	99.985	2.67510	1420	50.67
^2H	1	0.015	0.41064	218	7.78
^{14}N	1	99.63	0.19324	1540	54.95
^{27}Al	5/2	100	0.69706	2746	97.98
^{35}Cl	3/2	75.53	0.26216	4664	166.42
^{53}Cr	3/2	9.55	-0.15120	-630	-22.48
^{55}Mn	5/2	100	0.65980	3063	109.30
^{59}Co	7/2	100	0.63171	3666	130.81
^{63}Cu	3/2	69.09	0.70904	4952	176.70
^{65}Cu	3/2	30.91	0.75958	5305	189.29
^{67}Zn	5/2	4.11	0.16731	1251	44.64
^{79}Br	3/2	50.54	0.67021	21738	775.67

wartości A_0 pokazano w tabeli 1. Podano je w MHz i mT (1 mT = 10 G), tj. w jednostkach najczęściej używanych do pomiaru rozszczepień nadsubtelných w EPR wolnych rodników i jonów paramagnetycznych. Z tabeli 1 wynika, że teoretyczne wartości izotropowego rozszczepienia nadsubtelnego zmieniają się w szerokich granicach, od kilku do kilkuset mT. Znacznie też przekraczają one eksperymentalnie wyznaczone stałe izotropowego rozszczepienia dla „normalnych” rodników lub jonów paramagnetycznych, w których swobodne elektrony nie znajdują się na orbitalach s .

Przypadki występowania niesparowanych elektronów s są rzadkie. Najprostszymi tego przykładami są atomy wodoru lub deuteru posiadające elektron na orbitalu $1s$. Widmo EPR atomowego wodoru, które można uzyskać np. w płomieniu, przedstawione jest na rys. 1. Jądro atomu wodoru posiada spin $I = 1/2$. W wyniku oddziaływania elektronu $1s$ z jądrem pojawia się $2I + 1$ linii, tj. dwie linie struktury nadsubtelnej. Zmierzony z widma ich rozszczenie wynosi 50,2 mT. Jest ono praktycznie równe stałej

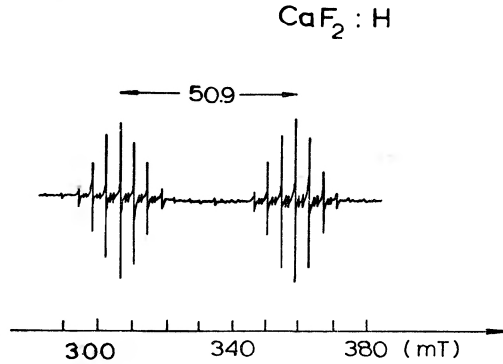


Rys. 1. Widmo EPR atomowego wodoru i deuteru

izotropowego oddziaływania A_0 z tabeli 1. Jądro deuteru ma spin $I = 1$ i mniejszy moment magnetyczny. Stąd widmo deuteru (rys. 1) złożone jest z trzech linii struktury nadsubtelnej o rozszczeniu 7,8 mT. Stosunek rozszczeń nadsubtelnych atomów wodoru i deuteru jest równy ilorazowi ich stosunków giromagnetycznych (patrz tab. 1). Widma przedstawione na rys. 1 można obserwować jednocześnie metodą EPR w zamrożonym i naświetlonym promieniowaniem γ roztworze kwasu nadchlorowego w mieszaninie H_2O i D_2O [15, 16].

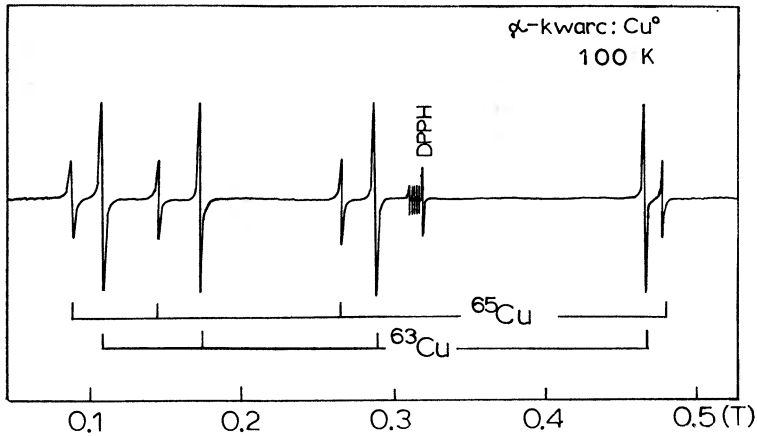
Pięknym przykładem widma atomu wodoru jest widmo CaF_2 domieszkowanego atomami ^1H przedstawione na rys. 2 [17]. W tym przypadku atomy wodoru zlokalizowane są w środku sześcianu jonów F^- . Dublet struktury nadsubtelnej wodoru o rozszczeniu 50,9 mT jest dodatkowo rozszczepiony przez oddziaływanie supernadsubtelne z ośmioma równoważnymi jądrami ^{19}F ($I = \frac{1}{2}$) na $2nI + 1$ linii o stosunkach intensywności 1:8:28:56:70:56:28:8:1.

Pierwiastki przejściowe występują w związkach chemicznych w formie zjonizowanej po utracie zewnętrznych elektronów s . Niekiedy udaje się jednak domieszkować diamagnetyczne kryształy atomami tych pierwiastków lub uzyskać niskie stopnie utlenienia jonów pierwiastków przejściowych z walencyjnymi elektronami s . Przykłady widm EPR takich „gorących” atomów lub jonów przedstawiono na rys. 3 i 4. Domieszkowanie kryształów α -kwarcu miedzią i napromieniowanie promieniowaniem rentgenowskim w niskich temperaturach (100 K) prowadzi do widma EPR przedstawionego na rys. 3 [18].



Rys. 2. Widmo EPR atomu wodoru domieszkowanego do kryształu CaF_2

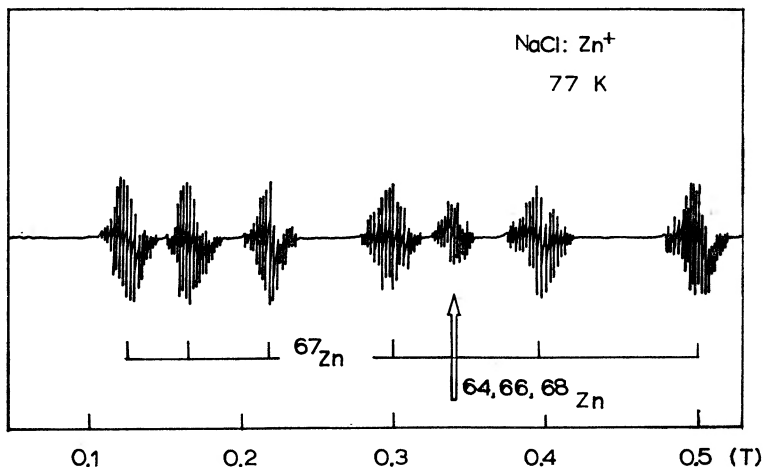
Zawiera ono dwa kwartetety struktury nadsubtelnej odpowiadające oddziaływaniu elektronu $4s^1$ atomu Cu^0 z jądrami ^{63}Cu i ^{65}Cu o spinie jądrowym $I = \frac{3}{2}$. Stosunek intensywności linii obu kwartetów odpowiada stosunkowi abundancji obu izotopów (patrz tabela 1). Rozszczenia między liniami w kwartetach rosną wraz z natężeniem pola, co



Rys. 3. Widmo EPR atomowej miedzi Cu^0 w kryształe kwarcu obserwowane w temperaturze 100K

spowodowane jest efektami wyższego rzędu w widmach EPR [19]. Rozszczenia te są głównie wynikiem oddziaływania kontaktowego chociaż istnieje również składowa anizotropowa tego rozszczenia.

Jon Zn^+ ($4s^1$) jest izoelektronowy z atomem Cu^0 . Można go uzyskać np. przez domieszkowanie cynkiem kryształów NaCl i naświetlenie ich promieniowaniem X. Widmo EPR takiego kryształu przedstawione jest na rys. 4 [20]. Zawiera ono sześć linii struktury nadsubtelnej, o rosnących rozszczeniach, pochodzących od oddziaływania Fermiego elektronu $4s^1$ z jądrami ^{67}Zn ($I = \frac{5}{2}$), rozszczionych dodatkowo na linie struktury supernadsubtelnej od oddziaływania z jądrami chloru ^{35}Cl . Izotopy $^{64,66,68}\text{Zn}$, które nie posiadają spinu jądrowego dają pojedynczy sygnał ze strukturą supernadsubtelną.



Rys. 4. Widmo EPR jonów Zn^{2+} w NaCl obserwowane w temperaturze 77 K

3. Oddziaływanie nadsubtelne w EPR

Powyżej pokazane widma EPR choć przedstawiają w całej okazałości oddziaływanie kontaktowe Fermiego nie są typowe dla tej dziedziny radiospektroskopii. Ani atomy wodoru czy deuteru ani „gorące” jony nie są częstymi obiektami badań metodą elektro-nowego rezonansu paramagnetycznego w porównaniu z wolnymi odnikami czy jonami metali przejściowych. Jony metali przejściowych mają niesparowane elektrony na orbitalach d lub f i dlatego w ich widmach nie oczekiwano składowej izotropowej rozszczepienia nadsubtelnego. Dużą niespodzianką było więc wykrycie, już na podstawie wczesnych badań EPR jonów przejściowych grupy żelaza, znacznego rozszczepienia izotropowego [21]. Jest ono rzędu 10 mT czyli dużo mniejsze niż teoretycznie wyznaczone A_0 z hamiltonianu (2), ale jest ono porównywalne z innymi przyczynkami do nadsubtelnego rozszczepienia tych jonów.

Nie wszystkie jony grupy przejściowej żelaza posiadają strukturę nadsubtelną. Jon Cu^{2+} , na przykładzie którego przedstawimy zagadnienie struktury nadsubtelnej, ma strukturę nadsubtelną pochodzącą od różnych przyczynków do oddziaływania nadsubtelnego. Równocześnie ma on tylko jeden niesparowany elektron na orbitalu $3d^9$ [22]. Hamiltonian spinowy tego jonu zawiera dwa główne wyrazy opisujące oddziaływanie zeemanowskie z polem B oraz oddziaływanie nadsubtelne między spinami I i S i ma postać

$$\mathcal{H} = \mu_B B \cdot g \cdot S + I \cdot A \cdot S. \quad (7)$$

Oba te oddziaływania są anizotropowe w kryształach i opisane są odpowiednio tensorami rozszczepienia spektroskopowego g i rozszczepienia nadsubtelnego A . Interferencja tych dwóch oddziaływań wyznacza strukturę widma EPR oraz jego położenie w polu magnetycznym. Widmo to składa się z czterech linii rezonansowych odpowiadających różnym wartościom magnetycznej liczby kwantowej m_I ($I = \frac{3}{2}$) a środek tego widma leży w polu $B_0 = hv/g\mu_B$ przy częstotliwości ν pracy spektrometru EPR. Z pomiarów war-

tości pola B_0 i wielkości rozszczepienia między czterema liniami nadsubtelnej struktury, dla różnych orientacji badanego kryształu względem kierunku pola magnetycznego, wyznacza się wartości główne tensorów g i A . Z tych wartości głównych można znaleźć wielkość wkładu oddziaływania kontaktowego Fermiego do tensora A .

Na tensor A składają się trzy oddziaływania dające wypadkowe rozszczepienie nadsubtelne. Jony Cu^{2+} najczęściej mają stan podstawowy $d_{x^2-y^2}$ i wówczas gdy tensory A i g mają symetrię osiową, składowe główne tensora struktury nadsubtelnej mają postać

$$\begin{aligned} A_{\parallel} &= P[-\kappa - \frac{4}{7} + (g_{\parallel} - 2) + \frac{3}{7}(g_{\perp} - 2)] \\ A_{\perp} &= P[-\kappa + \frac{2}{7} + \frac{4}{11}(g_{\perp} - 2)]. \end{aligned} \quad (8)$$

Tutaj P jest współczynnikiem oddziaływania dipolowego i wynosi $g\mu_B g_N \mu_N \langle r^{-3} \rangle$, gdzie r jest promieniem orbitalu $d_{x^2-y^2}$. Dla swobodnego jonu Cu^{2+} $P = 0.036 \text{ cm}^{-1}$.

Wyraz $A_0 = P\kappa$ występujący we wzorach na A_{\parallel} i A_{\perp} reprezentuje izotropową składową oddziaływania nadsubtelnego, tj. kontaktowe oddziaływanie Fermiego. Wyrazy $-\frac{4}{7}P$ w A_{\parallel} i $+\frac{2}{7}P$ w A_{\perp} opisują klasyczne oddziaływanie dipolowe między spinowym momentem magnetycznym niesparowanego elektronu i momentem magnetycznym jądra. Jest to oddziaływanie anizotropowe, którego wielkość zmienia się z kątem θ jak $(3 \cos^2 \theta - 1)$. Stąd jest ono dwukrotnie większe w orientacji równoległej kompleksu miedziowego (pole B jest w kierunku osi symetrii tensorów g i A) niż w kierunku prostopadłym. Trzeci przyczynek do rozszczepienia nadsubtelnego pochodzi od oddziaływania anizotropowo „wygaszonego” orbitalnego momentu magnetycznego elektronu z momentem magnetycznym jądra i opisany jest wyrazami zawierającymi g_{\parallel} i g_{\perp} .

W przypadku kryształów i polikryształów związków miedziowych wszystkie trzy składniki tego oddziaływania mogą być tego samego rzędu wielkości i prowadzą do dużej anizotropii widma EPR. Widać to wyraźnie na rys. 5, gdzie przedstawiono typowe widmo polikrystalicznej próbki rozcieńczonego magnetycznie związku miedziowego. Stan podstawowy jest $d_{x^2-y^2}$ i rozszczepienie nadsubtelne na cztery składowe w orientacji równoległej (obszar niskiego pola B) jest znacznie większe niż w orientacji prostopadłej (obszar wysokiego pola). Dzięki dużej anizotropii tensorów g i A pojawia się w widmie również tzw. „linia dodatkowa”, tj. linia nadsubtelnej struktury, która nie pochodzi od orientacji głównych tensorów i występuje na skraju wysokopolewym widma [23].

Inna sytuacja jest przy obserwacji widma EPR cieczy, gdzie chaotyczne ruchy kompleksów Cu^{2+} powodują uśrednienie anizotropowych składowych tensora A [24]. Rozszczepienie nadsubtelne jest wówczas opisane jednym parametrem $a_0 = (A_{\parallel} + 2A_{\perp})/3$. Po podstawieniu A_{\parallel} i A_{\perp} z (8) otrzymujemy

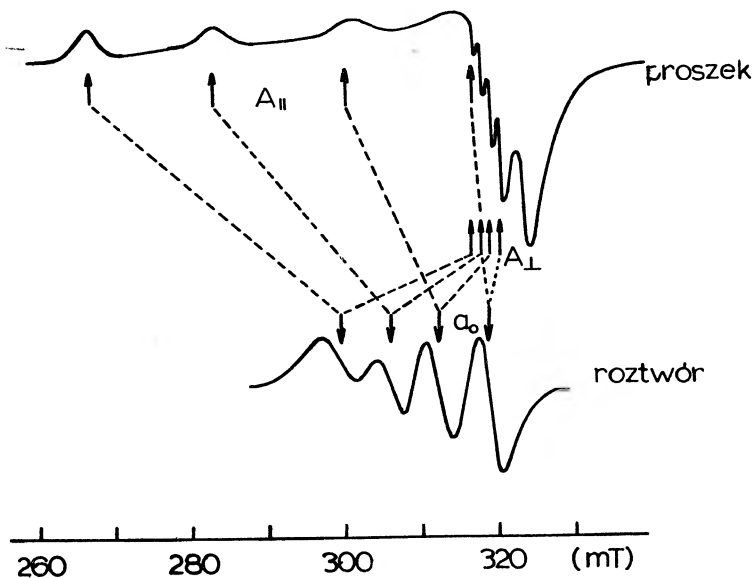
$$a_0 = P[-\kappa + (g_0 - 2)], \quad (9)$$

gdzie $g_0 = (g_{\parallel} + 2g_{\perp})/3$. Widać, że w cieczy oddziaływanie dipolowe zostaje uśrednione do zera. Pozostają tylko składowe izotropowe. Transformacja od widma proszkowego do typowego widma cieczowego, która może być obserwowana, np. poprzez rozmrożenie roztworu w komorze spektrometru EPR przedstawiona jest na rys. 5.

W związkach Cu^{2+} najczęściej $\kappa \approx 0,3$ i $g_0 \approx 2,1$. Oznacza to, że a_0 wyznaczone jest głównie przez kontaktowe oddziaływanie Fermiego. Natomiast w przypadku jonów

o izotropowym współczynniku rozszczepienia spektroskopowego $g = 2$ (np. Mn^{2+}) rozszczepienie nadsubtelne widma cieczy jest w całości określone oddziaływaniem kontaktowym.

Typowa wielkość kontaktowego rozszczepienia nadsubtelnego dla jonu Cu^{2+} wynosi $a_0 = P \cdot \kappa = 0,036 \times 0,3 \text{ cm}^{-1} = 0,0108 \text{ cm}^{-1} \approx 10 \text{ mT}$ i jest znacznie mniejsza od izotropowej stałej Fermiego wynoszącej 177 mT dla ^{63}Cu (tab. 1). Wynika to stąd, że jon



Rys. 5. Widma EPR jonów Cu^{2+} w próbce polikrystalicznej z osiąwą symetrią tensorów g i A (widmo górne) oraz po rozpuszczeniu tej próbki w roztworze (widmo dolne)

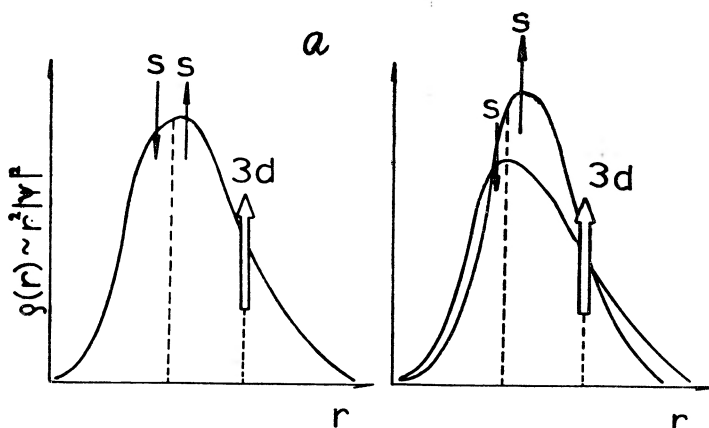
Cu^{2+} nie ma niesparowanych elektronów s , a istnieje tylko domieszka stanów s do stanu podstawowego tego jonu. Zaproponowano dwa mechanizmy wyjaśniające oddziaływanie kontaktowe w jonach metali przejściowych: oddziaływanie konfiguracyjne [6] i polaryzacja spinowa [25].

4. Oddziaływanie konfiguracyjne

Mechanizm ten postulowano w celu objaśnienia oddziaływania kontaktowego w fizyce atomowej. W odniesieniu do EPR ma on znaczenie czysto historyczne. Sugerowano pojawienie się stanu s poprzez przeniesienie jednego ze sparowanych elektronów $3s$ na podpowłokę $4s$, tj. domieszki konfiguracji $3s^1 3p^6 3d^9 4s^1$ do konfiguracji podstawowej $3s^2 3p^6 3d^9$. Mechanizm ten ma wiele wad, między innymi takie wewnątrzatomowe przeniesienie elektronu powinno być niezależne od oddziaływań zewnętrznych, np. z elektrycznym polem krystalicznym. Stwierdzono tymczasem, że taka zależność istnieje. Ponadto, obliczenia wykazały, że domieszka konfiguracyjna jest bardzo mała i wystarcza zaledwie w 1% na wy tłumaczenie oddziaływania kontaktowego.

5. Polaryzacja spinowa

Lepsze wyniki w interpretacji oddziaływania kontaktowego w EPR daje mechanizm polaryzacji spinowej wewnętrznych warstw elektronów s . Mechanizm ten wynika z kwantowo-mechanicznego oddziaływania wymiennego między niesparowanym elektronem $3d$ a elektronami s w atomie. Oddziaływanie wymienne między niesparowanymi elektronami tego samego atomu prowadzi zawsze do sprzężenia ferromagnetycznego, tzn. preferuje równoległe ustawienie spinów. Gdy spiny są równoległe, to te elektrony przyciągają się, a gdy spiny są antyrównoległe, to elektrony te odpychają się. Postuluje się, że mechanizm ten działa również na sparowane elektrony wewnętrznych warstw



Rys. 6. Mechanizm polaryzacji spinowej warstwy elektronowej s przez niesparowany elektron $3d$

atomowych. A więc, niesparowany elektron $3d$ oddziałuje wymiennie z pozostałymi elektronami w jonie, przyciągając elektrony o spinach równoległych a odpychając elektrony o spinach antyrównoległych. Powoduje to częściowe rozparowanie elektronów, a więc polaryzację wewnętrznych warstw elektronów s [25]. Mechanizm ten jest zilustrowany na rys. 6, gdzie przedstawiono gęstość elektronową $g(r) = r^2 |\psi(r)|^2$ elektronów s w funkcji odległości od jądra r , oraz zaznaczono średnie położenie elektronu $3d$. Dla wypełnionych warstw s funkcje radialne elektronów o spinie \uparrow i o spinie \downarrow winny być identyczne (rys. 6a), lecz niesparowany elektron $3d$ na skutek wymiany kwantowo-mechanicznej rozparowuje te dwa spiny (rys. 6b). Taki układ ma funkcję falową w postaci różnicy

$$\psi(r) = |\psi_{\uparrow}(r) - \psi_{\downarrow}(r)|.$$

Teraz może istnieć pewna domieszka stanu s a oddziaływanie kontaktowe jest w pełni usprawiedliwione. Jest teraz też jasne, że wielkość tego oddziaływania musi być mniejsza niż dla atomów z niesparowanymi elektronami s .

Poszczególne warstwy s są w różnym stopniu polaryzowane przez niesparowany elektron $3d$. Z obliczeń Watsona i Freemana [26] wynika, że dla swobodnego jonu Cu^{2+} wkład warstwy $1s$ jest do pominięcia. Natomiast warstwy $2s$ i $3s$ dają wkłady do para-

metru κ różne co do znaku i wynoszące odpowiednio $-17,82$ i $+18,25$. Stąd wypadkowa, teoretyczna, wielkość κ dla swobodnego jonu Cu^{2+} jest $+0,43$. Wartość ta jest tego samego rzędu co obserwowane wartości eksperymentalne, a zatem mechanizm polaryzacji spinowej dobrze tłumaczy istnienie oddziaływania kontaktowego dla jonów miedzi. Ponieważ wypadkowa wartość κ jest małą różnicą dużych wartości, dlatego jest ona

Tabela 2. Doświadczalne wartości parametru oddziaływania kontaktowego Fermiego κ dla jonu Cu^{2+}

Związek	κ	Literatura
Swobodny jon Cu^{2+}	0.43	[26]
Aminowe kompleksy Cu^{2+}	0.3—0.4	[35]
Uwodnione sole Cu^{2+}	0.25	[36]
$\text{NH}_4\text{Cl}:\text{Cu}^{2+}$	0.03 (300 K)	[29]
	0.18 (150 K)	
$\text{LiAlSO}_4:\text{Cu}^{2+}$	-0.1	[37]

bardzo wrażliwa na niewielkie zmiany w wartościach polaryzacji warstw s , których można oczekiwać dla jonu Cu^{2+} w różnych otoczeniach koordynacyjnych. Istotnie, wyznaczone z badań EPR parametry κ dla Cu^{2+} zmieniają się w granicach od $-0,1$ do $+0,43$ i są zestawione w tab. 2.

6. Zakończenie

Chociaż istnienie nadsubtelnego oddziaływania kontaktowego w jonach metali przejściowych jest obecnie zrozumiałe, a jego wyjaśnienie poprzez mechanizm polaryzacji spinowej jest ogólnie akceptowane, to nie istnieje jednak ilościowa teoria opisująca to oddziaływanie dla jonu związanego z otoczeniem w kryształach. Dane zestawione w tab. 2 wskazują, że wartość κ znaleziona teoretycznie dla swobodnego jonu Cu^{2+} jest wartością maksymalną, a w kryształach ulega ona obniżeniu. Sugeruje to, że w otoczeniach krystalicznych zmniejszeniu ulega polaryzacja warstwy $3s$ w stosunku do warstwy $2s$, lub że pojawia się istotny przyczynek od warstwy $4s$. Jednakże problem ten nie jest teoretycznie rozwiązany. W niektórych przypadkach stwierdzono zależność parametru κ od temperatury. Efekt ten nie jest w pełni zrozumiały, gdyż obserwuje się zarówno wzrost [27, 28] jak i spadek [28, 29] wartości κ z temperaturą zarówno w cieczach jak i w kryształach.

Niesparowany elektron związanego w kompleksie jonu Cu^{2+} nie jest całkowicie zlokalizowany na tym jonie, lecz znajduje się najczęściej na orbitalu molekularnym

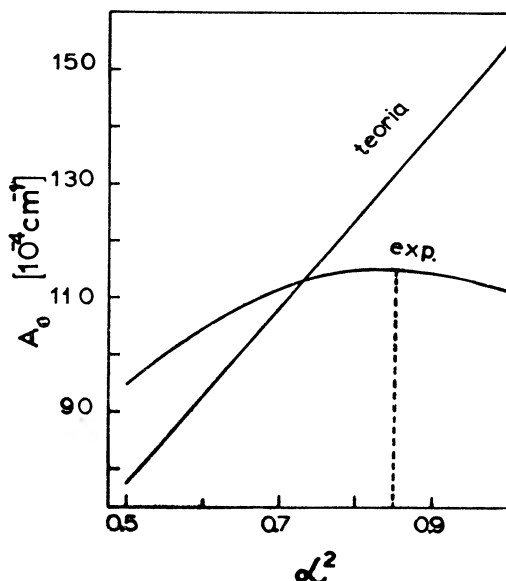
$$\psi_{A1g} = \alpha d_{x^2-y^2} + \alpha' \sum \psi_L(A1g), \quad (10)$$

gdzie ψ_L jest odpowiednią kombinacją liniową orbitali atomowych ligandów. Parametr α^2 opisuje gęstość niesparowanego elektronu na jonie centralnym kompleksu i jednocześnie wchodzi on jako dodatkowy parametr do równań (8) na $A_{||}$ i A_{\perp} [30].

Delokalizacja niesparowanego elektronu jonu Cu^{2+} prowadzi do obniżenia wartości α^2 i redukcji wielkości nadsubtelnego rozszczepienia. Wkład od oddziaływania kontaktowego Fermiego powinien teraz wynosić $A_0 = -\alpha^2 P\kappa$. Jednakże Rockenbauer na podstawie bardzo obszernego materiału doświadczalnego wykazał [31], że dla Cu^{2+} liniowa zależność między rozszczepieniem kontaktowym A_0 a parametrem α^2 nie jest spełniona. Słuszna jest natomiast formuła empiryczna

$$A_0 = -0,016[\alpha^2 - 0,85]^2 + 0,0115 [\text{cm}^{-1}]. \quad (11)$$

Przedstawia to rys. 7, z którego widać, że wartość teoretyczna A_0 jest przeceniana przy małej delokalizacji niesparowanego elektronu na ligandy, tj. w najczęstszym przypadku.



Rys. 7. Porównanie teoretycznej i obserwowanej zależności izotropowego rozszczepienia nadsubtelnego A_0 dla jonu Cu^{2+} od gęstości α^2 niesparowanego elektronu na jonie Cu^{2+}

Choć ta rozbieżność między teorią a wynikami doświadczeń nie jest jeszcze wyjaśniona, to sugeruje się, że uwzględnienie stanów energetycznych od przeniesienia ładunku w kompleksie miedziowym, stałych sprzężenia spin-orbita ligandów i dokładne obliczenie całek nakrywania funkcji falowych Cu^{2+} i ligandów powinno doprowadzić do lepszego opisanie wyników doświadczalnych [32].

Należy oczekiwać, że istotny wkład w zrozumienie tego oddziaływania zostanie wniesiony również przez inne dziedziny spektroskopii, gdzie ono się przejawia.

W badaniach jądrowego rezonansu magnetycznego wysokiej zdolności rozdzielczej w cieczach zawierających jony paramagnetyczne pojawia się kontaktowe przesunięcie linii rezonansowych, które pochodzi od oddziaływania Fermiego. Przesunięcie to ma znak przeciwny w stosunku do normalnych przesunięć chemicznych i jest od nich większe [33].

W metalach i stopach oddziaływanie kontaktowe Fermiego pomiędzy elektronami przewodnictwa (elektrony 4s) i jądrami prowadzi do tzw. przesunięcia Knighta w badaniach NMR [33]

W badaniach widm Mössbauera obserwuje się oddziaływanie kontaktowe w przesunięciu izomerycznym. Pomiar tego przesunięcia doprowadziły już do wykrycia szeregu empirycznych prawidłowości między gęstością elektronową w miejscu jądra $|\psi(0)|^2$ a charakterem wiązań chemicznych w różnych substancjach [25].

Istotnym problemem, który pojawił się przy rozważaniach kontaktowego oddziaływania Fermiego jest problem sięgający źródeł tego oddziaływania. Pojawiła się wątpliwość, czy założenia, na których oparł się Fermi są zawsze w pełni spełnione [34]. W klasycznym wyprowadzeniu wzoru (2) dla znalezienia namagnesowania od elektronu s przeprowadza się całkowanie po sferycznie symetrycznym obszarze jądra. Wiadomo jednak, że jądra o spinie $I \geq 1$ mają kształt niesferyczny, powodujący istnienie kwadrupolowego momentu elektrycznego. Niesferyczność ta rośnie z masą jądra i może to prowadzić do znacznego odstępstwa od wzoru (2), choć brak jest jeszcze danych eksperymentalnych wskazujących na istotny wpływ niesferyczności jądra.

Literatura

- [1] E. Fermi, *Z. Phys.* **60**, 320 (1930).
- [2] E. Fermi, E. Segre, *Mem. Accad. d'Italia* **4** (Fis), 131 (1933).
- [3] *Enrico Fermi — Nauchnye trudy*, Izd. Nauka, Moskwa 1971, tom 1, str. 323 i 485.
- [4] F. G. Smith, *Radioastronomia*, PWN, Warszawa 1966.
- [5] B. Murray, S. Gulhis, R. E. Edelson, *Science* **199**, 485, 1978.
- [6] A. Abragam, B. Bleaney, *Electron Paramagnetic Resonance of Transition Ions*, Clarendon Press, Oxford 1970.
- [7] J. Stankowski, *Postępy Fizyki* **16**, 325 (1965).
- [8] J. Stankowski, A. Graja, *Wstęp do elektroniki kwantowej*, Wydawnictwo Komunikacji i Łączności, Warszawa 1972, rozdz. 2.
- [9] H. C. Cox, *Radiation Effects — ESR and ENDOR Analysis*, Academic Press, New York 1977.
- [10] F. Kaczmarek, *Postępy Fizyki* **17**, 43 (1966).
- [11] R. M. White, *Kwantowa teoria magnetyzmu*, PWN, Warszawa 1979.
- [12] G. K. Woodgate, *Struktura atomu*, PWN, Warszawa 1974, rozdz. 9.
- [13] D. B. Ayscough, *Electron Spin Resonance in Chemistry*, Methuen, London 1967.
- [14] J. E. Wertz, J. R. Bolton, *Electron Spin Resonance*, McGraw-Hill, New York 1972.
- [15] J. Kroh, B. C. Green, J. W. T. Spinks, *Can. J. Chem.* **40**, 413 (1962).
- [16] J. Kroh, *Wolne rodniki w chemii radiacyjnej*, PWN, Warszawa 1967.
- [17] J. L. Hall, R. T. Schumacher, *Phys. Rev.* **127**, 1892 (1962).
- [18] I. K. Amanis, J. G. Kliava, J. J. Purans, N. A. Truhin, *Phys. Status Solidi* (a) **31**, K 165 (1975).
- [19] A. Więckowski, *Radiospektroskopia ciała stałego*, red. J. Stankowski, PWN, Warszawa 1975, rozdz. II. 3.
- [20] P. G. Baranov, R. A. Zhitnikov, V. A. Khvamtsov, *Phys. Status. Solidi* (b) **86**, K 67, 1978.
- [21] S. A. Altszuler, B. M. Kozyriew, *Elektronowy rezonans paramagnetyczny*, PWN, Warszawa 1965.
- [22] S. K. Hoffmann, *Radiospektroskopia ciała stałego*, red. J. Stankowski, PWN, Warszawa 1975, rozdz. I. 5 i II. 2.
- [23] I. V. Ovchinnikov, V. N. Konstantinov, *J. Magn. Resonance* **32**, 179 (1978).
- [24] A. Dezor, *Radiospektroskopia ciała stałego*, red. J. Stankowski, PWN, Warszawa 1975, rozdz. II. 4.

- [25] V. S. Shpinel, *Rezonans gamma-luchey w kristallakh*, Nauka, Moskwa 1969, rozdz. 3.
- [26] R. E. Watson, A. J. Freeman, *Hyperfine Interactions*, red. A. J. Freeman, R. B. Frankel, Academic Press, New York 1967, rozdz. 2.
- [27] I. K. Amanis, J. G. Kliava, *Phys. Status Solidi (a)* **35**, K 67 (1976).
- [28] L. A. Bylinskaya, B. M. Kozyrev, I. V. Ovchinnikov, *Magnetic Resonance and Related Phenomena*, Proc. XVIth Congr. AMPERE, red. I. Ursu, Bucharest 1971, str. 1000.
- [29] N. Kuroda, A. Kawamori, *J. Phys. Chem. Solids* **32**, 1233 (1971).
- [30] A. H. Maki, B. R. McGarvey, *J. Chem. Phys.* **29**, 31 (1958).
- [31] A. Rockenbauer, *J. Magn. Resonance* **35**, 429 (1979).
- [32] D. W. Smith, *J. Chem. Soc. (A)*, 3108 (1970).
- [33] A. Carrington, A. D. McLachlan, *Introduction to Magnetic Resonance*, Harper-Row, New York 1967, rozdz. 13.
- [34] C. E. Soliverez, *J. Phys. C*, **13**, L 1017 (1980).
- [35] Teh-Ching Chiang, *J. Chem. Phys.* **48**, 1814 (1968).
- [36] A. Abragam, M. H. L. Pryce, *Proc. R. Soc. A* **205**, 135 (1951).
- [37] J. L. Berchot, D. Vivien, D. Gourier, J. Thery, R. Collongues, *J. Solid State Chem.* **34**, 199 (1980).

Kenneth G. Wilson

Laboratory of Nuclear Studies
Cornell University, Ithaca, N. Y.
USA

Grupa renormalizacji i zjawiska krytyczne *

The Renormalization Group and Critical Phenomena

Nobel Lecture, Stockholm, 8 December 1982

1. Wstęp

Artykuł ten składa się z trzech części. Pierwsza część w uproszczony sposób przedstawia podstawowe idee grupy renormalizacji i rozwinięcia względem ε w zastosowaniu do zjawisk krytycznych. Materiał tu omawiany w głównym zarysie pokrywa się z treścią wykładu przeglądowego wygłoszonego w 1972 r. [1]. Druga część poświęcona jest historii prac (tak jak ja ją pamiętam) prowadzących do artykułów o grupie renormalizacji, opublikowanych w latach 1971-72. W zakończeniu podsumowany zostanie rozwój tej dyscypliny fizyki, jaki nastąpił po 1971 r., i nakreślone zostaną jej perspektywy.

2. Wiele skal długości i grupa renormalizacji

Istnieje w nauce szereg problemów, które łączy złożoność opisu na poziomie mikroskopowym, jaki leży u podstaw własności makroskopowych.

W prostych problemach wpływ mikroskopowych fluktuacji uśrednia się do zera, jeśli rozważać zagadnienie w większych skalach długości. Wielkości uśrednione spełniają wówczas równania klasyczne, właściwe dla ośrodka ciągłego. Standardowym przykładem jest tu hydrodynamika: fluktuacje w skalach atomowych uśredniają się do zera i uzyskujemy równania hydrodynamiki klasycznej. Niestety istnieje także znacznie trudniejsza klasa problemów, w których fluktuacje ujawniają się nawet na makroskopowych długościach falowych, przy czym fluktuacje w pośrednich skalach długości są również istotne.

Do tej ostatniej kategorii problemów należą: przepływ cieczy w stanie pełnej turbulencji, zjawiska krytyczne i fizyka cząstek elementarnych. Okazuje się, że zagadnienie

* Wykład noblowski, wygłoszony 8 grudnia 1982 r. w Sztokholmie, został przetłumaczony za zgodą Autora i Fundacji Nobla [Translated with permission. Copyright © 1982 by the Nobel Foundation]. Do *Postępów Fizyki* Autor nadesłał wersję nieco rozszerzoną (przyp. Red.).

domieszek magnetycznych w metalach niemagnetycznych (problem Kondo) również należy do tej kategorii.

W przypadku pełnej turbulencji w atmosferze, globalny przepływ powietrza staje się niestabilny, co prowadzi do powstania wirów o rozmiarach rzędu tysięcy mil. Wiry te rozpadają się na mniejsze wiry, które z kolei tworzą jeszcze mniejsze wiry. Dzieje się tak aż do wzbudzenia ruchów chaotycznych we wszystkich skalach długości aż do długości rzędu milimetra. W skali rzędu milimetra lepkość tłumi fluktuacje turbulencji i aż do skal atomowych żadna skala długości nie odgrywa już większej roli [2].

Zgodnie z kwantową teorią pola cząstki „elementarne”, jak elektrony, fotony, protony i neutrony, mają złożoną strukturę wewnętrzną we wszystkich skalach długości aż do zera, a przynajmniej takie są przewidywania tej teorii. Trudno jest dokonywać bezpośrednich obserwacji struktury dla tak małych odległości. W związku z tym wyznaczone doświadczalnie przekroje czynne dla rozpraszania cząstek trzeba interpretować korzystając z kwantowej teorii pola. Przewidywania kwantowej teorii pola byłyby sprzeczne z wynikami doświadczalnymi, gdyby nie przyjąć istnienia struktury wewnętrznej [3].

Punkt krytyczny jest szczególnym przypadkiem przejścia fazowego. Rozważmy np. przejście woda-para. Przypuśćmy, że woda i para poddane są ciśnieniu i że zawsze są w temperaturze wrzenia. W punkcie krytycznym, odpowiadającym ciśnieniu 218 atm i temperaturze 374°C [4], zanika rozróżnienie pomiędzy wodą i parą i zjawisko wrzenia ustaje. Podstawową cechą różniącą wodę i parę jest ich odmienna gęstość. Przy zbliżaniu się ciśnienia i temperatury do swych wartości krytycznych różnica gęstości wody i pary dąży do zera. W punkcie krytycznym bąbelki pary i krople wody są przemieszane we wszystkich skalach długości od makroskopowych, widocznych gołym okiem, do długości rzędu rozmiarów atomowych. W oddaleniu od punktu krytycznego kropelki i bąbelki stają się nietrwale z uwagi na istnienie napięcia powierzchniowego. Jednak w punkcie krytycznym woda i para przestają być rozróżnialne i zanika napięcie powierzchniowe pomiędzy tymi dwiema fazami. W szczególności kropelki i bąbelki o rozmiarach mikronowych powodują silne rozpraszanie światła, co nosi nazwę „opalescencji krytycznej” i nadaje wodzie i parze kolor mleka.

W zjawisku Kondo elektrony o wszystkich długościach fal, od rozmiarów atomowych do znacznie większych długości, znajdujące się w paśmie przewodnictwa metalu, oddziałują z momentem magnetycznym domieszki w metalu [5].

Teoretycy mają trudności z tego rodzaju problemami, gdyż dotyczą one sytuacji, w których występuje bardzo wiele sprzężonych ze sobą stopni swobody. Opis przepływu turbulentnego wymaga wprowadzenia wielu zmiennych. Podobną własność ma stan cieczy w pobliżu punktu krytycznego. Metody analityczne są najbardziej efektywne, gdy rozpatruje się funkcje tylko jednej zmiennej (jeden stopień swobody). Kilka nadzwyczaj pomysłowych transformacji pozwoliło przekształcić szczególne przypadki wspomnianych powyżej problemów w zagadnienia o kilku niezależnych stopniach swobody, które już można było rozwiązać analitycznie. Do tych szczególnych przykładów należy rozwiązanie dwuwymiarowego modelu Isinga dla punktu krytycznego, jaki skonstruował Onsager [6], rozwiązanie problemu Kondo przez Andreia i Wiegmana [7], rozwiązanie modelu Thirringa w kwantowej teorii pola [8] oraz proste rozwiązania nie oddziałujących pól kwantowych. Są to jednak tylko szczególne przypadki. Jak dotychczas metody

analityczne okazały się bezradne wobec całego problemu pełnej turbulencji, wobec wielu problemów w zjawiskach krytycznych i wobec niemal wszystkich przykładów silnie sprzężonych pól kwantowych.

Komputery mogą rozszerzyć możliwości teoretyków, ale nawet numeryczne metody komputerowe ograniczone są do badania skończonej liczby stopni swobody. Zwykłe metody całkowania numerycznego zawodzą, gdy rozważa się więcej niż 5 do 10 zmiennych. Podobnie równania różniczkowe cząstkowe stają się ogromnie trudne w przypadku większej liczby zmiennych niezależnych niż 3. Metody Monte Carlo i statystycznego uśredniania pozwalają analizować pewne sytuacje z tysiącami a nawet milionami zmiennych, ale ustawiczną bolączką jest tu słaba zbieżność tych metod, co prowadzi do długich czasów obliczeń. Symulacja przepływu atmosferycznego we wszystkich skalach długości turbulencji wymagałaby wprowadzenia siatki o milimetrowych odstępach, która by pokrywała tysiące mil w kierunkach poziomych i dziesiątki mil w kierunku pionowym. Całkowita liczba węzłów siatki byłaby rzędu 10^{25} , co daleko przekracza możliwości obecnie istniejących, czy dających się wyobrazić, komputerów.

Metoda „grupy renormalizacji” stanowi narzędzie strategiczne przy rozpatrywaniu problemów, w których występuje wiele skal długości. W przypadku zjawisk krytycznych problemem technicznym jest wyznaczenie średnich statystycznych po fluktuacjach cieplnych we wszystkich skalach długości. Metoda grupy renormalizacji polega na systematycznym wycalkowywaniu fluktuacji poczynając od fluktuacji w skali atomowej i przechodząc stąd do coraz większych skal, aż do usunięcia fluktuacji we wszystkich skalach długości.

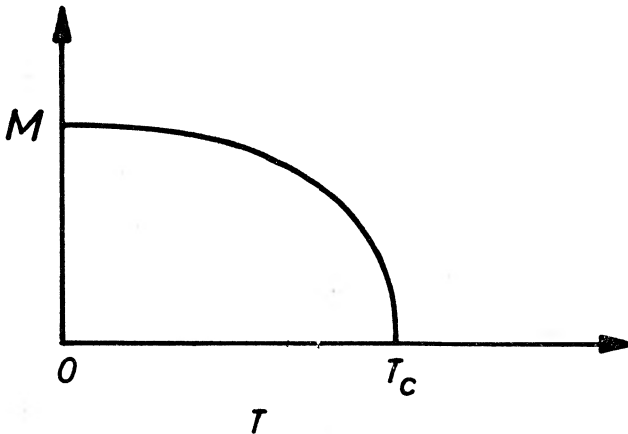
Dla zilustrowania idei grupy renormalizacji rozpatrzmy szczegółowiej przypadek zjawisk krytycznych. Najpierw opiszemy teorię pola średniego Landaua i postawimy ważne pytania. Grupę renormalizacji przedstawimy jako ulepszenie teorii Landaua.

Jako szczególny przykład punktu krytycznego, rozpatrzmy punkt Curie ferromagnetyka. Poniżej temperatury Curie doskonały ferromagnetyk wykazuje spontaniczne namagnesowanie w nieobecności zewnętrznego pola magnetycznego. Kierunek namagnesowania zależy od historii magnesu. Powyżej temperatury Curie T_c spontaniczne namagnesowanie znika. Rysunek 1 przedstawia typowy wykres spontanicznego namagnesowania w funkcji temperatury. Tuż poniżej temperatury Curie stwierdza się, że namagnesowanie zachowuje się jak $(T_c - T)^\beta$, gdzie β jest wykładnikiem bliskim 1/3 (w trzech wymiarach) [9].

Źródłem magnetyzmu na poziomie atomowym są niesparowane elektrony posiadające moment magnetyczny. W przypadku ferromagnetyka para blisko siebie położonych elektronów ma mniejszą energię, gdy momenty elektronów ustawione są równolegle, niż gdy są ustawione antyrównolegle [10]. W wysokich temperaturach fluktuacje cieplne niszczą uporządkowanie magnetyczne. Przy zmniejszaniu temperatury w kierunku temperatury Curie, ustawienie jednego momentu czyni korzystnym równoległe ustawienie momentów magnetycznych otaczających go elektronów. Dzieje się tak w obszarze o znacznym zasięgu, określonym długością korelacji ξ . W temperaturze Curie długość korelacji staje się nieskończona, co wyraża tendencję do ustawiania momentów całego układu. Stwierdzono, że tuż powyżej T_c długość korelacji zachowuje się jak $(T - T_c)^{-\nu}$, gdzie ν wynosi około 0,64 (w trzech wymiarach) [11].

W mechanice statystycznej prostym modelem ferromagnetyka jest układ opisywany hamiltonianem będącym sumą po parach sąsiadujących momentów magnetycznych i mających odmienne energie dla równoległego i antyrównoległego wzajemnego ustawienia momentów. W najprostszej sytuacji momenty mogą być tylko albo w kierunku dodatnim, albo w kierunku ujemnym względem pewnej osi ustalonej w przestrzeni. Taki model nosi nazwę modelu Isinga [12].

Formalnym przepisem na wyznaczenie właściwości tego modelu jest wyznaczenie sumy statystycznej Z , czyli sumy z czynnika Boltzmana $\exp(-H/kT)$ po wszystkich konfiguracjach momentów magnetycznych, gdzie k jest stałą Boltzmana. Energia swobodna F jest proporcjonalna do logarytmu z Z , wziętego z ujemnym znakiem.



Rys. 1. Wykres spontanicznego namagnesowania ferromagnetyka w funkcji temperatury

Czynnik Boltzmana $\exp(-H/kT)$ jest analityczną funkcją T w pobliżu T_c , a w rzeczywistości dla wszystkich T oprócz $T = 0$. Suma funkcji analitycznych jest również analityczna. Zagadkowym jest więc, dlaczego magnetyki (w tym opisywane przez model Isinga) wykazują skomplikowane nieanalityczne zachowanie w $T = T_c$. Prawdziwie nieanalityczne zachowanie pojawia się tylko w granicy termodynamicznej, gdy ferromagnetyk osiąga nieskończone rozmiary. W granicy tej istnieje nieskończona liczba konfiguracji i twierdzenia o analityczności nieskończonych sum tracą w tej granicy słuszność. Niemniej trudno jest zrozumieć, jak nawet nieskończona suma może prowadzić do wysoce nieanalitycznego zachowania. Wykazanie sposobu, w jaki pojawia się nieanalityczność stanowiło poważne wyzwanie dla teorii.

Landau [13] sformułował postulat, że jeśli rozważać wyłącznie konfiguracje o zadanej gęstości namagnesowania M , to energia swobodna jest analityczna w M . Dla małych M energia swobodna (do czwartego rzędu względem M) ma postać (z założenia o analityczności)

$$F = V(RM^2 + UM^4), \quad (1)$$

gdzie V oznacza objętość magnetyka, a R i U są stałymi zależnymi od temperatury (wyraz stały, niezależny od M , został pominięty). Pod nieobecność zewnętrznego pola magne-

tycznego energia swobodna nie powinna zależeć od znaku M , stąd w równaniu (1) występują tylko parzyste potęgi M . Prawdziwą energią swobodną jest minimalna wartość F , jaką znajduje się rozpatrując wszystkie możliwe wartości M . W teorii Landaua R znika w temperaturze krytycznej, a U musi być dodatnie, by w temperaturze krytycznej minimum występowało dla $M = 0$. Jeśli R jest dodatnie, to minimum F nadal występuje przy $M = 0$, co odpowiada temperaturom wyższym od krytycznej. Jeśli R jest ujemne, minimum pojawia się dla niezerowego M , a mianowicie dla M spełniającego równanie

$$0 = \frac{\partial F}{\partial M} = 2RM + 4UM^3 \quad (2)$$

lub

$$M = \sqrt{-R/(2U)}. \quad (3)$$

Odpowiada to temperaturom niższym od krytycznej.

Oprócz analityczności energii swobodnej w funkcji M , Landau założył analityczność względem T , tzn. założył, że R i U są analitycznymi funkcjami T . W pobliżu T_c oznacza to, że w pierwszym przybliżeniu U jest stałe, a R (które znika w T_c) jest proporcjonalne do $T - T_c$ (zakłada się, że dR/dT nie znika w T_c). Poniżej T_c namagnesowanie ma więc postać daną równaniem

$$M \sim (T_c - T)^{1/2}, \quad (4)$$

czyli wykładnik β wynosi $1/2$. Tymczasem wyniki doświadczalne i teoretyczne pozwalają stwierdzić, że β jest bliskie $1/3$ [9].

Teoria Landaua dopuszcza namagnesowanie będące wolnozmienną funkcją położenia. W tym przypadku energia swobodna przyjmuje postać Landaua-Ginzburga [14]

$$F = \int d^3x \{ [\nabla M(x)]^2 + RM^2(x) + UM^4(x) - B(x)M(x) \}, \quad (5)$$

gdzie $B(x)$ jest zewnętrznym polem magnetycznym. Wyraz z gradientem to wiodący człon z rozwinięcia zawierającego dowolnie wiele gradientów i dowolnie wysokie potęgi M . Dla wolnozmiennych pól $M(x)$ wyższe potęgi gradientów są małe i w związku z tym są pomijalne (zazwyczaj wyraz $\nabla M^2(x)$ mnożony jest przez stały współczynnik — w tym artykule współczynnik ten przyrównaliśmy do 1). Taka uogólniona energia swobodna pozwala wyznaczyć długość korelacji ξ powyżej T_c . W tym celu przyjmijmy, że $B(x)$ jest bardzo małą funkcją δ zlokalizowaną w $x = 0$. Wyraz z U w F można zaniedbać. Wówczas namagnesowanie minimalizujące energię swobodną spełnia równanie

$$-\nabla^2 M(x) + RM(x) = B\delta^3(x). \quad (6)$$

Rozwiązaniem tego równania jest

$$M(x) \sim (Be^{-\sqrt{R}|x|})/|x|, \quad (7)$$

co oznacza, że długością korelacji jest

$$\xi \sim 1/\sqrt{R}. \quad (8)$$

Teoria ta przewiduje więc że, w pobliżu T_c , ξ jest proporcjonalne do $(T - T_c)^{-1/2}$, co znów nie zgadza się z wynikami doświadczalnymi i teoretycznymi [11].

Teoria Landaua zakłada, że analityczność jest zachowana jeśli wyśredniować po wszystkich fluktuacjach zależnych od położenia. Utrata analityczności następuje tylko wtedy, gdy średniuje się po wartościach wypadkowego średniego namagnesowania M . To właśnie średniowanie, po $e^{-F/kT}$, prowadzi do reguły, że F należy minimalizować względem M , i do wynikłego stąd nieanalitycznego wzoru (4) na M . Ścisłe biorąc, jeśli objętość magnetyka jest skończona, to $e^{-F/kT}$ należy całkować po M , uzyskując wyniki analityczne. Dopiero w granicy termodynamicznej $V \rightarrow \infty$ średnią z $e^{-F/kT}$ konstruuje się znajdując minimum F względem M , co prowadzi do nieanalityczności występującej w równaniu (4).

Teoria Landaua umotywowana jest fizycznie tak jak hydrodynamika. Landau zakłada, że fluktuacje są istotne tylko w skali atomowej. Po wyśredniowaniu ich namagnesowanie $M(x)$ przyjmuje cechy ośrodka ciągłego, stając się funkcją ciągłą i fluktuującą jedynie w reakcji na zewnętrzne i zależne od położenia bodźce. Wielkość $M(x)$ (czy też stałe namagnesowanie M) wyznaczona jest wówczas przez proste równanie klasyczne. W pobliżu punktu krytycznego sama funkcja korelacji stanowi rozwiązanie klasycznego równania (6).

W świecie więcej niż czterowymiarowym obraz Landaua jest poprawny [15]. Cztery wymiary stanowią linię rozgraniczającą — w przestrzeni o mniejszej liczbie wymiarów niż cztery fluktuacje we wszystkich skalach długości są istotne i, jak pokażemy poniżej, wtedy teoria Landaua się załamuje [16].

W pobliżu czterech wymiarów wpływ fluktuacji długozasięgowych jest niewielki, co pozwala znacznie łatwiej określić efekty takich fluktuacji. Do tego też przypadku ograniczymy się w tym artykule. Omówimy wyłącznie wpływ fluktuacji o długościach fali znacznie przekraczających rozmiary atomowe zakładając, że teoria Landaua wymaga niewielkich tylko poprawek. Dokładniejszą dyskusję zagadnienia znaleźć można w pracy [17].

Tak jak w teorii Landaua, wyśredniowanie po fluktuacjach w skalach atomowych prowadzi do namagnesowania $M(x)$ określonego na kontinuum. Długofalowe fluktuacje są jednak w $M(x)$ wciąż obecne, gdyż nie zostały jeszcze wyśredniowane. Wynika stąd, że dozwolone postaci $M(x)$ muszą być dokładnie określone. Ścisłe rzecz biorąc przypuścmy, że wyśredniowaliśmy po fluktuacjach o długościach fal $< 2\pi L$, gdzie L jest pewną długością, która jest nieco większa niż rozmiary atomowe. W tej sytuacji $M(x)$ może zawierać wyłącznie te składowe fourierowskie, których długości fal przekraczają $2\pi L$. Żądanie to oznacza, że

$$M(x) = \int_k e^{ik \cdot x} M_k, \quad (9)$$

gdzie całka po k oznacza $(2\pi)^{-d} \int d^d k$, a d jest wymiarem przestrzeni. Granica długofalowa oznacza, że całkowanie po k ograniczone jest do takich wartości k , dla których $|k| < L^{-1}$.

Średniowanie po fluktuacjach długofalowych redukuje się teraz do całkowania po zmiennych M_k dla wszystkich $|k| < L^{-1}$. Zmiennych tych jest bardzo dużo i procedura ta prowadziłaby do wykonywania wielu sprzężonych ze sobą całek, co na ogół jest zadaniem beznadziejnym. Aby wykonać te całkowania, dokonamy w dalszym ciągu znacznych przybliżeń.

Należy najpierw określić wyrażenie, po którym wykonuje się całkowania. Wyrażenie to jest sumą czynników boltzmanowskich po wszystkich konfiguracjach atomowych. Na sumę tę nałożony jest warunek, że wszystkie $M_{\mathbf{k}}$, dla których $|\mathbf{k}| < L^{-1}$, są ustalone. Jest to pewne uogólnienie warunków nałożonych na sumowania w teorii Landaua. Różnica polega na tym, że w teorii Landaua ustala się tylko wartość średniego namagnesowania. Wynik sumowania z takimi więzami oznaczymy przez e^{-F} , tak jak w teorii Landaua, z tą tylko różnicą, że zamiast F/kT dogodniej jest pisać F (tzn. czynnik $1/kT$ włączony jest w niekonwencjonalną definicję F). Wykładnik F zależy od funkcji namagnesowania $M(x)$ z równania (9). Założymy, że dla tej postaci F analiza Landaua jest nadal słuszna, a więc F jest dane równaniem (5): Rola fluktuacji długozasięgowych polega jednak na tym, że parametry R i U zależą od L . Tak więc F powinno być oznaczane symbolem F_L i

$$F_L = \int d^d x \{(\nabla M)^2(x) + R_L M^2(x) + U_L M^4(x)\} \quad (10)$$

(założyliśmy brak zewnętrznego pola i w przedstawianej tu uproszczonej analizie współczynnik przy $(\nabla M)^2(x)$ jest nadal równy 1).

Wkrótce wyznaczmy zależność R_L i U_L od L . Zwróćmy teraz uwagę, że załamanie się analityczności w punkcie krytycznym w prosty sposób wynika z tej zależności od L . Zależność od L utrzymuje się tylko do długości korelacji ξ : stwierdzimy, że fluktuacje o długościach fal $> \xi$ będą zawsze zaniedbywalne. Po wycalkowaniu wszystkich długości fal aż do $L \sim \xi$, można znowu korzystać z teorii Landaua. Z grubsza biorąc oznacza to, że we wzorach (4) i (8) na spontaniczne namagnesowanie i długość korelacji należy wstawić R_ξ i U_ξ . Ponieważ samo ξ nie jest analityczne jako funkcja temperatury w $T = T_c$, zależność R_ξ i U_ξ od ξ wprowadza nowe złożone zachowanie w punkcie krytycznym. Szczegóły omówimy wkrótce.

W celu zbadania efektów fluktuacji rozważymy skalę długości odpowiadającą tylko jednej długości fali. Stanowi to podstawowy krok w metodzie grupy renormalizacji. Dokładniej biorąc, rozważmy tylko fluktuacje o długościach fal leżących w infimezymalnym przedziale od L do $L + \delta L$. Aby wyśredniować po fluktuacjach o tych długościach fal, zaczynamy od czynnika Boltzmanna e^{-F_L} , gdzie długości fal pomiędzy L i $L + \delta L$ w $M(x)$ nadal są obecne. Następnie średniujemy po tych fluktuacjach w $M(x)$, których długości fal są w przedziale od L do $L + \delta L$. Wykonując średniowanie po tych fluktuacjach, otrzymujemy energię swobodną $F_{L+\delta L}$ dla funkcji namagnesowania (którą oznaczmy przez $M_H(x)$), zawierającej jedynie długości fal większe od $L + \delta L$. Składowymi fourierowskimi $M_H(x)$ są te same funkcje $M_{\mathbf{k}}$, które występują w $M(x)$, z tym, że $|\mathbf{k}|$ musi być teraz mniejsze niż $1/(L + \delta L)$.

Następny krok polega na obliczeniu liczby zmiennych całkowania $M_{\mathbf{k}}$ o $|\mathbf{k}|$ leżących pomiędzy $1/L$ i $1/(L + \delta L)$. W tym celu trzeba rozważyć układ skończony, zawarty w pewnej objętości V . Liczbę stopni swobody o długościach fal pomiędzy $2\pi L$ i $2\pi(L + \delta L)$ określa wówczas odpowiadająca im objętość w przestrzeni fazowej czyli iloczyn objętości w przestrzeni położeń i w przestrzeni wektorów falowych. Iloczyn ten równy jest $L^{-(d+1)}V\delta L$ (pomijając stałe czynniki jak π itd.).

Zamiast samych $M_{\mathbf{k}}$ jako zmienne całkowania dogodnie jest wybierać pewne ich kombinacje liniowe, które odpowiadają zlokalizowanym paczkom falowym, a nie falom

płaskim. Tak więc różnicę $M_H(x) - M(x)$ należy rozwinąć w szereg funkcji paczek falowych $\psi_n(x)$. Każda z tych funkcji ma pędy z przedziału od $1/L$ do $1/(L + \delta L)$, ale jest możliwie silnie zlokalizowana w przestrzeni x .

Skoro każda funkcja $\psi_n(x)$ musi (z zasady nieokreśloności) wypełnić jednostkową objętość w przestrzeni fazowej, to objętość odpowiadająca $\psi_n(x)$ w przestrzeni położeń wynosi

$$\delta V = L^{d+1} / \delta L, \quad (11)$$

a liczba funkcji falowych $\psi_n(x)$ równa jest $V/\delta V$. Piszemy zatem

$$M(x) = M_H(x) + \sum_n m_n \psi_n(x) \quad (12)$$

i całkowania jakie należy wykonać dotyczą współczynników m_n .

Z uwagi na lokalny charakter energii swobodnej Landaua-Ginzburga założymy, że całki przekrywania pomiędzy różnymi funkcjami ψ_n są zaniedbywalne. Każde całkowanie po m_n można wtedy wykonać oddzielnie i tu przedyskutujemy tylko jedno takie całkowanie. W tej pojedynczej całce $M(x)$ można napisać jako

$$M(x) = M_H(x) + m\psi(x), \quad (13)$$

gdyż tylko jeden wyraz, z całej sumy po n , daje wkład wewnątrz przestrzennej objętości zajmowanej przez $\psi(x)$.

Przyjmijmy kolejne przybliżenie, które polega na uważaniu $M_H(x)$ za funkcję stałą wewnątrz objętości zajmowanej przez $\psi(x)$. Innymi słowy przypisujemy większą wagę bardzo dużym długościom fal w porównaniu z długościami fal bliskimi L .

Obliczenie, jakiego należy dokonać, polega na wyznaczeniu

$$e^{-F_{L+\delta L}[M_H]} = \int_{-\infty}^{+\infty} dm e^{-F_L[M_H + m\psi]}, \quad (14)$$

gdzie $F_{L+\delta L}$ i F_L całkuje się (tutaj) tylko po objętości zajmowanej przez $\psi(x)$. Rozwijając $F_L[M_H + m\psi]$ poczynimy następujące przybliżenia. Po pierwsze zakładamy, że w całce po x definiującej F_L wszystkie wyrazy liniowe w $\psi(x)$ wyciąkają się do 0. Zaniedbujemy również wyrazy trzeciego i wyższych rzędów względem ψ . Przyjmujemy, że funkcja $\psi(x)$ jest unormowana tak, że

$$\int d^d x \psi^2(x) = 1. \quad (15)$$

Z uwagi na ograniczony zasięg długości fal w $\psi(x)$ mamy

$$\int [\nabla \psi(x)]^2 d^d x \simeq 1/L^2. \quad (16)$$

W wyniku tych przybliżeń całka (14) przyjmuje postać

$$e^{-F_{L+\delta L}[M_H]} = e^{-F_L[M_H]} \int_{-\infty}^{+\infty} dm \exp \left\{ \left(R_L + \frac{1}{L^2} \right) m^2 + 6U_L M_H^2 m^2 \right\} \quad (17)$$

lub

$$F_{L+\delta L}[M_H] = F_L[M_H] + \frac{1}{2} \ln \left(\frac{1}{L^2} + R_L + 6U_L M_H^2 \right). \quad (18)$$

Występujący tu logarytm trzeba przepisać jako całkę po objętości zajmowanej przez $\psi(x)$. Całkę tę można z kolei zamienić na całkę po całej objętości V , gdy uwzględni się wkłady od wszystkich pozostałych całek po m_n . Logarytm należy też rozwinąć względem potęg M_H , zachowamy jednak tylko wyrazy M_H^2 i M_H^4 . Założymy także, że R_L zmienia się z L w sposób powolny. Gdy L jest równe długości korelacji ξ , R_L i $1/L^2$ stają się sobie równe (co już dyskutowaliśmy). Tak więc dla L o wartościach pośrednich pomiędzy rozmiarami atomowymi i długością korelacji wielkość R_L jest mała w porównaniu z $1/L^2$. Rozwijając logarytm względem potęg $R_L + 6U_L M_H^2$ do wyrazów drugiego rzędu (by uzyskać wyraz M_H^4), otrzymujemy (por. równanie (11))

$$\frac{1}{2} \ln \left\{ \frac{1}{L^2} + R_L + 6U_L M_H^2 \right\} = \text{wyrazy niezależne od } M_H$$

$$+ (\delta V)(\delta L) L^{-d-1} \{ 3U_L M_H^2 L^2 - 9U_L^2 M_H^4 L^4 - 3R_L U_L M_H^2 L^4 \}. \quad (19)$$

Wielkość δV można przepisać jako całkę po objętości δV . W rezultacie uzyskujemy równania

$$R_{L+\delta L} = R_L + (3U_L L^{1-d} - 3R_L U_L L^{3-d}) \delta L, \quad (20)$$

$$U_{L+\delta L} = U_L - 9U_L^2 L^{3-d} \delta L \quad (21)$$

lub

$$\frac{dR_L}{dL} = 3L^{1-d} U_L - 3R_L U_L L^{3-d}, \quad (22)$$

$$\frac{dU_L}{dL} = -9U_L^2 L^{3-d}. \quad (23)$$

Równania powyższe są słuszne jedynie dla $L < \xi$. Dla $L > \xi$, R_L i U_L prawie wcale się nie zmieniają z uwagi na zmianę zachowania się argumentu logarytmu spowodowaną przez dominowanie wielkości R_L a nie $1/L^2$. Łatwo się przekonać, że jeśli d jest większe niż 4, to R_L i U_L są stałymi dla dużych L , czego w teorii Landaua należało oczekiwać. Na przykład, jeśli założyć, że R_L i U_L są stałymi dla dużych L , to łatwo sprawdzić, że scałkowanie (22) i (23) daje wyłącznie ujemne potęgi L . Dla $d < 4$ rozwiązania nie są stałymi. Dla dostatecznie dużych L , U_L zachowuje się jak

$$U_L \simeq \frac{(4-d)}{9} L^{d-4} \quad (24)$$

(co, jak łatwo sprawdzić, jest rozwiązaniem równania (23)). Wielkość R_L spełnia równanie

$$\frac{dR_L}{dL} + \frac{(4-d)}{9L} R_L = \frac{(4-d)}{3} L^{-3}, \quad (25)$$

którego rozwiązaniem jest

$$R_L = cL^{(d-4)/3} - \frac{(4-d)}{3} \frac{1}{2-(4-d)/3} L^{-2}, \quad (26)$$

gdzie c zależy od wartości R_L dla pewnej początkowej wartości L . Dla dostatecznie dużych L można zaniedbać wyraz proporcjonalny do L^{-2} .

Parametr c powinien być analityczną funkcją temperatury. W rzeczywistości powinien on być proporcjonalny do $T - T_c$. Stąd dla dużych L

$$R_L \sim L^{(d-4)/3} (T - T_c), \quad (27)$$

co dla ustalonego L jest analityczne względem T . Zwróćmy jednak uwagę, że równaniem na ξ jest

$$\xi \sim R_\xi^{-1/2} = (T - T_c)^{-1/2} \xi^{(4-d)/6}. \quad (28)$$

Niech

$$\varepsilon = 4 - d. \quad (29)$$

Wówczas wykładnik długości korelacji równy jest

$$\nu = \frac{1}{2} \frac{1}{1 - \varepsilon/6}, \quad (30)$$

co w trzech wymiarach daje $\nu = 0,6$. W podobny sposób stwierdzamy, że spontaniczne namagnesowanie poniżej T_c zachowuje się jak $(R_\xi/U_\xi)^{1/2}$, co daje

$$\beta = \frac{1}{2} - \frac{\varepsilon}{3} \frac{1}{1 - \varepsilon/6}. \quad (31)$$

Powyższe obliczenia wskazują w jaki sposób można uzyskać nietrywialne wartości β i ν . Wyprowadzone tu równania nie są ściśle z uwagi na przyjęcie poważnych przybliżeń, ale przynajmniej pozwalają one wykazać, że β i ν nie muszą być równe $1/2$ i w istocie mogą mieć skomplikowaną zależność od wymiaru d .

Poprawna analiza jest znacznie bardziej skomplikowana. Jeśli nie uważać $M_H(x)$ za stałą, to można sobie wyobrazić rozwijanie $M_H(x)$ w szereg Taylora wokół wartości $M_H(x)$ dla pewnego centralnego położenia x_0 względem umiejscowienia funkcji falowej $\psi(x)$. W ten sposób pojawią się gradienty M_H . Co więcej, wyrazy wyższego rzędu w rozwinięciu logarytmu dają wyższe potęgi M_H . Wszystko to prowadzi do bardziej złożonej postaci funkcjonału energii swobodnej F_L z większą liczbą gradientów i potęg M_H . W rzeczywistości kwestionować można całą ideę rozwinięcia względem potęg M_H i potęg gradientów. Fluktuacje mają pewien właściwy im rozmiar (tzn. m^2 jest rzędu L^2 z uwagi na postać wyrażenia podcałkowego w równaniu (17)) i nie jest oczywiste czy w obecności tych fluktuacji M jest małe. Skoro fluktuacje o dowolnych długościach fal są istotne, to funkcja M nie zmienia się na tyle powoli, by móc również uzasadnić rozwinięcie względem gradientów. Oznacza to, że $F_L[M]$ może być funkcjonałem M o dowolnym stopniu złożoności. Funkcjonał taki byłby trudny do napisania, gdyż zawierałby tysiące parametrów zamiast tylko dwóch R_L i U_L , jak w teorii Landaua-Ginzburga.

Na szczęście problem upraszcza się w pobliżu $d = 4$ z uwagi na małą wartość U_L , proporcjonalną do $\varepsilon = 4 - d$. Wszystkie zaniedbane powyżej komplikacje pojawiają się tylko w drugim i wyższych rzędach w rozwinięciu względem U_L , a więc w drugim i wyższych rzędach względem ε . Obliczenia tu omówione są ściśle w pierwszym rzędzie względem ε (por. pracę [17]).

Metoda grupy renormalizacji w ujęciu zdefiniowanym w 1971 r. obejmuje zarówno praktyczne przybliżenia prowadzące do konkretnych obliczeń, jak i formalizm [17]. Pełny formalizm trudno jest tu omówić, ale można wyjaśnić centralną ideę „punktu stałego”.

Po wycałkowaniu fluktuacji w każdej skali długości, z funkcjonału energii swobodnej F_L tworzy się nowy funkcjonał $F_{L+\delta L}$. Proces ten powtarza się wiele razy. Jeśli F_L i $F_{L+\delta L}$ przedstawić w jednostkach bezwymiarowych, to stwierdzamy, że przekształcenie prowadzące z F_L do $F_{L+\delta L}$ powtarzane jest w jednakowej postaci wiele razy. (Grupa tak utworzonych przekształceń nosi nazwę „grupy renormalizacji”). Dla dużych L energia swobodna F_L zbliża się do punktu stałego przekształcenia i tym samym przestaje zależeć od szczegółowego opisu układu na poziomie atomowym. Prowadzi to do wyjaśnienia uniwersalności [18] zachowania krytycznego dla układów, które na poziomie atomowym są różne. Stwierdza się w sposób doświadczalny, że wykładniki krytyczne dla przejść ciec-z-gaz, dla przejść magnetycznych, dla przejść w stopach itd. są jednakowe. Można to zrozumieć teoretycznie przyjmując hipotezę, że wszystkie te układy opisywane są przez oddziaływania odpowiadające temu samemu „punktowi stałemu”.

Dla znalezienia punktu stałego funkcjonału energii swobodnej, funkcjonał ten trzeba przedstawić w postaci bezwymiarowej. Długości przedstawimy w jednostkach L i M , zaś R_L i U_L przepiszemy w postaci bezwymiarowej. Konieczne zmiany łatwo jest ustalić. Piszemy

$$x = Ly, \quad (32)$$

$$M(x) = L^{1-d/2}m(y), \quad (33)$$

$$R_L = 1/L^2 r_L, \quad (34)$$

$$U_L = L^{d-4}u_L, \quad (35)$$

$$F_L = \int d^d y \{ (\nabla m)^2 + r_L m^2(y) + u_L m^4(y) \}. \quad (36)$$

Asymptotycznymi rozwiązaniami dla bezwymiarowych parametrów r_L i u_L są

$$r_L = cL^{2-\varepsilon/3} - \frac{\varepsilon}{3} \frac{1}{2-\varepsilon/3}, \quad (37)$$

$$u_L = \varepsilon/9. \quad (38)$$

Oprócz członu proporcjonalnego do c w wyrażeniu r_L , występujące tu parametry bezwymiarowe nie zależą od L i prowadzą do takiej postaci energii swobodnej, która również nie zależy od L . Człon z c odzwierciedla niestabilność punktu stałego. Opisuje on odchodzenie od punktu stałego wraz ze wzrostem L . Punkt stały osiągnąć jest tylko wtedy, gdy układ termodynamiczny jest w stanie o temperaturze krytycznej, dla której c znika. Jakikolwiek odejście od temperatury krytycznej włącza niestabilność.

Dalszą analizę formalizmu grupy renormalizacji i jego związek z ogólnymi ideami dotyczącymi zachowania krytycznego znaleźć można np. w pracy [17].

3. Trochę historii sprzed 1971 r.

Pierwszy opis punktu krytycznego powstał w wyniku prac Van der Waalsa [19] i dotyczył on punktu krytycznego dla przejścia ciecz-para. Teoria ta powstała ponad wiek temu, tuż po doświadczeniach Andrewsa [19]. Następnie Weiss przedstawił opis punktu Curie w magnetyku [20]. Obie te teorie, Van der Waalsa i Weissa, były szczególnymi przykładami teorii pola średniego Landaua [13]. Już nawet przed 1900 r. doświadczenia wskazywały na brak zgodności z teorią pola średniego, w szczególności doświadczenia sugerowały, że β jest bliższe $1/3$ niż $1/2$ [19]. W 1944 r. Onsager [6] opublikował swe słynne rozwiązanie dwuwymiarowego modelu Isinga [12], które było w jawnej sprzeczności z przewidywaniami teorii pola średniego. Na przykład, zamiast $\nu = 1/2$ Onsager uzyskał $\nu = 1$. W latach pięćdziesiątych Domb, Sykes, Fisher i inni [21] badali proste modele zjawisk krytycznych w przestrzeni trójwymiarowej, korzystając z rozwinięć wysokotemperaturowych przeprowadzonych do bardzo wysokich rzędów. Posługując się różnymi metodami ekstrapolacyjnymi, fizycy ci uzyskali wykładniki krytyczne sprzeczne z teorią pola średniego, ale nieźle zgodne z doświadczeniem. W latach sześćdziesiątych wiele prac doświadczalnych pozwoliło ustalić wartości wykładników krytycznych i ogólniej ustanowiło mocne podstawy doświadczalne dla badań teoretycznych wychodzących poza teorię pola średniego. Do postępu w tej dziedzinie przyczynili się tacy eksperymentatorzy jak Voronel, Fairbanks, Buckingham, i Keller, Heller i Benedek, Ho i Litster, Kouvel i Rodbell, i Comly, Sengers, Lorentzen, Als-Nielsen i Dietrich, Birgeneau i Shirane, Rice, Chu, Teaney, Moldover, Wolf i Ahlers. Natomiast M. Green, Fisher, Widom i Kadanoff w dużej mierze koordynowali te prace. Jeśli chodzi o teorię, Widom [23] zaproponował prawo skalowania dla równania stanu w pobliżu punktu krytycznego. Prawo to przewidywało związki pomiędzy wykładnikami krytycznymi i nie dopuszczało wykładników określanych przez teorię pola średniego. Pełny zbiór hipotez skalowania powstał w wyniku prac Essama i Fishera, Domba i Huntera, Kadanoffa, Pataszyńskiego i Pokrowskiego [24]. Zobacz także nierówności Rushbrooke'a [25] i Griffithsa [26].

Moje własne badania zaczęły się od kwantowej teorii pola, a nie mechaniki statystycznej. Dogodnym punktem wyjścia jest tu rozwój teorii renormalizacji, jaki nastąpił w późnych latach czterdziestych dzięki pracom Bethego, Schwingera, Tomonagi, Feynmana, Dysona i innych [27]. Pierwsza dyskusja grupy „renormalizacji” pojawiła się w artykule Stueckelberga i Petermanna [28] opublikowanym w 1953 r.

W 1954 Murray Gell-Mann i Francis Low opublikowali artykuł zatytułowany „Elektrodynamika kwantowa na małych odległościach” [29]. Do czasu sformułowania przez Kadanoffa hipotezy skalowania dla zjawisk krytycznych, co nastąpiło w 1966 r. [30], artykuł ten stanowił w mojej działalności naukowej główne źródło inspiracji.

Od czasów sformułowania elektrodynamiki kwantowej (QED — *Quantum Electrodynamics*) w pracach Diraca, Fermiego, Heisenberga, Paula Jordana, Wignera i innych [27] opublikowanych w latach trzydziestych, rozwiązań QED szukano w postaci szeregów perturbacyjnych względem e_0 , czyli „gołego ładunku” w QED. Lagranżjan (lub hamiltonian) QED zawiera dwa parametry: e_0 i m_0 , gdzie m_0 oznacza „gołą” masę elektronu. Jak stwierdziliśmy we wstępie, zgodnie z QED fizyczny elektron i fizyczny foton mają złożoną strukturę. Wynika stąd, że mierzony ładunek elektryczny e i masa elektronu m

różnią się od e_0 i m_0 . Wielkości e i m są bowiem wyznaczone przez szereg perturbacyjny względem potęg e_0 . Tylko w najniższym rzędzie stwierdza się, że $e = e_0$ i $m = m_0$. W latach trzydziestych okazało się jednak niestety, że wszystkie poprawki wyższych rzędów w szeregach określających e i m są nieskończone. Dzieje się tak dlatego, że całkowania po pędzie są rozbieżne w granicy dużego pędu (lub małej odległości) [27].

W latach czterdziestych opracowano teorię renormalizacji. Teoria ta twierdziła, że wszystkie rozbieżności elektrodynamiki kwantowej można wyeliminować, zmieniając parametryzację lagranżjanu, tj. zastępując parametry e_0 i m_0 przez mierzalne wielkości e i m . Zmiana parametryzacji musi być przy tym połączona z przeskalowaniem pól elektromagnetycznych występujących w hamiltonianie, by elementy macierzowe wielkości mierzalnych (w tym zwłaszcza pola elektromagnetycznego) były skończone [27].

Istnieje wiele różnych parametryzacji elektrodynamiki kwantowej, które prowadzą do wyeliminowania rozbieżności i w których e_0 i m_0 zastępuje się przez inne niż m i e wielkości skończone. Stueckelberg i Petermann zauważyli, że te różne parametryzacje są ze sobą powiązane poprzez grupy pewnych transformacji. Grupy te autorzy nazwali "groupes de normalization", co tłumaczymy „grupa renormalizacji”. Praca Gell-Manna i Lowa [29] opublikowana niezależnie rok później przedstawiła znacznie głębszą analizę grupy renormalizacji łączącej różne wybory parametryzacji. Gell-Mann i Low zwrócili uwagę na to, że e mierzone w doświadczeniach klasycznych charakteryzuje zachowanie się QED na bardzo dużych odległościach (np. e można mierzyć za pomocą czasz oddzielonych od siebie na odległość kilku centymetrów, zaś naturalną skalą długości w QED jest comptonowska długość fali elektronu, rzędu 10^{-11} cm). Gell-Mann i Low wykazali, że e_0 można zastąpić przez rodzinę parametrów e_λ równie dobrych jak e . Parametr e_λ charakteryzuje zachowanie się QED w dowolnej skali pędu λ , tak jak e dotyczy obszaru bardzo małego pędu.

Wprowadzona przez Gell-Manna i Lowa rodzina parametrów e_λ interpoluje pomiędzy ładunkiem fizycznym e i gołym ładunkiem e_0 . Ładunek e uzyskuje się rozpatrując e_λ w granicy małego pędu ($\lambda \rightarrow 0$), zaś ładunek e_0 w granicy dużego pędu ($\lambda \rightarrow \infty$).

Gell-Mann i Low wykazali, że e_λ^2 spełnia równanie różniczkowe

$$\lambda^2 d(e^2)/d(\lambda^2) = \psi(e_\lambda^2, m^2/\lambda^2), \quad (39)$$

gdzie funkcja ψ ma proste rozwinięcie potęgowe z nierozbieżnymi współczynnikami niezależnie od wartości λ . W istocie jeśli $\lambda \rightarrow \infty$, to ψ staje się wyłącznie funkcją e_λ^2 . Równanie to zwiastowało moje własne równania grupy renormalizacji takie jak (22) i (23).

Podstawową obserwacją Gell-Manna i Lowa było stwierdzenie, że choć równanie różniczkowe (39) jest zwyczajne, jego rozwiązanie **nie** jest zwyczajne. W rzeczywistości równanie to przewiduje, że fizyczny ładunek e ma rozbieżności, jeśli rozwijać go względem potęg e_0 , i na odwrót. Ogólniej, jeśli e_λ rozwinąć względem potęg $e_{\lambda'}$, to współczynniki wyższych rzędów zawierają potęgi $\ln(\lambda^2/\lambda'^2)$. Współczynniki te rozbiegają się jeśli albo λ , albo λ' dąży do nieskończoności i są bardzo duże jeśli λ^2/λ'^2 jest albo bardzo duże, albo bardzo małe.

Na podstawie równania (39) Gell-Mann i Low wnioskowali ponadto, że e_0 musi mieć stałą wartość bez względu na wartość e ; stała wartość e_0 może być albo skończona, albo nieskończona.

Kiedy w 1956 r. rozpoczynałem studia doktoranckie w Kalifornijskim Instytucie Technologicznym, najbardziej obiecujący studenci wykazywali nadmierną skłonność do podejmowania studiów teorii cząstek elementarnych. Dyscypliną tą zajmowali się tam Murray Gell-Mann, Richard Feynman i Jon Mathews. Przez krótki czas buntowałem się przeciwko tej tendencji. Spędziłem więc lato w General Atomic Corp., gdzie pracowałem dla Marshalla Rosenblutha nad fizyką plazmy i rozmawiałem z S. Chandrasekharrem, który również przebywał w General Atomic tego lata. Po około miesiącu pracy polecono mi spisać moje wyniki, w wyniku czego przyrzekłem sobie, że wybiorę sobie taki przedmiot badań, który wymagałby co najmniej pięciu lat, zanim miałbym coś, o czym warto napisać. Z punktu widzenia tego kryterium wydawało się, że teoria cząstek elementarnych dawała najlepsze perspektywy i poprosiłem Murraya o jakiś problem. Zasugerował on najpierw temat słabych oddziaływań cząstek silnie oddziałujących (mezony K itd.). Po kilku miesiącach byłem tak zdegustowany próbami omijania zupełnie nieznanymi konsekwencji oddziaływań silnych, że poprosiłem Murraya, by znalazł mi nowe zadanie dotyczące bezpośrednio tych oddziaływań. Sądziłem bowiem, że oddziaływania silne stanowią główną trudność. Murray zaproponował, bym zbadał rozpraszanie mezonu K na nukleonie, posługując się równaniem Lowa w przybliżeniu jednomezonowym. Nie będąc zachwycony używanymi wówczas metodami rozwiązywania równania Lowa, próbowałem rozwiązać prostszy problem rozpraszania pion-nukleon najrozmaitszymi sposobami. Choć przybliżenie jednomezonowe było słuszne, jeżeli w ogóle, tylko w przypadku niskich energii, zająłem się granicą wysokoenergetyczną. Stwierdziłem wtedy, że mogłem wysumować „wiodące logarytmy”, co silnie kojarzyło się z bardzo tajemniczym rozdziałem w książce Bogolubowa i Szirkowa o teorii pola [31]. Rozdział ten dotyczył grupy renormalizacji.

W 1960 r. napisałem pracę doktorską będącą zlepkiem dziwnych obliczeń i obroniłem ją w CalTech-u. Byłem już wtedy stypendystą (Junior Fellow) Uniwersytetu Harvarda. W 1962 r. pojechałem na rok do CERN-u. W okresie tym (1960-63) częściowo zajmowałem się modnymi ówczesnie tematami. Teoria pola mezonowego ze stałymi źródłami (podstawa równania Lowa), ustąpiła miejsca teorii macierzy S . Odkryłem na nowo „przybliżenie warstwowe” (które jako pierwszy wprowadził Ter-Martirosjan [32]) i zajmowałem się teorią wielokrotnej produkcji sformułowaną przez Amatiego, Fubiniego i Stanghelliniego [33]. Pilnie wysłuchiwałem seminariów (był to jedyny okres mojego życia, kiedy miałem ochotę być na nich w pełni obudzony) i zajmowałem się takimi znajdującymi się na uboczu ogólnych zainteresowań problemami, jak przybliżenie silnego sprzężenia w teorii pól mezonowych ze stałymi źródłami [34].

Przed upływem 1963 r. stało się dla mnie jasne, że jedynym zagadnieniem, któremu chciałem się poświęcić, była kwantowa teoria pola w zastosowaniach do oddziaływań silnych. Odrzuciłem teorię macierzy S , gdyż równania tej teorii, nawet jeśli można je było napisać, były zbyt skomplikowane i były tak mało eleganckie, że nie pasowało do nich miano teorii. Natomiast istnienie przybliżeń zarówno silnego jak i słabego sprzężenia w teorii pól mezonowych ze stałymi źródłami utwierdzało mnie w przekonaniu, że kwantowa teoria pola może mieć sens. Jeśli chodzi o oddziaływania silne, to można było o nich powiedzieć jedynie, że wszystkie teorie jakie można było sformułować, w rodzaju teorii mezonów pseudoskalarnych, były w oczywisty sposób błędne. Nikt nie miał

żadnego pomysłu na poprawną teorię. Można było proponować najrozmaitsze teorie, choć nikt nie miał zielonego pojęcia, jak je rozwiązać w zakresie silnych sprzężeń.

Moje mocne pragnienie zajmowania się polem kwantowym nie obiecywało częstych publikacji. Stwierdziłem już wtedy jednak, że udawało mi się uzyskiwać zatrudnienie nawet jeśli nic nie publikowałem, toteż problem „publikuj lub przepadnij” mnie nie trapił.

W kwantowej teorii pola zrobić mogłem bardzo niewiele — w dziedzinie tej pracowali nieliczni tylko fizycy i niewiele było gotowych do rozpatrzenia problemów. W okresie od 1963 do 1966 r. musiałem zajmować się drobiazgami. Myślałem o procesie „granicznego ξ ” Lee i Yanga [35]. Sporo wysiłku zajęło mi obalenie twierdzeń Kena Johnsona [34], który sądził, że mógł zdefiniować elektrodynamikę kwantową dla dowolnie małych e_0 , co było całkowicie sprzeczne z wynikami Gell-Manna i Lowa. Słuchałem K. Heppa i innych, którzy opisywali swoje osiągnięcia w aksjomatycznej teorii pola [37]. Nie rozumiałem szczegółów tego o czym mówili, ale dotarło do mnie, że powinienem myśleć o teorii w przestrzeni położenia a nie pędów. Część mych wyników dotyczących diagramów Feynmana dla bardzo dużych pędów (uzyskanych by obalić idee Kena Johnsona) przetłumaczyłem więc na język przestrzeni położenia. W ten sposób uzyskałem rozwinięcia iloczynów operatorów pola kwantowego dla małych odległości. Zbiór reguł dotyczących tego rozwinięcia opisałem w preprintcie z 1964 r., który wysłałem do druku. Recenzent zaproponował, bym wyjaśnił to rozwinięcie na przykładzie modelu Thirringa. Niestety, gdy sprawdziłem przypadek modelu Thirringa, okazało się, że choć dla modelu tego istniało rozwinięcie dla małych odległości [38], moje reguły określające zachowanie się współczynnikowych funkcji były zupełnie błędne w obszarze silnego sprzężenia. Preprint odłożyłem więc na bok i czekałem na rozwiązanie problemu.

Nadal myślałem o teorii pól mezonowych ze stałymi źródłami, której się nauczyłem jeszcze jako doktorant. Zastosowałem moją analizę diagramów Feynmana w przypadku modelu ze stałym źródłem dla pewnych dużych i niezbyt dużych pędów. Zorientowałem się, że wyniki, jakie uzyskiwałem, stawały się znacznie jaśniejsze jeśli dokonałem uproszczenia samego modelu ze stałym źródłem. Uproszczenie to polegało na zastąpieniu kontinuum przestrzeni pędów przez warstwy pędów [39]. Innymi słowy dokonywałem eliminacji wszystkich pędów oprócz tych, które znajdowały się w dobrze oddzielonych od siebie warstwach, np. $1 \leq |k| \leq 2$, $A \leq |k| \leq 2A$, $A^2 \leq |k| \leq 2A^2$, ... $A^n \leq |k| \leq 2A^n$ itd., gdzie A jest pewną dużą liczbą.

Model ten można było rozwinąć perturbacyjnie w sposób zupełnie odmienny od metod dotychczas stosowanych w teorii pola. Dla każdej warstwy skala energii bardzo się od siebie różniły. Dla n -tej warstwy skala energii była bowiem rzędu A^n . Naturalną procedurą było więc jako hamiltonian niezaburzony wziąć hamiltonian odpowiadający warstwie największych pędów. Wyrazy dotyczące warstw z mniejszymi pędami można było uważać za zaburzenie. W każdej warstwie hamiltonian zawierał zarówno energię swobodnego mezonu jak i człony z oddziaływaniami. Ta nowa metoda perturbacyjna nie opierała się więc ani na słabych, ani na silnych zaburzeniach.

Wykazałem, że jeśli rozpatruje się n warstw pędowych i wyznacza się stan podstawowy hamiltonianu niezaburzonego dla n -tej warstwy, to moja metoda perturbacyjna prowadzi do konstrukcji efektywnego hamiltonianu dla pozostałych $n-1$ warstw. Ten

nowy hamiltonian dla $n-1$ warstw ma postać identyczną jak hamiltonian wyjściowy z tym, że stała sprzężenia mezon-nukleon g ma zrenormalizowaną (tj. zmodyfikowaną) wartość. Modyfikacja ta polegała na wprowadzeniu czynnika zawierającego nietrywialny element macierzowy stanu podstawowego hamiltonianu dla n -tej warstwy [39].

Praca ta była dla mnie prawdziwym przełomem. Po raz pierwszy znalazłem naturalną podstawę dla analizy metodą grupy renormalizacji, a mianowicie: rozwiązanie i wyeliminowanie z problemu jednej skali pędów.

Wciąż jeszcze było wiele do zrobienia, ale już nie zajmowałem się błahostkami. Moje idee o renormalizacji przypominały teraz analizę elektrodynamiki kwantowej dokonaną przez Dysona [40]. Dyson twierdził, że renormalizację w elektrodynamice kwantowej powinno się przeprowadzać w ten sposób, by rozwiązanie problemu niskich energii było poprzedzone rozwiązaniem i eliminacją zagadnienia wysokich energii. Szczegółowo studiowałem prace Dysona, ale nie byłem w stanie ich wykorzystać [41].

Po uzyskaniu tych wyników intensywnie myślałem nad pytaniem „czym jest teoria pola”. Jako przykład rozpatrywałem oddziaływanie ϕ^4 pola skalarnego (w problemie tym równania są identyczne jak w modelu Landaua-Ginzburga skonstruowanym dla analizy punktu krytycznego [14] i dyskutowanym w moich artykułach z 1971 r.). W latach sześćdziesiątych często wykladałem mechanikę kwantową i byłem wtedy pod dużym wrażeniem, jak łatwo jest zrozumieć proste układy kwantowe. Pierwszy krok polega na jakościowej analizie opartej na minimalizowaniu energii (zadanej przez hamiltonian) przy użyciu zasady nieoznaczoności. Drugi krok mógłby być obliczeniem wariacyjnym z funkcjami falowymi zbudowanymi na podstawie jakościowych informacji uzyskanych w kroku pierwszym. Krok końcowy (dla osiągnięcia dużej dokładności) byłby obliczeniem numerycznym, w którym wyniki o wysokiej dokładności uzyskuje się przy pomocy komputera. Miałem wrażenie, że teorię pola powinno się zrozumieć w ten sam sposób.

Uświadomiłem sobie, że muszę pomyśleć o stopniach swobody, które składają się na teorię pola. Problem rozwiązania teorii typu ϕ^4 polegał na tym, że człon energii kinetycznej w hamiltonianie (zawierający $(\nabla\phi)^2$) był diagonalny tylko w składowych fourierowskich ϕ_k pola, natomiast wyraz ϕ^4 był diagonalny wyłącznie względem samego pola $\phi(x)$. Dlatego też szukałem kompromisowej reprezentacji, w której i człon kinetyczny i człon z oddziaływaniem byłyby przynajmniej w przybliżeniu diagonalne. Chciałem rozwinąć pole $\phi(x)$ w szereg takich funkcji falowych, które zajmowałyby najmniejszy obszar zarówno w przestrzeni pędów jak i położeń, a więc funkcji, które zajmowałyby najmniejszą objętość w przestrzeni fazowej. Zasada nieoznaczoności określa dolną granicę tej objętości. W odpowiednich jednostkach objętość ta wynosi 1. Przestrzeń fazową wyobrażałem sobie jako podzieloną na bloki o jednostkowej objętości. Analiza oparta na warstwach pędowych pozwalała wysnuć wniosek, że przestrzeń pędów trzeba podzielić w skali logarytmicznej. Oznacza to, że każdej objętości w przestrzeni pędów powinna odpowiadać powłoka podobna do uprzednio zdefiniowanej warstwy z tym, że nie wolno opuścić żadnego zakresu pędów. Powłoki muszą być więc zadane przez np. ..., $1 < |k| < 2$, $2 < |k| < 4$, itd. Z uwagi na translacyjną niezmienniczość, dla zadanej powłoki pędu bloki w przestrzeni położeń powinny mieć jednakowy rozmiar, wyznaczając w ten sposób prostą sieć bloków. Dla różnych powłok pędowych bloki w przestrzeni położeń mają różne rozmiary.

Gdy próbowałem badać ten hamiltonian, daleko nie zaszedłem. Stało się jasne, że wyrazy odpowiadające niewielkim pędom powinny stanowić zaburzenie wyrazów odpowiadających dużym pędom, ale szczegóły rachunku perturbacyjnego były zbyt skomplikowane. W dodatku moja analiza była zbyt przybliżona, by wydobyć z niej fizykę silnie relatywistycznych cząstek, którą ten teoriopułowy hamiltonian powinien zawierać [42].

Z tego sposobu przedstawiania hamiltonianu nauczyłem się jednak, że hamiltonian powinien mieć obcięcie przy pewnej dużej ale skończonej wartości k . W przeciwnym wypadku nie miało to żadnego sensu. Wprowadzenie obcięcia sprowadzało mnie do badania teorii na sieci, gdzie sieć odpowiadała w przybliżeniu blokom w przestrzeni położeń określonym dla skali największego pędu. Dokładniej biorąc, sensowna procedura zdefiniowania teorii na sieci polegała na określeniu takich komórek w przestrzeni fazowej, które pokrywają całą obciętą przestrzeń pędów. W tym wypadku istniałby tylko jeden zbiór bloków w przestrzeni położeń, co z kolei określa sieć w przestrzeni położeń, na której można zdefiniować pole ϕ . Wywnioskowałem stąd, że dla zrozumienia teorii pól kwantowych muszę najpierw zrozumieć teorie pól kwantowych na sieci.

Wypróbowałem różne pomysły i myśląc o tym „czym jest teoria pola”, doszedłem do wniosku, że bardzo pomocnym jest żądanie, by poprawnie sformułowana teoria pola prowadziła do równań, które można rozwiązać przy użyciu komputera. Byłoby to podobne do numerycznego sposobu rozwiązywania zwykłego równania różniczkowego, tzn. uzyskiwania rozwiązania o dowolnie wysokiej dokładności kosztem wystarczająco długich czasów komputerowych. W latach sześćdziesiątych było jednak jasne, że konieczne tu moce komputerowe nie były w praktyce osiągalne. Jedyne, co mogłem zrobić, to przełożyć proste zadania dotyczące pól swobodnych na skończonych sieciach.

Dużą część lata 1966 r. spędziłem w Aspen. Będąc tam dokonałem wreszcie tego, co obiecywałem już sobie od czasów doktoranckich. Przeanalizowałem mianowicie dokładnie rozwiązanie Onsagera dla dwuwymiarowego modelu Isinga. Rozwiązanie to czytałem w tłumaczeniu, gdyż studiowałem wersję teoriopułową tego rozwiązania, w postaci przedstawionej przez Lieba, Mattisa i Schultza [43].

Gdy rozpocząłem studia doktoranckie, wykonałem instrukcje, jakich udzielił mi mój ojciec, i zapukałem zarówno do drzwi Murraya Gell-Manna jak i Feynmana i zapytałem się ich czym się zajmowali. Murray napisał wzór na sumę statystyczną dla trójwymiarowego modelu Isinga i powiedział, że byłoby ładnie, gdybym ten problem mógł rozwiązać (a przynajmniej tak pamiętam tę rozmowę). Feynman zaś odpowiedział, że „niczym”. Później Jon Mathews wytłumaczył mi niektóre z chwytów Feynmana użytych do odtworzenia rozwiązania dwuwymiarowego modelu Isinga. Nie rozumiałem tego, co mówił Jon, ale wtedy właśnie obiecałem sobie zagadnienie to zrozumieć. Zanim udałem się do Aspen byłem na seminarium, które Ben Widom wygłaszał w Uniwersytecie Cornella. Widom przedstawiał swoje równanie stanu [23] oparte na hipotezie skalowania. Zaintrygował mnie brak jakichkolwiek podstaw teoretycznych dla tego, co Widom napisał. W tym czasie nie zdawałem sobie sprawy ze stanu prac o zjawiskach krytycznych ani jak ważkim osiągnięciem była praca Widoma.

Gdy przedzierałem się przez artykuł Mattisa, Lieba i Schultza uświadomiłem sobie, że idee grupy renormalizacji powinny znaleźć zastosowanie w dziedzinie zjawisk krytycznych. Myśl tę przedyskutowałem z kilkoma fizykami ciała stałego, którzy również

przebywali w Aspen. Poinformowano mnie, że wyprzedził mnie Leo Kadanoff i że powinienem obejrzeć jego preprint [30].

Idea Kadanoffa polegała na tym, by w pobliżu punktu krytycznego rozważać bloki momentów magnetycznych, zawierających np. $2 \times 2 \times 2$ atomów. Blok taki powinien zachowywać się tak, jak pojedynczy efektywny moment magnetyczny. Te efektywne momenty oddziaływałyby ze sobą podobnie jak w układzie wyjściowym, tj. ze sprzężeniami najbliższych sąsiadów. Jedyna różnica polegałaby na tym, że układ bloków miałby inną efektywną temperaturę i inne zewnętrzne pole magnetyczne niż układ momentów wyjściowych. Ogólniej, momenty efektywne tworzyłyby sieć o dowolnej stałej sieci, będącą L -tą wielokrotnością stałej sieci układu wyjściowego. Według Kadanoffa rozpatrywać należy zależne od L zmienne T_L i h_L , odpowiadające temperaturze i polu magnetycznemu, przy czym T_{2L} i h_{2L} powinny być analitycznymi funkcjami T_L i h_L . W punkcie krytycznym T_L i h_L miałyby stałe, a więc niezależne od L , wartości. Na podstawie tej hipotezy Kadanoff mógł wyprowadzić prawa skalowania uzyskane przez Widoma [23], Fishera, itd. [24].

Moje myśli o teoriach pola na sieci połączyły się teraz z rozważaniami o zjawiskach krytycznych. Nauczyłem się euklidesowej kwantowej teorii pola (z urojonym czasem) i poznałem metodę „macierzy przejścia” dla modeli w mechanice statystycznej. Stwierdziłem, że istnieje bliska analogia pomiędzy tymi dwoma zagadnieniami (por. pracę [17]. Dowiedziałem się, że aby teoria pola była relatywistyczna, odpowiadająca jej teoria statystyczno-mechaniczna musi mieć dużą długość korelacji, tzn. układ powinien być w pobliżu punktu krytycznego. Studiowałem przybliżenie silnego oddziaływania w teorii pola ϕ^4 zaproponowane przez Schiffa [44]. Doszedłem do wniosku, że Schiff pomijał efekty renormalizacji. Po uwzględnieniu tych efektów przybliżenie silnego sprzężenia nie było już takie łatwe, jak autor głosił. Myślałem o implikacjach teorii skalowania Kadanoffa, Widoma i in. w odniesieniu do kwantowej teorii pola. Rozpatrywałem także niezmienniczość rozwiązań modelu Thirringa [8] względem zmiany skali i dyskusję Kastupa i Macka niezmienniczości względem skali w kwantowej teorii pola [45]. Idee te sugerowały, że niezmienniczość względem zmiany skali byłaby spełniona, przynajmniej dla małych odległości, ale operatory pola musiałyby zawierać nietrywialne potęgi skali odległości, co odpowiada nietrywialnym wykładnikom w zjawiskach krytycznych. Przerobiłem moją teorię rozwinąć dla małych odległości w oparciu o te idee skalowania i wyniki opublikowałem [46]. Nie wyglądało na to, by moja teoria pasowała do głównych idei doświadczalnych o zachowaniu na małych odległościach (wywodzących się z analizy głęboko nieelastycznego rozpraszania elektronów wymyślonej przez Bjorkena i Feynmana [47]). Nie martwiłem się tym, gdyż problemu tego dobrze nie rozumiałem.

Wróciłem do teorii pola mezonowego ze stałymi źródłami i do przybliżenia warstw pędowych. Dokonałem kolejno uproszczenia modelu i przeprowadziłem analizę perturbacyjną w dokładniejszy sposób. Czynniki A , który rozdziela warstwy, w rzeczywistości nie byłby liczbą o dużej wartości ale wynosiłby 2. Stąd stosunek $1/A$ kolejnych skal energii równałby się $1/2$, co nie jest bardzo małą liczbą. Potrzebne więc było podejście perturbacyjne, które uwzględniałoby wszystkie rzędy względem $1/A$. Gdy skale niewielkich energii uwzględnione zostały we wszystkich rzędach względem skali największej energii, powstawał nieskończenie złożony hamiltonian efektywny o nieskończonej liczbie stałych

sprzężenia. Perturbacyjne wyeliminowanie pewnej skali energii prowadziło do nieskończenie skomplikowanego hamiltonianu. Jednak dla dostatecznie dużych λ byłem w stanie matematycznie ściśle kontrolować tworzące się hamiltoniany efektywne. Mimo obecności nieskończonej liczby sprzężeń, mogłem udowodnić, że wyższe rzędy teorii zaburzeń mają niewielki i dający się ograniczyć wpływ na hamiltoniany efektywne, nawet po dowolnie wielu iteracjach [48].

Praca ta pokazała mi, że transformacja grupy renormalizacji, której celem jest wyeliminowanie z problemu pewnej skali energii lub skali długości, czy czegokolwiek, może tworzyć efektywne oddziaływania z dowolnie dużą liczbą stałych sprzężenia i nie prowadzić przy tym do katastrofy. Formalizm grupy renormalizacji oparty na punktach stałych wciąż mógłby być poprawny. Co więcej, można było mieć nadzieję, że tylko niewielka skończona liczba tych sprzężeń byłaby istotna dla jakościowego opisu transformacji. Pozostałe sprzężenia miałyby znaczenie tylko w obliczeniach ilościowych. Innymi słowy, sprzężenia powinny mieć pewien rząd ważności i dla każdego wymaganego, ale zadanego, stopnia dokładności byłby potrzebny tylko skończony podzbiór sprzężeń. W moim modelu rząd ważności określało się poprzez rząd w rozwinięciu względem potęg $1/\lambda$. Doszedłem jednak do wniosku, że w przypadku oddziaływań na sieci, zwłaszcza dla modelu typu Isinga, naturalnego rzędu ważności dostarczy warunek lokalności — w każdej skończonej objętości sieci można określić tylko skończoną liczbę oddziaływań spinów Isinga. Zdecydowałem, że uwypuklenie roli sprzężeń pomiędzy najbliższymi sąsiadami w modelu Isinga, jak to czyni Kadanoff [30], należy przeformułować w następujący sposób: sprzężenie pomiędzy najbliższymi sąsiadami będzie najważniejsze, gdy jest to najbardziej zlokalizowane sprzężenie jakie można zdefiniować, ale inne sprzężenia w kadanoffowskich hamiltonianach dla „spinów blokowych” również będą występować. Rozsądna procedura obcinania liczby tych sprzężeń polegałaby na rozważaniu skończonego obszaru, zawierającego powiedzmy 3^3 lub 4^3 węzłów sieci, i na uwzględnianiu tylko tych wielospinowych sprzężeń, które w obszarze tym można zdefiniować (plus translacje i obroty tych sprzężeń).

Wszystkie transformacje grupy renormalizacji, jakie dotychczas znałem, dotyczyły ustalonej liczby sprzężeń: w przypadku teorii Gell-Manna i Lova występował tylko ładunek elektryczny e_2 , a w przypadku rozważanym przez Kadanoffa efektywna temperatura i pole zewnętrzne. Na wiele sposobów próbowałem uzyskać transformacje tylko dla tej ustalonej liczby sprzężeń, ale bezskutecznie. Zdefiniowanie transformacji grupy renormalizacji stało się proste, gdy uwolniłem się od tego ograniczenia. Trudność problemu polegała na znalezieniu takiej przybliżonej postaci tych transformacji, która nadawała się do wykonywalnych obliczeń. Obecnie istnieje już pewna liczba takich transformacji grupy renormalizacji (zob. rozdz. 4 i zawarte tam odnośniki).

Na jesieni 1970 r. Ben Widom poprosił mnie, bym wygłosił referat o grupie renormalizacji na prowadzonym przez niego seminarium z mechaniki statystycznej. Widom był tym szczególnie zainteresowany, gdyż Di Castro i Jona-Lasinio zaproponowali, by zastosować teoriopólowy formalizm grupy renormalizacji do zjawisk krytycznych [49], a nikt w grupie Widoma nie był w stanie zrozumieć artykułu Di Castro i Jona-Lasinii. Podczas wykładania ogólnych idei punktów stałych itp. uświadomiłem sobie, że dobrze by było przedstawić przeliczalny przykład, nawet jeśli przykład ten nie byłby dokładny

czy fizycznie poprawny. Analizę opartą na obrazie komórek w przestrzeni fazowej zastosowałem zatem do modelu punktu krytycznego zaproponowanego przez Landaua i Ginzburga i próbowałem analizę tę uprościć tak, by uzyskać równanie, które się daje rozwiązać. Nie wymagając specjalnej dokładności, próbowałem po prostu zachować istotę obrazu komórek w przestrzeni fazowej. W ten sposób uzyskałem związek rekurencyjny w postaci nieliniowej transformacji całkowitej, działającej na funkcję jednej zmiennej. Równanie to mogłem rozwiązać, iterując tę transformację na komputerze [50]. Z tego związku rekurencyjnego potrafiłem wyznaczyć wartości wykładników krytycznych. Jednocześnie mogłem wykazać (przynajmniej częściowo), że transformacja ma punkt krytyczny i że z formalizmu punktu stałego wynikała teoria skalowania zjawisk krytycznych, jaką zaproponowali Widom i in. Dwa artykuły z 1971 r. o grupie renormalizacji przedstawiają właśnie te wyniki.

Kilka miesięcy później pokazywałem Michaelowi Fisherowi pewne wyniki numeryczne uzyskane ze związku rekurencyjnego. Razem wtedy doszliśmy do wniosku, że badany przeze mnie nietrywialny punkt stały stawał się trywialny w przestrzeni czterowymiarowej. Badanie otoczenia czterech wymiarów powinno być więc nieskomplikowane. Wymiar d w prosty sposób występował w związku rekurencyjnym jako parametr, toteż wykonanie obliczeń było proste. Michael i ja opublikowaliśmy list [51] przedstawiający wyniki tych rachunków. Niemal natychmiast stało się jasne, że podobną analizę można zastosować do pełnego modelu Landaua-Ginzburga bez wprowadzania przybliżeń występujących przy wyprowadzaniu związku rekurencyjnego. Obecność małego współczynnika przy wyrazie z ϕ^4 upraszczała zagadnienie. Można więc było zastosować rozwinięcie na diagramy Feynmana. Spożytkowałem moje teoriopolewe wykształcenie, by wyliczyć diagramy, i moje rozumienie formalizmu punktu stałego w grupie renormalizacji, by określić sposób wykorzystania obliczonych diagramów. Wyniki opublikowałem w drugim liście na początku 1972 r. [52]. Wynikłą stąd eksplozję badań omawiam w rozdz. 4.

Gdy kończyłem swoje prace, w dziedzinie tej pracowali już niezależnie i inni fizycy. Związek pomiędzy zjawiskami krytycznymi i kwantową teorią pola stwierdzili Gribow, Migdał i Polakow [53] oraz fizycy pracujący w aksjomatycznej teorii pola, jak Symanzik [54]. T. T. Wu [55] pracował i nad teorią pola i nad modelem Isinga. Larkin i Chmielnicki zastosowali teoriopolewą grupę renormalizacji Gell-Manna i Lova do zjawisk krytycznych w czterech wymiarach i do szczególnego przypadku jednoosiowego ferromagnetyka w trzech wymiarach [56]. W obu tych sytuacjach uzyskali oni logarytmiczne poprawki do teorii Landaua. Dyson sformułował trochę sztuczny „hierarchiczny” model przejścia fazowego, który można było ściśle rozwiązać za pomocą związku rekurencyjnego w postaci jednowymiarowej całki [57]. Związek ten był niemal identyczny ze związkiem rekurencyjnym opublikowanym później przez mnie w pracy z 1971 r. Anderson [5] opracował prostą ale przybliżoną procedurę eliminacji skal pędowych w problemie Kondo, uprzedzając moją własną pracę o problemie Kondo (zob. rozdz. 4). Wielu teoretyków ciała stałego próbowało zastosować rozwinięcia diagramatyczne do zjawisk krytycznych. W szczególności Abe [55] oraz Scalapino i Ferrell [59] opracowali podstawy diagramatycznej analizy modeli o dużej liczbie stopni swobody dla dowolnego wymiaru. (Stanley [60] rozwiązał już graniczny przypadek nieskończonej liczby stopni swobody). Kadannoff prowadził wyczerpujące badania modelu Isinga [61], dla którego odkrył rozwinięcie

dla małych odległości, podobne do mego rozwinięcia w teoriach pola. Ułamkowe wymiary w zjawiskach krytycznych rozważano już wcześniej [62]. Przedłużenie diagramów Feynmana na niecałkowite wymiary weszło do kwantowej teorii pola, by wprowadzić niezmienniczą względem cechowania procedurę regularyzacji dla nieabelowych teorii z cechowaniem [63]; stało się to niemal jednocześnie z wykorzystaniem tego przedłużenia do rozwinięcia względem ϵ .

Pod koniec lat sześćdziesiątych Migdał i Polakow [64] rozwinęli „samozgodny” (ang. *bootstrap*) opis zjawisk krytycznych oparty na rozwinięciu względem szkieletowych diagramów Feynmana, przy czym wszystkie parametry, w tym sam parametr rozwinięcia, można było uzyskać w sposób samozgodny. Autorzy ci nie byli w stanie rozwiązać równań tej teorii z uwagi na skomplikowany charakter tych równań. Ale po odkryciu rozwinięcia względem ϵ wokół czterech wymiarów, Mack pokazał, że równania te można rozwiązać w najniższym rzędzie względem ϵ [65]. Gdyby w 1971 roku nie przedstawiono idei grupy renormalizacji, to samozgodna analiza Migdała i Polakowa byłaby wtedy najbardziej obiecującą metodą osiągnięcia dalszego zrozumienia zjawisk krytycznych. Niestety metody grupy renormalizacji okazały się być zarówno łatwiejsze jak i wszechstronniejsze i teorii samouzgodnienia poświęca się dziś niewiele uwagi.

Teoria samouzgodnienia rozwiązała problem, którego, mimo prób, nie udało mi się dotąd rozwiązać, a mianowicie urzeczywistniła marzenie Gell-Manna, Lova i Kadannoffa o punkcie stałym dla tylko jednego lub dwóch sprzężeń — w teorii Migdała i Polakowa występowała tylko jedna stała sprzężenia. Doszedłem jednak do wniosku, że podejście samozgodne jest nie do przyjęcia, gdyż zanim odkryto rozwinięcie względem ϵ nie istniało żadne formalne uzasadnienie obcięcia diagramów szkieletowych do skończonej liczby wyrazów. Ponadto diagramy szkieletowe były zbyt skomplikowane, by taki sposób obcięć sprawdzić poprzez rzeczywiste i bezpośrednie obliczenie dużej liczby diagramów. Nawet dzisiaj, gdy przeglądam zagadnienia, które nie zostały dotąd rozwiązane metodami grupy renormalizacji czy rozwinięcia względem ϵ , nadal brakuje mi entuzjazmu dla podejścia samozgodnego z uwagi na problem zbieżności rozwinięcia szkieletowego, choć zbieżności tego rozwinięcia nigdy w rzeczywistości nie sprawdzono. Tymczasem grupa renormalizacji przeprowadzana metodą Monte Carlo [66] stworzyła niedawno możliwość używania małej liczby sprzężeń w dosyć efektywny i nieperturbacyjny sposób (zob. rozdz. 4).

Nie znam żadnych innych niezależnych prac, w których z pierwszych zasad próbuje się zrozumieć grupę renormalizacji w odniesieniu do teorii pola lub zjawisk krytycznych, gdy w zadanym kroku rozpatruje się jedną skalę długości. Nie znam też prac sugerujących sformułowanie grupy renormalizacji w taki sposób, by w pośrednich krokach analizy dopuścić dowolnie wiele sprzężeń.

4. Wyniki po 1971 r.

Po 1972 r. nastąpił rozkwit zarówno badań grupy renormalizacji jak i rozwinięcia względem ϵ . Niemożliwe jest dokonanie przeglądu wszystkich prac jakie się od tego czasu ukazały. Pod koniec spisu literatury załączyłem listę artykułów i książek przeglądowych,

w których można znaleźć szczegółowe informacje. Tutaj omówię wybrane najważniejsze wyniki i przedstawię kilka myśli dotyczących przyszłości. „Rozwinięcie względem ε ” w okolicy przestrzeni czterowymiarowej dało rozsądne wyniki jakościowe w odniesieniu do układów trójwymiarowych. Pozwoliło ono zbadać znacznie większą liczbę szczegółów zachowania w pobliżu punktu krytycznego niż było to uprzednio możliwe na poziomie teorii pola średniego. Podstawowy punkt krytyczny charakteryzują dwa parametry: wymiar d i liczba wewnętrznych składowych n . Wiele wysiłku włożono w wyznaczenie zachowania w pobliżu punktu krytycznego jako funkcji d i n . Rozwinięcie względem ε , jakie Brézin, Le Guillou, Zinn-Justin [67] i Nickel [68] przeprowadzili do bardzo wysokich rzędów, doprowadziło do dokładnych wyników dla $d = 3$ [69, 70]. Szerzej zbadano granicę dużego n i rozwinięcie względem $1/n$ [71]. Polakow [72] opracował nowe rozwinięcie dla wymiaru $2 + \varepsilon$ i $n > 2$. Dla $n = 1$ istnieje rozwinięcie dla $d = 1 + \varepsilon$ [73]. Wyznaczono pełne równanie stanu w obszarze krytycznym za pomocą rozwinięcia względem ε [74] i względem $1/n$ [75]. De Gennes wykazał, że szczególny przypadek $n = 0$ opisuje problem wyłączonej objętości w zagadnieniach konfiguracji polimerów i błędzeń przypadkowych [76]. Poprawki do skalowania pierwszy rozważał Wegner [77]. Do najnowszych prac należy artykuł Aharony’ego i Ahlersa [78].

Oprócz dokładnej analizy podstawowego punktu krytycznego badano także inne rodzaje punktów krytycznych i zachowań krytycznych. Riedel i Wegner [79] badali zachowanie wokół punktu trójkrytycznego, dla którego okazało się, że teoria Landaua załamuje się w trzech a nie w czterech wymiarach [80]. Analizowano też ogólne punkty wielokrytyczne [81]. Zajmowano się siłami dipolowymi [82], innymi siłami długi zasięgowymi [83], zaburzeniami o symetrii sześcienniej i anizotropiami [84, 85]. Wiele wysiłku włożono w badania problemów dynamiki zachowania krytycznego [86]. Przejścia cieczerkryształ analizowali Halperin, Lubensky i Ma [87].

Nastąpił spory postęp w rozumieniu szczególnych właściwości dwuwymiarowych punktów krytycznych, mimo że przestrzeń dwuwymiarowa jest zbyt oddalona od czterowymiarowej, by rozwinięcie względem ε miało praktyczną wartość. Twierdzenie Mermina-Wagnera [88] zapowiadało istnienie skomplikowanego uporządkowania dwuwymiarowego w obecności symetrii ciągłych. Liczba ściśle rozwiązywalnych modeli uogólniających model Isinga rośnie systematycznie [89]. Kosterlitz i Thouless [90], po wcześniejszych pracach Bereznińskiego [91], otworzyli drogę do zastosowań grupy renormalizacji w układach dwuwymiarowych. Kosterlitz i Thouless analizowali przejście do uporządkowania o charakterze topologicznym w 2-wymiarowym modelu $X - Y$. W modelu tym występuje szczególny punkt krytyczny, który styka się z linią krytyczną przebiegającą po stronie niskich temperatur. Z dalszych prac wymienimy artykuły Joségo i in. [93] oraz Fröhlicha i Spencera [93, 94]. Kadanoff i Brown [95] wyjaśnili ogólne związki pomiędzy pewnymi modelami dwuwymiarowymi. Niesłychanie interesującym od niedawna problemem jest topnienie w przestrzeni dwuwymiarowej [96]. Spośród uogólnień modelu Isinga wiele uwagi poświęcono 3- i 4-stanowemu modelowi Potts’a. Trójstanowy model Potts’a ma w teorii pola średniego przejście pierwszego rzędu i stosowne jest tu rozwinięcie względem ε wokół przestrzeni sześciowymiarowej [97]. Natomiast w dwóch wymiarach przejście jest drugiego rzędu. Czterostanowy model Potts’a w przestrzeni dwuwymiarowej zachowuje się w wyjątkowy sposób (z uwagi na istnienie „zmiennnej granicznej”), co stanowi poważne

wyzwanie dla przybliżonych metod grupy renormalizacji. Niedawno osiągnięto znaczny postęp w rozumieniu tego modelu [98].

Wiele badań poświęcono zachowaniu krytycznemu lub uporządkowaniu w układach przypadkowych, takich jak rozrzedzone magnetyki, szkła spinowe i układy z przypadkowymi polami zewnętrznymi. Lacour-Gayet i Toulouse [99] oraz Imry, Ma, Grinstein i Aharony [100] a także Young [101] odkryli, że układy przypadkowe mają cechy układów zwykłych w przestrzeniach o wymiarze większym o 2. Pogląd ten potwierdzili Parisi i Sourlas [102] w znakomitej pracy wykorzystującej idee „supersymetrii” z kwantowej teorii pola [103]. „Metoda replik”, często stosowana w analizie układów przypadkowych [104], polega na przechodzeniu do granicy $n \rightarrow 0$, podobnej do granicy De Gennesa określającej błędnie przypadkowe [76]. Wokół możliwości wykonywania tych przejść granicznych nagromadził się szereg poważnych wątpliwości. Innym ciekawym odkryciem jest istnienie rozwinięcia względem $\varepsilon^{1/2}$, co stwierdzili Chmielnicki oraz Grinstein i Luther [105].

Grupa renormalizacji znalazła ważne zastosowanie w problemach perkolacji [106], lokalizacji elektronu i przewodnictwa w ośrodkach przypadkowych [107], przejść strukturalnych i punktów krytycznych „Lifszica” [108] oraz powierzchni rozgraniczającej dwie fazy [108].

W wielu badaniach nad rozwinięciem względem ε stosowano wyłącznie technikę diagramów Feynmana: obliczenia wysokich rzędów wykorzystywały teorię Gell-Manna i Lowa w ujęciu Callana-Symanzika [110]. Szczególne techniki obliczania diagramów zaproponował Nickel [68], a Lipatow [111] jako pierwszy przedstawił przybliżone wzory dla wysokich rzędów teorii zaburzeń. W przypadku wyrazów najniższych rzędów dobre wyniki dawały inne techniki diagramowe, np. Mack [65] rozwiązał problem samouzgodnienia Migdała i Polakowa w pierwszym rzędzie względem ε .

W ostatnich latach grupa renormalizacji również silnie się rozwinęła. Wegner [77, 112, 113] w znacznej mierze wzmocnił formalizm grupy renormalizacji. Wiele prac o charakterze praktycznym i formalnym [114] opierało się na przybliżonym związku rekurencyjnym wprowadzonym w 1971 r. Migdal i Kadanoff [115] opracowali inny przybliżony sposób uzyskiwania związków rekurencyjnych (oparty na technikach „przesuwania wiązań”), który w przestrzeni dwuwymiarowej jest ścisły. Niemeijer i Van Leeuwen [116] wprowadzili metodę grupy renormalizacji w przestrzeni położeń. Metoda ta od tego czasu bardzo się rozwinęła [117, 118]. Najprostszą transformacją w przestrzeni położeń jest procedura „przerzedzania spinów”, którą wprowadził Kadanoff [119, 230]. W procedurze tej, mówiąc skrótowo, ustala się wartości wybranych spinów, a wysumowuje się stany odpowiadające pozostałym spinom, co prowadzi do efektywnego oddziaływania pomiędzy spinami ustalonymi.

Metoda przerzedzania spinów była bardzo skuteczna w dwóch wymiarach, gdzie ustalało się spiny na co drugich przekątnych kwadratowych sieci [119]. Inne sformułowania grupy renormalizacji w przestrzeni położeń [116, 117] polegały na rozpatrywaniu jąder całkowych wyznaczających spiny blokowe poprzez sumy spinów w bloku (blok może być trójkątem, kwadratem, sześcianiem, węzłem sieci z najbliższymi sąsiadującymi węzłami, czy jeszcze czymś innym).

Wiele wczesnych zastosowań grupy renormalizacji w przestrzeni położeń prowadziło

do przypadkowych wyników — czasami wyniki były zdumiewająco dobre, a czasami były bezużyteczne. Metod tych nie można było stosować do zupełnie nowego problemu z uwagi na niepewność co do słuszności uzyskanych wyników. Kłopot polegał na tym, że w obliczeniach praktycznych wprowadza się zazwyczaj poważne przybliżenia; oddziaływania, które w zasadzie zawierały tysiące parametrów, przybliżało się drogą obcinania liczby parametrów do kilku. W dodatku, gdy skonstruowanie transformacji w przestrzeni położeń wymagało sumowania (lub całkowania) po setkach stopni swobody, wprowadzono bardzo uproszczone metody obliczeń. Godnym uwagi wyjątkiem jest **ściśle** rozwiązywalna różniczkowa transformacja grupy renormalizacji wprowadzona przez Hilhorsta i Van Leeuwena. Transformację tę można wyprowadzić niestety tylko w wypadku niektórych modeli dwuwymiarowych [121, 122].

Pojawiły się dwie ogólne metody, w których nie wprowadza się poważnych obcięć liczby parametrów i w związku z tym na ich wynikach można polegać. Po pierwsze wykonałem faktyczne obliczenia dla dwuwymiarowego modelu Isinga, korzystając z kadanoffowskiej procedury przerzedzania spinów [119, 120] (tak jak ją uogólnił Kadanoff). Uwzględniłem wiele (418) parametrów oddziaływań i sumy po spinach wykonywałem dla bardzo dużej skończonej sieci. Uzyskane przeze mnie wyniki były bardzo dokładne i całkowicie potwierdziły moją hipotezę, że najważniejsze są tylko najbardziej lokalne sprzężenia. Co ważniejsze, wyniki te można było zoptymalizować korzystając z pewnej **zasady optymalizacji**. W kadanoffowskiej transformacji przerzedzania spinów punkt stały zależy od jednego dowolnego parametru; najlepszą wartość tego parametru można było ustalić z rozważań wewnętrznej spójności. Skomplikowane obliczenia, w których pojawić się mogą duże błędy, stają się najbardziej efektywne, gdy można skorzystać z zasady optymalizacji i gdy istnieją parametry podlegające optymalizacji [123]. Tego rodzaju badań nikt nie kontynuował, co często się zdarza, gdy w grę wchodzi obliczenia numeryczne na ogromną skalę. Okazało się, że grupa renormalizacji metodą Monte Carlo [66], opracowana niedawno przez Swendsena, przeze mnie, Shenkera i Tobochnika (zob. także Hilhorst i Van Leeuwen [121], prowadzi do bardzo dokładnych rezultatów. Metoda ta wkrótce zastąpi zarówno rozwinięcia wysokotemperaturowe, jak i rozwinięcie względem ε jako najdokładniejsze źródło danych o trójwymiarowym modelu Isinga. Grupa renormalizacji metodą Monte Carlo ma obecnie największe sukcesy w wypadku problemów dwuwymiarowych, gdzie wymagania co do czasu komputerowego są mniejsze: z sukcesem zastosowano ją do modeli trójkrytycznych i do czterostanowego modelu Potts'a [124]. Natomiast rozwinięcie względem ε jest w problemach dwuwymiarowych zupełnie bezużyteczne. Niestety jednak żadna z metod w przestrzeni położeń nie dostarczyła jeszcze szczegółowych informacji o funkcjach korelacji itp. które łatwo można obliczyć metodą rozwinięcia względem ε .

Poważny problem z transformacjami grupy renormalizacji (czy w przestrzeni położeń, czy pędów) polega na tym, że nie ma żadnych gwarancji, że transformacje te prowadzą do punktu stałego. Bell i ja [125] oraz, w bardziej ogólny i elegancki sposób, Wegner [113] wykazali, że dla pewnych transformacji grupy renormalizacji iterowanie punktu krytycznego nie prowadzi do punktu stałego. Zamiast punktu stałego uzyskuje się przypuszczalnie oddziaływania o coraz dłuższym zasięgu. Nie znana jest żadna zasada zabraniająca tej możliwości, co wykazał Kadanoff przy wykorzystaniu swej procedury

przerzedzania spinów [120]. Proste przybliżenia dokonane w transformacji mogą mylnie prowadzić do punktu stałego, choć pełna transformacja do punktu stałego nie prowadzi. W mojej analizie dwuwymiarowego modelu Isinga miałem procedury sprawdzające samozgodność, które natychmiast sygnalizowały, czy długi zasięgowe siły spoza 418 oddziaływań stają się istotne. Nie wiadomo jeszcze, w jaki sposób brak punktu stałego uwiadczenia się w grupie renormalizacji przeprowadzonej metodą Monte Carlo. Na ostrożność konieczną w zastosowaniu metod grupy renormalizacji w przestrzeni położeń zwrócili uwagę Griffiths i inni [126].

Istnieje niejasny związek pomiędzy ideami skalowania w zjawiskach krytycznych a teorią „fraktali” Mandelbrota — teorią skalowania nieregularnych struktur geometrycznych (takich jak linie brzegowe) [127].

Metody grupy renormalizacji zastosowano także do zagadnień spoza dziedziny zjawisk krytycznych. Przykładem jest tu problem Kondo. Pierwsze prace analizujące ten problem metodą grupy renormalizacji opublikowali Anderson [5] oraz Fowler i Zawadowski [128]. Przeprowadziłem bardzo dokładne badania hamiltonianu Kondo, posługując się grupą renormalizacji [129]. W coraz mniejszych skalach energii pojawiały się efektywne hamiltoniany o coraz większej liczbie sprzężeń. Wykorzystałem tu metodologię, jakiej się nauczyłem z teorii pola mezonowego ze stałymi źródłami. W wyniku tych obliczeń uzyskałem podatność w zerowej temperaturze z dokładnością do 1%, co później potwierdziło ściśle rozwiązanie zagadnienia dokonane przez Andreia i Wiegmana [7]. Metody grupy renormalizacji zastosowano też do innych hamiltonianów, głównie dla układów jednowymiarowych [130]. W wypadku układów wielowymiarowych i licznych układów jednowymiarowych hamiltoniany efektywne zawierają zbyt wiele stanów, by dało się coś z nimi teraz zrobić.

Grupa renormalizacji odegrała kluczową rolę w powstaniu chromodynamiki kwantowej — współczesnej teorii kwarków i sił jądrowych. Politzer, Gross i Wilczek [131] korzystali z oryginalnej teorii Gell-Manna i Lowa [29] i jej odmiany zaproponowanej przez Callana i Symanzika [110], by pokazać, że nieabelowe teorie z cechowaniem są asymptotycznie swobodne. Oznacza to, że sprzężenia na małych odległościach są słabe, ale rosną wraz ze zwiększeniem skali długości; jest teraz jasne, że jest to jedyny sensowny sposób jakościowego wyjaśnienia istnienia słabego sprzężenia, jakie uwiadczenia analiza wyników głęboko nieelastycznego rozpraszania elektronów (na protonach i neutronach), i silnego sprzężenia, o którym świadczy wiązanie się kwarków tworzących protony, neutrony, mezony, itd. [132]. Powinienem był przewidzieć ideę swobody asymptotycznej [133], ale tego nie zrobiłem. Chromodynamikę kwantową trudno niestety jest badać szczegółowo z uwagi na efekty silnego wiązania kwarków na odległościach jądrowych, których nie da się analizować metodami diagramowymi. Wprowadzenie teorii z cechowaniem na sieci przez Polakowa i przeze mnie [134], po pionierskiej pracy Wegnera [135], umożliwiło wykorzystanie różnych metod sieciowych do problemów z chromodynamiki kwantowej [136], w tym rozwinięcia dla silnych sprzężeń, symulacji Monte Carlo i grupy renormalizacji metodą Monte Carlo [66, 137]. Spodziewam się, że gdy komputery zostaną ulepszone, nacisk położy się na rozmaite nowoczesne metody grupy renormalizacji w zastosowaniu do tych teorii sieciowych. Pozwoli to dokładniej opisać przejście od słabego sprzężenia dla małych odległości do silnego sprzężenia dla odległości jądrowych.

Badania zunifikowanych teorii oddziaływań silnych, słabych i elektromagnetycznych w dużej mierze wykorzystują punkt widzenia grupy renormalizacji. Dla energii dostępnych w laboratoriach wielkości sprzężeń silnych i elektromagnetycznych są zbyt od siebie odległe, by unifikacji można było dokonać w prosty sposób. Postuluje się, że unifikacyjna skala energii odpowiada mniej więcej 10^{15} GeV. Dla niższych energii równania grupy renormalizacji prowadzą do zbliżania sprzężeń silnych do sprzężeń elektroślabych, co umożliwia zunifikowanie teorii tych oddziaływań. W szeregu teorii wielkiej unifikacji ważne skale energii umieszcza się w obszarze pomiędzy 1 i 10^{15} GeV. W teoriach tych istotne jest rozpatrywanie pojedynczej skali energii w każdym kroku procedury. Pozwala to wybrać szeroki zakres zjawisk przewidywalnych przez te teorie (zob. przegląd Langacker [138] z 1981 r.). Na podstawie badań wielkiej unifikacji stało się jasne, że lagranżjany odpowiednie dla energii laboratoryjnych mają charakter bardziej fenomenologiczny niż fundamentalny. Stwierdzenie to jest słuszne dla wszystkich skal energii rozpatrywanych w wielkiej unifikacji, aż do osiągnięcia takich skal, dla których istotna staje się kwantowa grawitacja.

Od dłuższego czasu stawało się jasne, że grupa renormalizacji powinna znaleźć zastosowanie w zjawisku turbulencji, ale w dziedzinie tej nie osiągnięto jeszcze większych sukcesów. Feigenbaum [139] opracował podobny do grupy renormalizacji opis przejścia od porządku do chaosu w pewnych prostych układach dynamicznych [140]. Jego praca może znaleźć zastosowanie przy wyjaśnieniu powstawania turbulencji. Metoda Feigenbauma jest przypuszczalnie zbyt wyspecjalizowana, by mogła być szerzej wykorzystana. Układy dynamiczne mogą jednak stanowić dobry początek dla opracowania szerszych metod grupy renormalizacji dla klasycznych cząstkowych równań różniczkowych [141].

Sądzę, że szeroko zakrojone badania, jakie przeprowadzono już przy użyciu grupy renormalizacji i rozwinięcia względem ε stanowią zaledwie początek badań o znacznie szerszych zastosowaniach, jakie zostaną odkryte w ciągu najbliższych dwudziestu lat (lub w następnym wieku). Szybkie sukcesy rozwinięcia względem ε należą już do przeszłości. Myślę, że postęp będzie teraz w większej mierze zależał od trudniejszych i bardziej bolesnych ćwiczeń, takich jak moje obliczenia dla dwuwymiarowego modelu Isinga i problemu Kondo [120], czy obliczeń właściwych dla grupy renormalizacji metodą Monte Carlo [66]. Najczęściej te wysoce ilościowe i skomplikowane obliczenia będą musiały zostać poprzedzone analizą jakościową. Będzie to miało na celu upewnienie się, że uniknie się pułapek, jakie może stworzyć analiza drogą grupy renormalizacji.

Wśród ważnych zastosowań może się znaleźć teoria wiązań chemicznych. W teorii tej rozpaczliwie potrzebne są efektywne oddziaływania opisujące cząsteczki na poziomie wiązania, by zastąpić obecne obliczenia *ab initio* wychodzące z poziomu poszczególnych elektronów [142]. Potrzebna jest metoda pozwalająca zrozumieć przekroje czynne (przy uwzględnieniu efektów nieperturbacyjnych) dla dużych energii lub dużych przekazów pędu wynikające z chromodynamiki kwantowej (QCD — *Quantum Chromodynamics*). Pozwoliłoby to dokładnie obliczyć olbrzymie tła związane z QCD i odjąć je od wyników doświadczalnych, co ujawnić może słabe efekty spoza QCD. Wszystkie takie zagadnienia jak perkolacja, rozmarzanie, rozchodzenie się pęknięć w metalach i przechładzanie w metalurgii, charakteryzuje bardzo złożona fizyka mikroskopowa będąca u podstaw zjawisk makroskopowych. Jest bardzo prawdopodobne, że te praktyczne zagadnienia wpro-

wadzą mieszaninę problemów z fluktuacjami we wszystkich skalach długości i problemów, które stają się prostszymi klasycznymi zagadnieniami bez fluktuacji w większych skalach długości.

Na zakończenie chciałbym podać literaturę ogólną. Dwa na w pół popularne artykuły o grupie renormalizacji to: Wilson (1979) i Wilson (1975). Spośród książek wymienić należy: Domb i Green (1976); Pfeuty i Toulouse (1977); Ma (1976); Amit (1978); Pata-szyński i Pokrowski (1979) [143]; oraz Stanley (1971) [144]. Spośród artykułów przeglądowych i sprawozdań z konferencji wymienimy: Widom (1975) [145]; Wilson i Kogut (1974); Wilson (1975); Fisher (1974) [146]; Wallace i Zia (1978); Greer i Moldover (1981); i Lévy i in. (1980) [147].

Dziękuję National Science Foundation za finansowanie mnie jako doktoranta, i później przez większość mojej kariery naukowej. Hojne i długotrwałe zaangażowanie się Stanów Zjednoczonych w popieranie badań podstawowych było kluczowe dla osiągnięcia moich własnych sukcesów. Dziękuję wielu moim Kolegom z Uniwersytetu Cornella, a szczególnie Michaelowi Fisherowi i Benowi Widomowi, za poparcie i słowa zachęty. Jestem wdzięczny za to, że mogłem być członkiem międzynarodowej wspólnoty naukowej przez dwa dziesięciolecia nadzwyczajnych odkryć.

Tłumaczył Marek Cieplak

Instytut Fizyki Teoretycznej
Uniwersytet Warszawski
Warszawa

Literatura

- [1] K. G. Wilson, *Physica* **73**, 119 (1974).
- [2] Zob. np. H. A. Rose, P. L. Sulem, *J. Phys.* (France) **39**, 441 (1978).
- [3] Zob. np. L. Criegee, G. Knies, *Phys. Rep.* **83**, 151 (1982).
- [4] Zob. *CRC Handbook of Chemistry and Physics*, wyd. 62, red. R. C. Weast, CRC Press, Boca Raton, Florida 1981, str. F-76.
- [5] Zob. np. P. W. Anderson, *J. Phys.* **C3**, 2346 (1970).
- [6] L. Onsager, *Phys. Rev.* **65**, 117 (1944).
- [7] N. Andrei, *Phys. Rev. Lett.* **45**, 379 (1980); *Phys. Lett.* **87A**, 299 (1982); N. Andrei, J. H. Lowenstein *Phys. Rev. Lett.* **46**, 356 (1981); P. B. Wiegmann, *Phys. Lett.* **80A**, 163 (1980); *J. Phys.* **C14**, 1463, (1981); V. M. Filiow, A. M. Cwelik, P. B. Wiegmann, *Phys. Lett.* **81A**, 175 (1981).
- [8] K. Johnson, *Nuovo Cimento* **20**, 773 (1961).
- [9] Pomiarów doświadczalnych nad cieczami (np. SF₆, He³ i różne ciecze organiczne) dają $\beta = 0,32 \pm 0,02$, zaś najnowsze obliczenia teoretyczne przewidują $\beta = 0,325 \pm 0,005$; zob. S. C. Greer, M. R. Moldover, *Annu. Rev. Phys. Chem.* **32**, 233 (1981), gdzie przedstawione są dane doświadczalne i uwagi dotyczące ich interpretacji.
- [10] Przeglądu doświadczonego dostarcza np. P. Heller, *Rep. Prog. Phys.* **30**, 731 (1967); L. Kadanoff, W. Götze, D. Hamblen, R. Hecht, E. A. S. Lewis, V. V. Palciauskas, M. Rayl, J. Swift, D. Aspres, J. Kane, "Static Phenomena near Critical Points: Theory and Experiment", *Rev. Mod. Phys.* **39**, 395 (1967).
- [11] Przejście stopowe w mosiądzu β omówione jest przez J. Alsa-Nielsen, *Phase Transitions and Critical Phenomena*, red. C. Domb i M. S. Green, t. 5a, Academic Press, New York 1978, str. 87. Zob. odnośnik [10] zawierający wcześniejszy przegląd innych układów.
- [12] Historię modelu Lenza-Isinga omawia S. G. Brush, *Rev. Mod. Phys.* **39**, 883, (1967).

- [13] L. D. Landau, *Phys. Z. Sowjetunion* **11**, 26, 545 (1937); tłumaczenie angielskie: D. ter Haar, *Men of Physics: L. D. Landau*, t. 2, Pergamon, Oxford 1969.
- [14] V. L. Ginzburg, L. D. Landau, *Zh. Eksp. Teor. Fiz.* **20**, 1064 (1950). Zob. także J. Schrieffer, *Superconductivity*, Benjamin, New York 1964, str. 19.
- [15] V. L. Ginzburg, *Fiz. Tverd. Tela* **2**, 2031 (1960), także *Sov. Phys. — Solid State* **2**, 1824 (1960).
- [16] K. G. Wilson, M. E. Fisher, *Phys. Rev. Lett.* **28**, 240 (1972).
- [17] K. G. Wilson, J. Kogut, *Phys. Rep.* **12C**, 75 (1974).
- [18] Zob. np. E. A. Guggenheim, *J. Chem. Phys.* **13**, 253 (1945); R. B. Griffiths, *Phys. Rev. Lett.* **24**, 1479 (1970); R. B. Griffiths, J. B. Wheeler, *Phys. Rev. A* **2**, 1047 (1970); L. Kadanoff w *Phase Transitions and Critical Phenomena*, red. C. Domb, M. S. Green, t. 5A, Academic, New York 1978, str. 1.
- [19] Zob. np. J. DeBoer, *Physica* **73**, 1 (1974); M. D. Klein, *Physica* **73**, 28 (1974); J. M. H. Levelt, Sengers, *Physica* **73**, 73 (1974).
- [20] P. Weiss, *J. Phys.* **6**, 661 (1907).
- [21] Zob. C. Domb, *Proc. R. Soc. A* **199**, 199 (1949) i np. M. E. Fisher, *Rep. Prog. Phys.* **30**, 615 (1967).
- [22] Zob. np. odn. [10] i G. Ahlers, *Rev. Mod. Phys.* **52**, 489 (1980).
- [23] B. Widom *J. Chem. Phys.* **43**, 3898 (1965).
- [24] J. W. Essam, M. E. Fisher, *J. Chem. Phys.* **38**, 802 (1963); C. Domb, D. L. Hunter, *Proc. Phys. Soc.* **86**, 1147 (1965); L. P. Kadanoff, *Physics* **2**, 263 (1966); A. Z. Patashinskii, W. L. Prokrovskii, *Zh. Eksp. Teor. Fiz.* **50**, 439 (1966); także *Sov. Phys. — JETP* **23**, 292 (1966).
- [25] G. S. Rushbrooke, *J. Chem. Phys.* **39**, 842 (1963).
- [26] R. B. Griffiths, *Phys. Rev. Lett.* **14**, 623 (1965).
- [27] Zob. zbiór przedruków, red. J. Schwinger, *Quantum Electrodynamics*, Dover, New York 1958.
- [28] E. C. G. Stueckelberg, A. Petermann, *Helv. Phys. Acta* **26**, 499 (1953); zob. także A. Petermann, *Phys. Rep.* **53**, 157 (1979).
- [29] M. Gell-Mann, F. E. Low, *Phys. Rev.* **95**, 1300 (1954).
- [30] L. P. Kadanoff, *Physics* **2**, 263 (1966).
- [31] N. N. Bogoliubov, D. W. Shirkov, *Introduction to the Theory of Quantized Fields*, Interscience New York 1959, rozdz. VIII.
- [32] K. A. Ter-Martirosyan, *Zh. Eksp. Teor. Fiz.* **39**, 827 (1960); także *Sov. Phys. — JETP* **12**, 575 (1961).
- [33] Zob. np. K. G. Wilson, *Acta Phys. Austriaca* **17**, 37 (1963—64) i prace tam cytowane.
- [34] G. Wenzel, *Helv. Phys. Acta* **13**, 269 (1940); **14**, 633 (1941); zob. także E. M. Henley, W. Thirring, *Elementary Quantum Field Theory*, McGraw Hill, New York 1962.
- [35] T. D. Lee, C. N. Yang, *Phys. Rev.* **128**, 885 (1962).
- [36] K. Johnson, M. Baker, R. S. Willey, *Phys. Rev. Lett.* **11**, 518 (1963). Późniejszy pogląd zob. w pracy M. Baker, K. Johnson, *Phys. Rev.* **183**, 1292 (1969); *ibid.* **D3**, 2516, 2541 (1971).
- [37] Zob. np. K. Hepp, *Acta Phys. Austriaca* **17**, 85 (1963—64).
- [38] Zob. np. J. H. Lowenstein, *Commun. Math. Phys.* **16**, 265 (1970); K. G. Wilson, *Phys. Rev.* **D2**, 1473 (1970).
- [39] K. G. Wilson, *Phys. Rev.* **140**, B445 (1965).
- [40] F. J. Dyson, *Phys. Rev.* **83**, 608, 1207 (1951).
- [41] P. K. Mitter, G. Valent, *Phys. Lett.* **B70**, 65 (1977).
- [42] Zob. np. J. Kogut, L. Susskind, *Phys. Rep.* **8C**, 75 (1973) i artykuły tam cytowane.
- [43] T. D. Schultz, D. C. Mattis, E. H. Lieb, *Rev. Mod. Phys.* **36**, 856 (1964).
- [44] L. I. Schiff, *Phys. Rev.* **92**, 766 (1953).
- [45] Zob. np. G. Mack, *Nucl. Phys.* **B5**, 499 (1968) i odnośniki tam cytowane.
- [46] K. G. Wilson, *Phys. Rev.* **179**, 1499 (1969).
- [47] J. Bjorken, *Phys. Rev.* **179**, 1547 (1969); R. P. Feynman, *Phys. Rev. Lett.* **23**, 1415 (1969); artykuł przeglądowy: T. M. Yan, *Annu. Rev. Nucl. Sci.* **26**, 199 (1976) i R. P. Feynman, *Photon-Hadron Interactions*, W. A. Benjamin, Reading, Mass. 1972.
- [48] K. G. Wilson, *Phys. Rev.* **D2**, 1438 (1970).
- [49] C. Di Castro, G. Jona-Lasinio, *Phys. Lett.* **29A**, 322 (1969).
- [50] K. G. Wilson, *Phys. Rev.* **B4**, 3174, 3184 (1971).
- [51] K. G. Wilson, M. E. Fisher, *Phys. Rev. Lett.* **28**, 240 (1972).

- [52] K. G. Wilson, *Phys. Rev. Lett.* **28**, 548 (1972).
- [53] V. N. Gribov, A. A. Migdal, *Zh. Eksp. Teor. Fiz.* **55**, 1498 (1968); także *Sov. Phys. — JETP* **28**, 784 (1968); A. A. Migdal, *Zh. Eksp. Teor. Fiz.* **59**, 1015 (1970); *Sov. Phys. — JETP* **32**, 552 (1971); A. M. Polyakov, *Zh. Eksp. Teor. Fiz.* **55**, 1026 (1968); *Sov. Phys. — JETP* **28**, 533 (1969); A. M. Polyakov, *Zh. Eksp. Teor. Fiz.* **57**, 271 (1969); *Sov. Phys. — JETP* **30**, 151 (1970); A. M. Polyakov, *Zh. Eksp. Teor. Fiz.* **59**, 542 (1970); *Sov. Phys. — JETP* **32**, 296 (1971).
- [54] K. Symanzik, *J. Math. Phys.* **7**, 510 (1966).
- [55] T. T. Wu, *Phys. Rev.* **149**, 380 (1966); B. M. McCoy, T. T. Wu, *The Two Dimensional Ising Model*, Harvard University Press, Cambridge, Mass. 1993; B. M. McCoy, C. Tracy, T. T. Wu, *Phys. Lett.* **61A**, 283 (1977).
- [56] A. I. Larkin, D. E. Khmel'nitskii, *Zh. Eksp. Teor. Fiz.* **56**, 2087 (1969); także *Sov. Phys. — JETP* **29**, 1123 (1969).
- [57] F. J. Dyson, *Commun. Math. Phys.* **12**, (1969); zob. także G. A. Baker, Jr., *Phys. Rev.* **B5**, 2622 (1972).
- [58] R. Abe, *Progr. Theor. Phys.* **48**, 1414 (1972); tamże **49**, 113 (1973); R. Abe i S. Hikami, *Phys. Lett.* **45A**, 11 (1973); S. Hikami, *Progr. Theor. Phys.* **49**, 1096 (1973).
- [59] R. A. Ferrell, D. J. Scalapino, *Phys. Rev. Lett.* **29**, 413 (1972); *Phys. Lett.* **41A**, 371 (1972).
- [60] H. E. Stanley, *Phys. Rev.* **176**, 718 (1968).
- [61] L. P. Kadanoff, *Phys. Rev. Lett.* **23**, 1430 (1969); *Phys. Rev.* **188**, 859 (1969).
- [62] Zob. np. M. E. Fisher, D. S. Gaunt, *Phys. Rev.* **133**, A224 (1964); B. Widom, *Mol. Phys.* **25**, 657 (1973).
- [63] G. 't Hooft, M. Veltman, *Nucl. Phys.* **B44**, 189 (1972); C. G. Bollini, J. J. Giambiagi, *Phys. Lett.* **40B**, 566 (1972); J. F. Ashmore, *Lett. Nuovo Cimento* **4**, 289 (1972).
- [64] A. Z. Patashinskii, V. L. Pokrovskii, *Zh. Eksp. Teor. Fiz.* **46**, 994 (1964); także *Sov. Phys. — JETP* **19**, 677 (1964); A. M. Polyakov, *Zh. Eksp. Teor. Fiz.* **12**, 538 (1970); także *JETP Letters* **12**, 381 (1970); A. A. Migdal, *Phys. Lett.* **37B**, 386 (1971); G. Mack K. Symanzik, *Commun. Math. Phys.* **27**, 247 (1972) i odnośniki tam cytowane.
- [65] G. Mack w *Strong Interaction Physics* red. W. Ruhl, A. Vanira, Springer-Verlag, Berlin, 1973, str. 300.
- [66] R. H. Swendsen, *Phys. Rev. Lett.* **42**, 859 (1979); *Phys. Rev.* **B20**, 2080 (1970); K. G. Wilson, "Monte Carlo Calculation for the Lattice Gauge Theory", w *Recent Developments in Gauge Theories*, red. G. 't Hooft i inni, Plenum Press, New York 1980; S. Shenker, J. Tobochnik, *Phys. Rev.* **B22**, 4462 (1980).
- [67] Zob. np. przegląd J. Zinn-Justin, *Phys. Rep.* **70**, 109 (1981); i dalej B. Nickel, *Physica* **106A**, 48, (1981).
- [68] B. Nickel (wyniki nieopublikowane), cytowane w odnośniku [64] i we wcześniejszych pracach.
- [69] G. Parisi, *J. Stat. Phys.* **23**, 49, (1980).
- [70] A. A. Vladimirov, D. I. Kazakov, O. Tarasov, *Zh. Eksp. Teor. Fiz.* **77**, 1035 (1979); także *Sov. Phys., JETP* **50**, 521 (1979).
- [71] Zob. np. S. K. Ma w *Phase Transitions and Critical Phenomena*, red. C. Domb, M. S. Green, t. 6, Academic Press, London 1976, str. 250 i odnośniki tam cytowane.
- [72] A. M. Polyakov, *Phys. Lett.* **59B**, 79 (1975); A. A. Migdal, *Zh. Eksp. Teor. Fiz.* **69**, 1457 (1975), także *Sov. Phys. — JETP* **42**, 743 (1976), E. Brézin, J. Zinn-Justin, J. C. LeGuillou, *Phys. Rev.* **B14**, 4976, (1976), J. K. Bhattacharjee, J. L. Cardy, D. J. Scalapino, *Phys. Rev.* **B25**, 1681 (1982).
- [73] D. J. Wallace, R. K. Zia, *Phys. Rev. Lett.* **35**, 1399 (1979), B. Widom (odnośnik [59]).
- [74] E. Brézin, D. Wallace, K. G. Wilson, *Phys. Rev. Lett.* **29**, 591 (1972); *Phys. Rev.* **B7**, 232 (1973); G. M. Avdeeva, A. A. Migdal, *Pisma V, Zh. Eksp. Teor. Fiz.* **16**, 253 (1972); także *Sov. Phys. — JETP Letters* **16**, 178 (1972); G. M. Avdeeva, *Zh. Eksp. Teor. Fiz.* **64**, 741 (1973), także *Sov. Phys. — JETP* **37**, 377 (1973).
- [75] E. Brézin, D. J. Wallace, *Phys. Rev.* **B7**, 1967 (1973); przegląd można znaleźć w artykule S. K. Ma w *Phase Transitions and Critical Phenomena*, red. C. Domb, M. S. Green, tom 6, Academic Press London, 1976, str. 250.
- [76] P. G. DeGennes, *Phys. Lett.* **38A**, 339 (1972); J. des Cloiseaux, *J. Phys. (France)* **36**, 281 (1975)
- [77] F. J. Wegner, *Phys. Rev.* **B5**, 4529 (1972).

- [78] A. Aharony, G. Ahlers, *Phys. Rev. Lett.* **44**, 782 (1980).
- [79] E. K. Riedel, F. J. Wegner, *Phys. Rev. Lett.* **29**, 349 (1972); *Phys. Rev.* **B7**, 248 (1973).
- [80] M. J. Stephen, E. Abrahams, J. P. Straley, *Phys. Rev.* **B12**, 256 (1975).
- [81] Zob. np. M. E. Fisher w *A. I. P. Conference Proceedings* **24**, *Magnetism and Magnetic Materials* 1974, str. 273.
- [82] M. E. Fisher, A. Aharony, *Phys. Rev. Lett.* **30**, 559 (1973); A. Aharony, M. E. Fisher, *Phys. Rev.* **B8**, 3323 (1973); A. Aharony, *Phys. Rev.* **B8**, 3342, 3358, 3363, (1973); A. Aharony, *Phys. Lett.* **44A**, 313 (1973).
- [83] M. Suzuki, *Phys. Lett.* **42A**, 5 (1972); M. Suzuki, *Progr. Theor. Phys.* **49**, 424, 1106, 1440 (1973); M. E. Fisher, S. Ma, B. G. Nickel, *Phys. Rev. Lett.* **29**, 917 (1972); G. A. Baker Jr., G. R. Golner, *Phys. Rev. Lett.* **31**, 22 (1973); M. Suzuki, Y. Yamazaki, G. Igarishi, *Phys. Lett.* **42A**, 313 (1972); J. Sak, *Phys. Rev.* **B8**, 281 (1973).
- [84] P. Pfeuty i M. E. Fisher, *Phys. Rev.* **B6**, 1889 (1972); D. J. Wallace, *J. Phys.* **C6**, 1390 (1973); L. J. Ketley, D. J. Wallace, *J. Phys.* **A6**, 1667 (1973); A. Aharony, *Phys. Rev. Lett.* **31**, 1494 (1973); M. Suzuki, *Progr. Theor. Phys.* **49**, 1451 (1973); L. Liu, *Phys. Rev. Lett.* **31**, 459 (1973); M. K. Grover, *Phys. Lett.* **44A**, 253 (1973); T. S. Chang, H. E. Stanley, *Phys. Rev.* **A8**, 4435 (1973); A. Aharony, *Phys. Rev.* **B8**, 4270 (1973); najnowsza praca: D. Blankshtein i D. Mukamel, *Phys. Rev.* **B25**, 6939, (1982).
- [85] F. J. Wegner, *Phys. Rev.* **B6**, 1891 (1972).
- [86] B. I. Halperin, P. C. Hohenberg, S.-K. Ma, *Phys. Rev. Lett.* **29**, 1548 (1972); M. Suzuki, G. Igarishi, *Progr. Theor. Phys.* **49**, 1070 (1973); M. Suzuki, *Phys. Lett.* **43A**, 245 (1973); M. Suzuki, *Progr. Theor. Phys.* **50**, 1767 (1973); przegląd: P. C. Hohenberg, B. I. Halperin, *Rev. Mod. Phys.* **49**, 435 (1977); najnowsze wyniki uzyskane przy użyciu grupy renormalizacji metodą Monte Carlo: J. Tobochnik, S. Sarker, R. Cordery, *Phys. Rev. Lett.* **46**, 1417, (1981). Inne najnowsze artykuły: G. Ahlers, P. C. Hohenberg, A. Kornblit, *Phys. Rev.* **B25**, 3136 (1982); S. J. Heilig, J. Luscombe, G. F. Mazenko, E. Oguz, O. T. Valls, *Phys. Rev.* **B25**, 7003 (1982).
- [87] B. I. Halperin, T. C. Lubensky, S.-K. Ma, *Phys. Rev. Lett.* **32**, 242 (1974).
- [88] N. D. Mermin, H. Wagner, *Phys. Rev. Lett.* **17**, 1133 (1966); N. D. Mermin, *J. Math. Phys.* **8**, 1061 (1967); P. C. Hohenberg, *Phys. Rev.* **158**, 383 (1967).
- [89] Zob. np. R. Baxter, *Exactly Solved Models in Statistical Mechanics*, Academic Press, New York 1982.
- [90] J. M. Kosterlitz i D. J. Thouless, *J. Phys.* **C6**, 1181 (1973); J. M. Kosterlitz, *J. Phys.* **C7**, 1046 (1974); przegląd: J. M. Kosterlitz, D. J. Thouless, *Prog. Low Temp. Phys.* **7**, 373 (1978).
- [91] V. L. Berezinskii, *Zh. Eksp. Teor. Fiz.* **59**, 907 (1970); także *Sov. Phys. — JETP* **32**, 493 (1971); W. L. Berezinskii, *Zh. Eksp. Teor. Fiz.* **61**, 1144 (1971), także *Sov. Phys. — JETP* **34**, 610 (1972).
- [92] J. V. José, L. P. Kadanoff, S. Kirkpatrick, D. R. Nelson, *Phys. Rev.* **B16**, 1217 (1977).
- [93] J. Fröhlich, T. Spencer, *Phys. Rev. Lett.* **46**, 1006 (1981).
- [94] J. Fröhlich, T. Spencer, *Commun. Math. Phys.* **81**, 527, (1981).
- [95] L. P. Kadanoff, A. C. Brown, *Ann. Phys. (USA)* **121**, 318 (1979).
- [96] D. R. Nelson, B. I. Halperin, *Phys. Rev.* **B19**, 2457 (1979), A. P. Young, *Phys. Rev.* **B19**, 1855 (1979).
- [97] R. J. Baxter, *J. Phys.* **C6**, 2445 (1973) (ściśle rozwiązanie w przypadku $d = 2$); zob. np. J. R. Banavar, G. S. Grest, D. Jasnow, *Phys. Rev.* **B25**, 4639 (1982) i prace tam cytowane ($d > 2$).
- [98] B. Nienhuis, A. N. Berker, E. K. Riedel, M. Schick, *Phys. Rev. Lett.* **43**, 737 (1979); R. H. Swendsen, D. Andelman, A. N. Berker, *Phys. Rev.* **B24**, 6732 (1982) i odnośniki tam cytowane.
- [99] P. Lacour-Gayet, G. Toulouse, *J. Phys.* **35**, 425, (1974).
- [100] Y. Imry, S.-K. Ma, *Phys. Rev. Lett.* **35**, 1399 (1975); G. Grinstein, *Phys. Rev. Lett.* **37**, 944 (1976); A. Aharony, Y. Imry, S.-K. Ma, *Phys. Rev. Lett.* **37**, 1367 (1976); najnowszą pracą jest: D. Mukamel, G. Grinstein *Phys. Rev.* **B25**, 381 (1982).
- [101] A. P. Young, *J. Phys.* **C10**, L257 (1977).
- [102] G. Parisi, N. Sourlas, *Phys. Rev. Lett.* **34**, 744 (1979).
- [103] G. Parisi, N. Sourlas, *Phys. Rev. Lett.* **46**, 871 (1981).
- [104] S. F. Edwards, P. W. Anderson, *J. Phys.* **F5**, 965 (1975).

- [105] D. E. Khmel'nitskii, *Zh. Eksp. Teor. Fiz.* **68**, 1960 (1975), także *Sov. Phys.—JETP* **41**, 981 (1976); G. Grinstein, A. Luther, *Phys. Rev.* **B13**, 1329 (1976).
- [106] Zob. np. przegląd: J. W. Essam, *Rep. Prog. Phys.* **43**, 833 (1980); najnowszy artykuł: C. J. Lobb, K. R. Karasek, *Phys. Rev.* **B25**, 492 (1982).
- [107] *Anderson Localization*, red. Y. Nagaoka, H. Fukuyama, Springer Series in Solid-State Science, Springer, Berlin 1982, t. 39.
- [108] Zob. np. artykuł przeglądowy A. D. Bruce, *Adv. Phys.* **29**, 111 (1980); najnowsza praca: G. Grinstein, C. Jayaprakash, *Phys. Rev.* **B25**, 523 (1982).
- [109] Zob. odnośnik [73] i artykuły tam cytowane.
- [110] C. G. Callan, *Phys. Rev.* **D2**, 1541 (1970); K. Symanzik, *Commun. Math. Phys.* **18**, 227 (1970); K. Symanzik, *Springer Tracts in Modern Physics* **57**, 222 (1971).
- [111] L. N. Lipatov, *Zh. Eksp. Teor. Fiz.* **72**, 411 (1977); także *Sov. Phys.—JETP* **45**, 216 (1977). E. Brézin, J. C. Le Guillou, J. Zinn-Justin, *Phys. Rev.* **D15**, 1544, 1558 (1977).
- [112] F. J. Wegner, *J. Phys.* **C7**, 2098 (1974).
- [113] Zob. np. F. Wegner w *Phase Transitions and Critical Phenomena*, red. C. Domb, M. S. Green, Academic Press, London, 1976, str. 7.
- [114] Zob. np. G. Golner, *Phys. Rev.* **B8**, 3419 (1973); J. S. Langer M. Bar-on, *Ann. Phys. (USA)* **78**, 421 (1973); P. M. Bleher, J. G. Sinai, *Commun. Math. Phys.* **45**, 247 (1975).
- [115] A. A. Migdal, *Zh. Eksp. Teor. Fiz.* **69**, 810, 1457 (1975); *Sov. Phys.—JETP* **42**, 413, 743 (1975). Przegląd i więcej odnośników: L. P. Kadanoff, *Rev. Mod. Phys.* **49**, 267 (1977).
- [116] Zob. np. Th. Niemeijer, J. M. J. Van Leeuwen, *Phase Transitions and Critical Phenomena*, red. C. Domb, M. S. Green t. 6, Academic Press, London 1976, str. 425.
- [117] Zob. odnośnik [90] i np. E. K. Riedel, *Physica* **106A**, 110 (1981) i prace tam cytowane.
- [118] T. W. Burkhardt, J. M. J. Van Leeuwen, *Real-Space Renormalization*, Springer, Berlin.
- [119] L. P. Kadanoff, A. Houghton, *Phys. Rev.* **B11**, 377 (1975).
- [120] Zob. K. G. Wilson, *Rev. Mod. Phys.* **47**, 773 (1975) szczeg. rozdz. IV.
- [121] Zob. H. J. Hilhorst, J. M. J. Van Leeuwen, *Physica* **106A**, 301 (1981).
- [122] H. J. Hilhorst, M. Schick, J. M. J. Van Leeuwen, *Phys. Rev. Lett.* **40**, 1605 (1978).
- [123] Dziękuję Yvesowi Parlangue za przypomnienie mi o tym.
- [124] Zob. np. R. H. Swendsen, D. Andelman, A. N. Berker, *Phys. Rev.* **B24**, 7632 (1982); D. P. Landau, R. H. Swendsen, *Phys. Rev. Lett.* **46**, 1437 (1981).
- [125] T. L. Bell, K. G. Wilson, *Phys. Rev.* **B10**, 3935 (1974).
- [126] Zob. np. R. B. Griffiths, *Physica* **106A**, 59 (1981).
- [127] Zob. np. Benoit B. Mandelbrot, *The Fractal Geometry of Nature*, W. H. Freeman, San Francisco 1982.
- [128] M. Fowler, A. Zawadowski, *Solid State Commun.* **9**, 471 (1971).
- [129] K. G. Wilson, *Rev. Mod. Phys.* **47**, 773 (1975); H. R. Krishna-Murthy, J. N. Wilkins, K. G. Wilson *Phys. Rev. Lett.* **35**, 1101 (1975); *Phys. Rev.* **A21**, 1044, 1104 (1980).
- [130] Zob. np. S. D. Drell, M. Weinstein, S. Jankielowicz, *Phys. Rev.* **D17**, 1769 (1977); R. Jullien, J. N. Fields i S. Doniach, *Phys. Rev.* **B16**, 4889 (1977); najnowsze prace: W. Hanke, J. E. Hirsch, *Phys. Rev.* **B25**, 6748 (1982); K. A. Penson, R. Jullien, P. Pfeuty, *Phys. Rev.* **B25**, 1837 (1982) i odnośniki tam cytowane.
- [131] H. Politzer, *Phys. Rev. Lett.* **30**, 1346 (1973); D. Gross, F. Wilczek, *Phys. Rev. Lett.* **30**, 1343 (1973).
- [132] Zob. np. G. Altarelli, *Phys. Rep.* **81**, 1 (1982).
- [133] K. G. Wilson, *Phys. Rev.* **D3**, 1818 (1971).
- [134] A. M. Polyakov (wynik nieopublikowany); K. G. Wilson, *Phys. Rev.* **D10**, 2455 (1974).
- [135] F. Wegner, *J. Math. Phys.* **12**, 2259 (1971).
- [136] Zob. artykuł przeglądowy: M. Bander, *Phys. Rep.* **75**, 205 (1981).
- [137] R. H. Swendsen w *Real-Space Renormalization*, red. J. W. Burkhardt, J. M. J. Van Leeuwen, Springer, Berlin.
- [138] P. Langacker, *Phys. Rep.* **72**, 185 (1981).

- [139] M. J. Feigenbaum, *J. Stat. Phys.* **19**, 25 (1978).
 [140] Zob. np. J. P. Eckmann, *Rev. Mod. Phys.* **53**, 643 (1981); E. Ott, *Rev. Mod. Phys.* **53**, 655 (1981).
 [141] Zob. np. S. Coppersmith, D. Fisher, reprint Bell Laboratories.
 [142] Zob. np. R. S. Mulliken, *Annu. Rev. Phys. Chem.* **29**, 1 (1978); P. O. Lowdin, *Adv. Quantum Chem.* **12**, 263 (1980); D. M. Hirst, *Adv. Chem. Phys.* **50**, 517 (1982); R. J. Bartlett, *Annu. Rev. Phys. Chem.* **32**, 359 (1981); D. A. Case, *Annu. Rev. Phys. Chem.* **33**, 151 (1982).
 [143] A. Z. Patashinskii, W. L. Pokrovskii, *Fluctuating Theory of Phase Transitions*, Pergamon, New York 1979.
 [144] H. E. Stanley, *Introduction to Phase Transitions and Critical Phenomena*, Oxford University, London 1972.
 [145] B. Widom w *Fundamental Problems in Statistical Mechanics*, red. E. C. G. Cohen, t. 3 North-Holland 1975, str. 1.
 [146] M. E. Fisher, *J. Math. Phys.* **5**, 944 (1964).
 [147] M. Lévy, J. C. Le Guillou, J. Zinn-Justin, redaktorzy, *Phase Transitions*, Plenum, New York, 1980.

Książki wiążące się z Grupą Renormalizacji

- Phase Transitions and Critical Phenomena*, Academic Press, London 1976, red. C. Domb, M. S. Green, szczeg. t. 6;
 P. Pfeuty, G. Toulouse, *Introduction to the Renormalization Group and to Critical Phenomena*, Wiley, New York 1977;
 S.-K. Ma, *Modern Theory of Critical Phenomena*, Benjamin Cummings, Reading, Mass. 1976;
 D. J. Amit, *Field Theory, the Renormalization Group, and Critical Phenomena*, McGraw-Hill, New York 1978.

Artykuły popularne (w pewnym sensie)

- K. G. Wilson, *Sci. Am.* **241**, No 8, 158 (1979); także *Postępy Fizyki* **34**, 129 (1983).
 K. G. Wilson, *Adv. Math.* **16**, 176 (1975).

Artykuły przeglądowe

- S. C. Greer, M. R. Moldover, *Annu. Rev. Phys. Chem.* **32**, 233 (1981): zachowanie krytyczne cieczy i wiele odnośników do czasu napisania tego przeglądu.
 M. Bander, odnośnik [136]: uwięzienie kwarków.
 J. Zinn-Justin (odnośnik [67]): dokładne wyznaczenie wykładników krytycznych metodą rozwinięcia względem ϵ .
 J. F. Baret, *Prog. Surf. Membrane Sci.* **14**, 292 (1981).
 D. A. Cadenhead, J. F. Danielli, red. Academic, Pres New York 1981: zagadnienia praktyczne, w których występują przejścia fazowe.
 D. J. Wallace, R. K. Zia, *Rep. Progr. Phys.* **41**, 1 (1978).

WSPOMNIENIA — ROCZNICE

Subrahmanyan Chandrasekhar

Enrico Fermi Institute
 University of Chicago
 Chicago, USA

Marian Smoluchowski jako twórca fizyki zjawisk stochastycznych ***Marian Smoluchowski as the Founder of the Physics of Stochastic Phenomena**

We wzruszającym wspomnieniu o Marianie Smoluchowskim, po jego śmierci w dniu 5 września 1917 r., Arnold Sommerfeld [1] napisał: „Ci, którzy śledzili jego olśniewające dokonania naukowe, widzieli w nim logicznego spadkobiercę poglądu Boltzmanna na opis przyrody. Imię jego pozostanie na zawsze związane z pierwszym rozkwitem teorii atomowej”.

Obecnie, w sto lat od urodzenia Smoluchowskiego (urodził się 28 maja 1872 roku), pamięta się go przede wszystkim jako twórcę (wraz z Einsteinem) teorii ruchów Browna oraz, w nieco mniejszym zakresie, jako tego, który podał (znowu wraz z Einsteinem) poprawną interpretację zjawiska krytycznej opalescencji. Natomiast rola Smoluchowskiego jako twórcy teorii stochastycznej, dziedziny będącej współcześnie w pełni rozkwitu, nie została równie powszechnie doceniona [2].

W poprzednim szkicu profesor Kac dokładnie przedstawił doniosły artykuł Smoluchowskiego o teorii ruchów Browna. Ukazał, jak już w tym artykule Smoluchowski dokonał „powiązania gry przypadku ze zrozumieniem zjawisk fizycznych na drodze intelektualnego *tour de force*”. W niniejszym szkicu rozważymy głównie serię prac, które Smoluchowski napisał w ciągu ostatnich pięciu lat życia, prac zawierających sformułowanie podstaw współczesnej teorii procesów stochastycznych wraz z dyskusją odnoszących się do nich paradoksów Loschmidta i Zermelo [3].

* Angielski oryginał artykułu ma się ukazać, obok artykułów Marka Kaca i Romana Smoluchowskiego, w tomie poświęconym Marianowi Smoluchowskiemu, w serii *Polish Men of Science*. Przetłumaczony został za zgodą Autora oraz Redakcji serii *Polish Men of Science*, którą prowadzi prof. R. S. Ingarden. (Przyp. Red.)

1. Teoria fluktuacji gęstości wśród cząstek wykonujących ruchy Browna

Rozważania Smoluchowskiego dotyczyły obserwacji, które można przeprowadzić w następujących warunkach. Badamy roztwór koloidalny, w którym zawieszono cząstki wykonują ruchy Browna. Obserwujemy (za pomocą ultramikroskopu) małą, dobrze określoną objętość v roztworu i odnotowujemy liczbę cząstek n znajdujących się w niej w chwilach rozdzielonych ustalonym przedziałem czasowym τ . Oczywiście przy długiej serii takich obserwacji liczba n podlega fluktuacjom wokół pewnej wartości średniej ν . Smoluchowski postawił sobie następujące pytania odnośnie takich ciągów obserwacji:

1. Jakie jest prawdopodobieństwo $W(n)$ zaobserwowania określonej liczby cząstek n w v w dowolnie wybranej chwili?
2. Jakie jest prawdopodobieństwo $W(n; m)$ zaobserwowania m cząstek w chwili następującej bezpośrednio po momencie, w którym zaobserwowano n cząstek? Innymi słowy, jakie jest **prawdopodobieństwo przejścia** $W(n; m)$?
3. Załóżmy, że w pewnej chwili widzimy n cząstek. Jak długo przeciętnie trzeba oczekiwać na ponowne zaobserwowanie tej samej liczby cząstek n ? Inaczej mówiąc, jaki jest **czas powrotu** $\Theta(n)$ dla zaobserwowania n cząstek?

Związek tych pytań z termodynamicznym pojęciem nieodracałności jest oczywisty. I tak założmy, że $n \gg \nu$, to znaczy, że obserwowany stan jest „nieprawdopodobny”. Wówczas, przy kolejnych obserwacjach, czy jest bardziej prawdopodobne, że n będzie maleć niż rosnąć? Albo znowu, jeśli ten niezwykle mało prawdopodobny stan zaistniał, czy trzeba będzie bardzo długo oczekiwać na jego ponowne pojawienie się?

Jeśli chodzi o pierwsze pytanie, odpowiedź jest oczywiście

$$W(n) = e^{-\nu} \nu^n / n!, \quad (1)$$

gdzie ν jest średnią wartością n odpowiadającą dostatecznie długiemu ciągowi obserwacji. Innymi słowy należy oczekiwać, że obserwowane liczby n podlegają rozkładowi Poissona z wariancją ν .

Wyprowadzając wzór na prawdopodobieństwo przejścia $W(n; m)$ Smoluchowski robi następujące dwa założenia. **Po pierwsze**, że ruchy cząstek są wzajemnie niezależne i nie wywierają wpływu jedne na drugie. **Oraz po drugie**, że wszystkie położenia cząstki w elemencie objętości v są *a priori* równoprawdopodobne. (Jest jasne, że założenia te pozwoliły Smoluchowskiemu rozpatrywać fluktuacje przejawiane przez n jako wynik, jak byśmy to dziś powiedzieli, procesu Markowa). Przy tych założeniach możemy określić prawdopodobieństwo P , że cząstka, znajdująca się początkowo gdzieś wewnątrz v , opuści ten element objętości w ciągu przedziału czasu τ (pomiędzy kolejnymi chwilami obserwacji). Przedstawimy obecnie metodę Smoluchowskiego określenia P w przypadku cząstek wykonujących ruchy Browna.

Możemy powiązać prawdopodobieństwo P z prawdopodobieństwem $A_i^{(n)}$, że o ile w stanie początkowym znajduje się w v n cząstek, to i spośród nich opuści v w ciągu czasu τ . Mamy

$$A_i^{(n)} = C_i^n P^i (1-P)^{n-i} = \frac{n!}{i!(n-i)!} P^i (1-P)^{n-i}, \quad (2)$$

gdyż P^i i $(1-P)^{n-i}$ są odpowiednio prawdopodobieństwami, że w ciągu czasu τ pewne i cząstek opuści, a $(n-i)$ nie opuści v , zaś C_i^n jest liczbą różnych sposobów wyboru i cząstek spośród grupy n identycznych cząstek. Z kolei prawdopodobieństwo E_i (które rzecz prosta nie zależy od n), że i cząstek wejdzie do elementu objętości v w ciągu czasu τ jest powiązane z $A_i^{(n)}$. Otóż

$$E_i = \langle A_i^{(n)} \rangle_{A_v} = \sum_{n=i}^{\infty} W(n) A_i^{(n)}, \quad (3)$$

gdyż w stanie stacjonarnym E_i musi być równe prawdopodobieństwu, że i cząstek opuści v przy jakiegokolwiek okazji. Wykorzystując wyrażenie (2) dla $A_i^{(n)}$ znajdujemy

$$E_i = e^{-vP} (vP)^i / i!, \quad (4)$$

a więc rozkład Poissona z wariacją vP .

W języku prawdopodobieństw $A_i^{(n)}$ i E_i możemy natychmiast wypisać wyrażenie na prawdopodobieństwo przejścia $W(n; n+k)$, odpowiadające wzrostowi liczby cząstek od n do $(n+k)$. Otóż

$$W(n; n+k) = \sum_{i=0}^n A_i^{(n)} E_{i+k} = e^{-vP} \sum_{i=0}^n C_i^n P^i (1-P)^{n-i} \frac{(vP)^{i+k}}{(i+k)!}. \quad (5)$$

Podobnie prawdopodobieństwo przejścia $W(n; n-k)$, odpowiadające zmniejszeniu się liczby cząstek od n do $n-k$, wynosi

$$W(n; n-k) = \sum_{i=k}^n A_i^{(n)} E_{i-k} = e^{-vP} \sum_{i=k}^n C_i^n P^i (1-P)^{n-i} \frac{(vP)^{i-k}}{(i-k)!}. \quad (6)$$

Używając tych prawdopodobieństw Smoluchowski wyprowadził [4] następujące związki dla średniego czasu życia T_n fluktuacji stanu n i średniego czasu powrotu Θ_n do stanu n

$$T_n = \frac{\tau}{1 - W(n; n)} \quad \text{i} \quad \Theta_n = T_n \frac{1 - W(n)}{W(n)}. \quad (7)$$

W doświadczeniach, do których Smoluchowski (oraz, podążający za nim, Svedberg [5] i Westgren [6]) zastosował powyższą teorię, objętość v wybrana do obserwacji była dokładnie określona w roztworze koloidalnym, w którym zawieszono cząstki wykonywały ruchy Browna. W związku z tym cząstka, znajdująca się początkowo powiedzmy w r_1 , znajdzie się między r_2 a $r_2 + dr_2$ po czasie τ z prawdopodobieństwem określonym przez

$$W(r_1, r_2) dr_2 = \frac{1}{(4\pi D\tau)} e^{-|r_1 - r_2|^2 / 4D\tau} dr_2, \quad (8)$$

gdzie

$$D = kT/\beta, \quad \beta = 6\pi a\eta/m. \quad (9)$$

Tutaj a jest promieniem cząstki (kulistej z założenia), zaś η jest współczynnikiem lepkości roztworu. Zgodnie z powyższym, z definicji P wynika, że

$$1 - P = \frac{1}{(4\pi D\tau)^{3/2}v} \int_{r_1 \in V} \int_{r_2 \in V} e^{-|r_1 - r_2|^2 / 4D\tau} dr_1 dr_2. \quad (10)$$

Szczegółowe porównanie przewidywań przedstawionej teorii z wynikami doświadczalnymi (w szczególności z doświadczeniami przeprowadzonymi przez Westgrena [6]) w uderzający sposób potwierdza jej podstawowe przesłanki. Lecz jeszcze większe znaczenie ma być może fakt, że mamy tu po raz pierwszy przykład sytuacji, w której okazało się możliwe szczegółowe prześledzenie, zarówno teoretyczne jak i doświadczalne, przejścia od makroskopowo nieodwracalnego charakteru dyfuzji do mikroskopowo odwracalnej natury fluktuacji cząstkowych. Tak więc, jeśli zdarzy się w szczególnym przypadku, że zaobserwujemy liczbę cząstek $n \gg v$, wówczas przewidywane prawdopodobieństwo przejścia $W(n; m)$ jest takie, iż zmniejszenie się n jest znacznie bardziej prawdopodobne niż wzrost n , chociaż prawdopodobieństwo, że n wzrośnie, pozostaje skończone. Podobnie, o ile $n \gg v$,

$$\Theta_n \sim \tau \frac{e^{\nu n!}}{v^n}. \quad (11)$$

Czas powrotu rośnie więc niezwykle szybko dla dużych n , co oznacza, że musimy czekać ponad wszelką miarę długo, zanim bardzo mało prawdopodobny stan ponownie pojawi się.

Jest jasne, że rozważania te mają znaczenie z punktu widzenia paradoksu odwracalności Loschmidta i paradoksu powracalności Zermelo. Omawiając te paradoksy w kontekście poglądów Boltzmann'a Smoluchowski dochodzi do wniosku, że „proces jawi się jako nieodwracalny, jeśli stan początkowy charakteryzuje średni czas powrotu długi w porównaniu z czasem, podczas którego układ jest obserwowany“.

2. Równanie Smoluchowskiego i jego zastosowania w teorii sedymentacji

Zgodnie z teorią Einsteina-Smoluchowskiego ruchów Browna stężenie W cząstek Browna zawieszonych w płynie spełnia równanie dyfuzji

$$\frac{\partial W}{\partial t} = \text{div}(D \text{grad } W), \quad (12)$$

gdzie D ma to samo znaczenie, co w równ. (9). To równanie dyfuzji obowiązuje jedynie wtedy, gdy na cząstki Browna nie działają żadne zewnętrzne siły. Natomiast w przypadku, gdy cząstki są poddane działaniu zewnętrznej siły K (na jednostkę masy), Smoluchowski wykazał, że należy zastąpić równanie (12) przez

$$\frac{\partial W}{\partial t} = \text{div}\left(D \text{grad } W - \frac{K}{\beta} W\right). \quad (13)$$

Równanie to często nazywane jest **równaniem Smoluchowskiego**.

Jako przykład wykorzystania równ. (13) Smoluchowski podał zastosowanie go do problemu osadzania się cząstek w jednorodnym polu grawitacyjnym g . W przypadku jednowymiarowym, gdy rozwarstwienie cząstek zachodzi wzdłuż poziomych płaszczyzn (poprzecznych w stosunku do kierunku g), równanie, które należy zbadać, ma postać

$$\frac{\partial W}{\partial t} = D \frac{\partial^2 W}{\partial z^2} + cW, \quad (14)$$

gdzie

$$C = \left(1 - \frac{\rho_0}{\rho}\right) \frac{g}{\beta}, \quad (g = g_z = |g|). \quad (15)$$

Tutaj ρ jest gęstością cząstki Browna, a ρ_0 gęstością otaczającego płynu. O ile początkowo cząstki skupione są na warstwie przechodzącej przez z_0 , musimy poszukiwać rozwiązania równ. (14) spełniającego warunki brzegowe

$$W \rightarrow \delta(z - z_0), \quad \text{gd}y \ t \rightarrow 0 \quad (16)$$

oraz

$$D \frac{\partial W}{\partial z} + CW = 0 \quad \text{przy } z = 0 \text{ dla wszystkich } t > 0.$$

Rozwiązanie spełniające te warunki brzegowe może być jawnie wypisane. Ukazuje ono w uderzający sposób [3], jak początkowy rozkład δ dąży przy $t \rightarrow \infty$ do równowagowego rozkładu izotermicznego

$$W(z, \infty; z_0) = \frac{c}{D} e^{-cz/D} = \left(1 - \frac{\rho_0}{\rho}\right) \frac{gm}{kT} \exp \left\{ - \left(1 - \frac{\rho_0}{\rho}\right) \frac{gm}{kT} z \right\}. \quad (17)$$

Osiągnięcie tej granicy dokonuje się **kosztem** energii wewnętrznej otaczającego płynu. Jednakże, jak wykazał Smoluchowski, praca wykonana kosztem energii wewnętrznej otaczającego płynu nie może zostać wykorzystana do napędzania maszyny cieplnej z wydajnością większą niż w cyklu Carnota.

3. Teoria krytycznej opalescencji

Gdy wiązka światła przechodzi przez jednorodny płyn (gaz lub ciecz), ulega na swojej drodze częściowemu rozpraszaniu przez cząsteczki płynu. Ilość tak rozproszonego światła jest zazwyczaj bardzo mała, choć mimo to mierzalna. Natomiast w pobliżu punktu krytycznego płynu natężenie światła rozproszonego bardzo efektywnie wzrasta wykazując tak zwaną **krytyczną opalescencję**. Naszkicujemy zwięźle podejście Smoluchowskiego do wyjaśnienia tego zjawiska.

Ogólnie mówiąc, rozpraszanie światła musi zależeć od mikroskopowych nieregularności, a więc od fluktuacji występujących w panującym rozkładzie cząsteczek w różnych elementach rozpraszających. Rozważmy więc płyn, w którym w normalnym stanie n_0

cząstek znajduje się w objętości v_0 przy ciśnieniu p_0 . Rzeczywista objętość, którą zajmują w danej chwili te cząsteczki, może różnić się od v_0 . Niech wynosi ona v . W praktyce

$$\gamma = (v - v_0)/v_0 \ll 1. \quad (18)$$

Otóż z ogólnych rozważań termodynamicznych wynika, że prawdopodobieństwo stanu fluktuacji, w którym n_0 cząstek zajmuje objętość z przedziału $(v, v + dv)$ wynosi

$$W(v)dv = \mu e^{-\Delta A/kT} dv, \quad (19)$$

gdzie μ jest stałą (wyznaczoną z warunku unormowania $\int W dv = 1$), a ΔA jest pracą maksymalną, którą układ może wykonać powracając do stanu normalnego (tzn. do objętości v_0) **izotermicznie i odwracalnie**. Ponieważ dla dowolnego układu rozszerzającego się izotermicznie $dA = -pdv$, więc

$$\Delta A = \int_v^{v_0} (p - p_0) dv. \quad (20)$$

Zgodnie z tym

$$W(v) = \mu \exp \left\{ -\frac{1}{kT} \int_v^{v_0} (p - p_0) dv \right\}. \quad (21)$$

Nie czyniąc żadnego szczególnego założenia na temat równania stanu możemy rozwinąć $(p - p_0)$ na szereg Taylora otrzymując

$$-\int_v^{v_0} (p - p_0) dv = \frac{v_0^2 \gamma^2}{2!} \frac{\partial p_0}{\partial v_0} + \frac{v_0^3 \gamma^3}{3!} \frac{\partial^2 p_0}{\partial v_0^2} + \frac{v_0^4 \gamma^4}{4!} \frac{\partial^3 p_0}{\partial v_0^3} + O(\gamma^5). \quad (22)$$

Pomijając wyrazy piątego rzędu znajdujemy

$$W(\gamma) d\gamma = \mu d\gamma \exp \left\{ \frac{1}{kT} \left(\frac{v_0^2 \gamma^2}{2!} \frac{\partial p_0}{\partial v_0} + \frac{v_0^3 \gamma^3}{3!} \frac{\partial^2 p_0}{\partial v_0^2} + \frac{v_0^4 \gamma^4}{4!} \frac{\partial^3 p_0}{\partial v_0^3} \right) \right\}. \quad (23)$$

Z dała od punktu krytycznego $\partial p_0 / \partial v_0 \neq 0$, tak że możemy napisać

$$W(\gamma) d\gamma = \mu d\gamma \exp \left(\frac{v_0^2 \gamma^2}{2kT} \frac{\partial p_0}{\partial v_0} \right). \quad (24)$$

Zgodnie z tym równaniem

$$\langle \gamma^2 \rangle_{Av} = -\frac{kT}{v_0^2 \partial p_0 / \partial v_0} \quad \left(= \frac{1}{n_0} \text{ dla gazu doskonałego} \right). \quad (25)$$

Jednakże w punkcie krytycznym

$$\frac{\partial p_0}{\partial v_0} = \frac{\partial^2 p_0}{\partial v_0^2} = 0, \quad (\text{w punkcie krytycznym}), \quad (26)$$

tak, że

$$W(\gamma)d\gamma = \mu d\gamma \exp\left(\frac{v_0^4 \gamma^4}{24kT} \frac{\partial^3 p_0}{\partial v_0^3}\right). \quad (27)$$

Aby uzyskać oszacowania numeryczne możemy użyć równania stanu Dieteriego

$$p(V-b) = NkT e^{-a/NkTV}, \quad (28)$$

które dla punktu krytycznego daje

$$V_c = 2b, \quad p_c = a/4e^2b \quad \text{oraz} \quad T_c = a/4Nkb. \quad (29)$$

Równanie (26) daje wówczas

$$W(\gamma)d\gamma = \mu d\gamma e^{-n_0 \gamma^4/22.2} \quad (30)$$

i odpowiednio

$$\langle \gamma^2 \rangle_{Av} = 1.6n_0^{-1/2}. \quad (31)$$

Następny krok polega na zastosowaniu wzoru Rayleigha, który stwierdza, że gdy światło o natężeniu I (na jednostkę powierzchni) i długości fali λ_0 pada w ośrodku o współczynniku załamania μ_0 na mały element objętości v_0 , w którym współczynnik załamania wynosi μ , wówczas natężenie i (na jednostkę kąta bryłowego) światła rozproszonego pod kątem prostym wynosi

$$i = I \frac{2\pi^2 v_0^2}{\lambda_0^4} \left(\frac{\mu - \mu_0}{\mu_0} \right)^2 \quad (32)$$

(przy założeniu, że rozmiary v_0 są małe w porównaniu z λ_0).

Gdy $(\mu - \mu_0)/\mu_0$ jest wynikiem fluktuacji gęstości ośrodka, wówczas możemy powiązać tę wielkość z $\gamma = (v - v_0)/v_0$ wykorzystując prawo załamania Lorentza

$$\frac{1}{\rho} \frac{\mu^2 - 1}{\mu^2 + 2} = \text{const}. \quad (33)$$

Wtedy

$$\frac{\mu - \mu_0}{\mu_0} = \frac{(\mu_0^2 - 1)(\mu_0^2 + 2)}{6\mu_0^2}. \quad (34)$$

Równanie (32) daje tu

$$i = I \frac{\pi^2 v_0^2}{18\mu_0^4 \lambda_0^4} (\mu_0^2 - 1)^2 (\mu_0^2 + 2)^2 \gamma^2. \quad (35)$$

Podstawiając za γ^2 wartość średnią określoną przez równanie (25) otrzymujemy

$$i = I \frac{\pi^2}{18\mu_0^4 \lambda_0^4} (\mu_0^2 - 1)^2 (\mu_0^2 + 2)^2 \left\{ - \frac{kT}{v_0 \partial p_0 / \partial v_0} \right\}. \quad (36)$$

Skoro $\frac{\partial p_0}{\partial v_0} = \frac{\partial^2 p_0}{\partial v_0^2} = 0$, w pobliżu punktu krytycznego

$$-v_0 \frac{\partial p_0}{\partial v_0} = -v_0 \left(\frac{\partial^2 p_0}{\partial v_0 \partial T} \right)_c (T - T_c). \quad (37)$$

Zatem blisko, ale nie zbyt blisko (!), punktu krytycznego natężenie rozpraszanego światła winno zmieniać się jak $(T - T_c)^{-1}$. Również to przewidywanie znalazło potwierdzenie [7]. Zatem teoria Smoluchowskiego wykazuje słuszność zarówno teorii rozpraszania światła Rayleigha, jak i leżącej u jej podstaw teorii fluktuacji cząsteczkowych.

4. Dalsze zastosowania teorii ruchów Browna

Kolejnym, w pełni udanym zastosowaniem teorii ruchów Browna, odkrytym przez Smoluchowskiego, było wykorzystanie jej do opisu zjawiska koagulacji, występującego wśród cząstek koloidalnych, gdy do roztworu dodany jest elektrolit. Teoria tego zjawiska w ujęciu Smoluchowskiego oparta jest o sugestię Zsigmondy, iż koagulacja pojawia się w wyniku otaczania się przez cząstki koloidalne (przy dodaniu elektrolitu) sferą wpływu o pewnym promieniu R o tej własności, że ruch Browna cząstki odbywa się bez zakłóceń tak długo, dopóki żadna inna cząstka nie wnuknie do jej sfery wpływu, gdy zaś cząstki znajdują się w odległości R , zlepiają się ze sobą i tworzą jedną całość. Przy takim obrazie podstawowe zagadnienie jest następujące. Mamy dwa rodzaje cząstek wykonujących ruchy Browna ze współczynnikami dyfuzji D_1 i D_2 . W chwili $t = 0$ dwie cząstki różnych rodzajów znajdują się odpowiednio w r_1 i r_2 . Jakie jest prawdopodobieństwo, że w późniejszej chwili t zbliżą się do siebie po raz pierwszy na odległość $R_1 + R_2$? Rozwiązanie tego zagadnienia można podać bez trudu. Smoluchowski potrafił z jego pomocą sformułować teorię ilościową, wyjaśniającą obserwacje Zsigmondy [8].

Smoluchowski rozważał też dalsze zastosowania teorii prawdopodobieństwa do promieniotwórczości, nieregularnego ruchu zwierciadełek zawieszonych na włóknach kwarcowych i innych zagadnień.

5. Uwagi końcowe

Z relacji tu przedstawionej nie należy wyciągać wniosku, że zainteresowania Smoluchowskiego ograniczały się wyłącznie do fizyki statystycznej. Pisał on prace z zakresu aerodynamiki, ruchu lodowców i przewodnictwa cieplnego gazów, niezależnie od artykułów, które napisał z Kelvinem i Beattie (podczas swego pobytu w Glasgow) na temat zjawisk elektrycznych, wywołanych przechodzeniem promieni X przez gazy. Jednakże zasadniczy wkład wniósł do fizyki statystycznej. Porównując Plancka ze Smoluchowskim Sommerfeld [1] pisał:

„Jak dobrze wiadomo, Planck próbował utrzymać dla drugiego prawa termodynamiki status ścisłego prawa przyrody, wbrew przeciwnym interpretacjom. Planck był zasadniczo, w głębi serca, związany z termodynamiką. I mimo że poprzez własne sformułowanie teorii kwantowej wniósł wkład większy niż ktokolwiek inny do pojęć statystycznych,

nie był to w istocie jego sposób myślenia. Natomiast dla Smoluchowskiego statystyka była nurtem najżywotniejszym. Drugie prawo termodynamiki stanowiło dla niego przybliżenie, które przyroda naruszała w swych najsubtelniejszych przejawach, a które utrzymywało swą ważność jedynie w odniesieniu do naszych (makroskopowych) warunków”.

Tłumaczył *Jarosław Piasecki*

Instytut Fizyki Teoretycznej
Uniwersytet Warszawski
Warszawa

Literatura

- [1] A. Sommerfeld, *Phys. Zeitschr.* **15**, 533 (1917).
- [2] S. Chandrasekhar, *Rev. Mod. Phys.* **15**, 1 (1943). W tym przeglądowym artykule autor napisał: „Teoria fluktuacji gęstości, jaką rozwinął Smoluchowski, stanowi jedno z najznakomitszych osiągnięć fizyki cząsteczkowej... i budzi rozczarowanie fakt, że w prowadzonych ostatnio dyskusjach na temat praw termodynamiki nie uwzględnia się we właściwy sposób badań Boltzmann'a i Smoluchowskiego. Szczególnie należy ubolewać nad brakiem odnośników do Smoluchowskiego, gdyż nikt nie przyczynił się do wyjaśnienia występujących tu zagadnień bardziej niż on”.
- [3] Smoluchowski streścił te badania z właściwą mu jasnością stylu w swoich wykładach z Getyngi, opublikowanych w *Phys. Zeitschr.* **17**, 557, 585 (1916).
- [4] W sprawie szczegółów wyprowadzenia patrz S. Chandrasekhar [2].
- [5] The Svedberg, *Z. phys. Chem.* **77**, 147 (1911).
- [6] A. Westgren, *Ark. Mat. Astr. Fys.* **11**, no. 8 i 14 (1916), oraz **13**, no. 14 (1918).
- [7] W. H. Keesom, *Ann. Phys. (Leipzig)* **35**, 591 (1911).
- [8] R. Zsigmondy, *Z. phys. Chem.* **92**, 600 (1917).

R O Z M O W Y

Fragmenty rozmowy z Włodzimierzem Ścisłowskiem *

Excerpts from an Interview with Włodzimierz Ścisłowski

Krzysztof Szymborski [KS] — Pan współpracował z prof. Wolfke?

Włodzimierz Ścisłowski [WŚ] — Ja pracowałem i tu, i tu. Jedną nogą byłem na Uniwersytecie [Warszawskim], tam robiłem doktorat u Białobrzeskiego, a na Politechnice pracowałem u Wolfkego... Moja działalność w Uniwersytecie jest opisana w historii Uniwersytetu przez prof. Manteuffla¹. Byłem zaangażowany [w czasie wojny] przez prof. Pieńkowskiego do tajnego nauczania na Wydziale Fizyki i Chemii. Były wtedy w Warszawie dwa uniwersytety: Warszawski i Poznański, który później nazywał się Uniwersytet Ziemi Zachodnich.

KS — Z prof. Wolfke zetknął się Pan dość wcześnie przed wojną.

WŚ — Doktorat swój skończyłem na wiosnę 1939 r., a zdawałem już w czasie okupacji. Była promocja, wszystko jak normalnie. Na Politechnikę poszedłem w 1932 r. i od tego czasu byłem na dwóch etatach. Wolfke, który nie lubił dydaktyki, dał mi prowadzenie wszystkich ćwiczeń na dwóch Wydziałach: Mechanicznym (300 studentów) i Elektrycznym (100 studentów).

KS — Kto jeszcze wtedy pracował u Wolfkego?

WŚ — [Józef] Mazur, mój kolega ale starszy ode mnie. Później on wyjechał.

KS — Chciałbym się dowiedzieć jakie były początki Pana zainteresowań fizyką.

WŚ — Jak doszedłem do fizyki? To jest dzieło przypadku... Moja rodzina pochodzi spod Mohylewa, z Orszy... Tam dużo Polaków było... Ojciec brał udział w Powstaniu

* Rozmowa, której fragmenty przedstawiamy, została przeprowadzona przez dra Krzysztofa Szymborskiego z Instytutu Historii Nauki, Oświaty i Techniki PAN w dniu 28 stycznia 1977 r. Należy ona do cyklu rozmów przeprowadzanych z fizykami polskimi z inicjatywy Komisji Historii Fizyki PTF. Taśmy z pełnym tekstem niniejszej rozmowy przechowywane są w Instytucie Historii Nauki, Oświaty i Techniki PAN, Warszawa, ul. Nowy Świat 72.

W kilku miejscach tekstu dodaliśmy w nawiasach kwadratowych krótkie wstawki Redakcji; dla lepszej czytelności czy ujednolicenia wypowiedzi.

Prof. Ścisłowski zmarł w 1982 r., por. wspomnienie o nim Rajmunda Trykozki w zeszycie 1 br. (Przyp. Red.).

¹ T. Manteuffel, *Uniwersytet Warszawski w latach wojny i okupacji. Kronika 1939/40—1944/45*. Uniwersytet Warszawski, Warszawa 1948 (Przyp. Red.).

Styczniowym. Miał wtedy 18 lat. Przedtem dawał korepetycje dzieciom gubernatora ... i to go uratowało. Przeniósł się następnie na Ukrainę, dostał tam dobre stanowisko... [Ja] zostałem skierowany do Kijowa. Zdałem na chemię. Semestr zaczynał się w kwietniu 1921 r. Przyjęty zostałem na sekcję organiczną, przemysł rolny. Pierwszy semestr zaliczyłem dobrze. Zdałem bardzo dobrze matematykę...

Otworzyła się repatriacja i zapisaliśmy się z matką na wyjazd. Jechaliśmy w styczniu w straszny mróz. Teraz właśnie, 22 lutego, będzie 55 lat jak przyjechaliśmy do Polski. Tutaj [w Warszawie] uczelnie były przepełnione tymi, którzy byli na wojnie... O dostaniu się na Politechnikę nie mogłem marzyć, bo tam przyjmowali bez egzaminu na podstawie spełnionego obowiązku obywatelskiego, jak służba w wojsku, czy coś w tym rodzaju. Powiedzieli mi: Pan jest za młody, niech Pan idzie na Uniwersytet na matematykę. Na matematyce dziekanem był Sierpiński, który przyjął mnie na studia z warunkiem uzupełnienia matury rosyjskiej egzaminem z polskiego i z historii. Żadnej pomocy nie miałem, wszystko zawdzięczam pracy własnej. Przez p. Sujkowskiego, byłego dyrektora gimnazjum w Kaliszu, wielbiciela Ukrainy, dostałem posadę w biurze. Rano wykłady matematyki, wieczorem praca w biurze. Dwa lata byłem na matematyce, czego nie żałuję, bo to była matematyka jedna z pierwszych na świecie.

KS — Kto wykładał?

WŚ — Sierpiński, Dickstein wykładał historię matematyki, Leśniewski — logikę, Kuratowski. U Kuratowskiego zdawałem wstęp do analizy jako kolokwium, z wynikiem bardzo dobrym. Dwa lata byłem, ale dało mi to tyle, taką podbudowę, że ja do dziś czuję to. Później, po dwóch latach nawiązałem stosunki z prof. Białobrzeskim, który nie miał wtedy asystenta. Powiedział mi: „Panie Włodzimierzu, niech Pan prędzej robi to swoje absolutorium.” Asystentem u niego był poprzednio niejaki Cwojdzński. Znana postać, bo to był zdolny człowiek, ale uzdolnienia u niego poszły potem w kierunku autorstwa teatralnego. On napisał sztuki „Teoria względności” i „Freuda teoria snów”. Zrobił ogromną furorę na Zachodzie. Był w Ameryce w czasie wojny. Teraz już chyba nie żyje. Rzucił fizykę i zaczął być autorem i reżyserem. Odszedł od Białobrzeskiego. Oczywiście żadnej spuścizny naukowej nie zostawił. Jak odszedł, ja byłem na jego miejsce.

KS — Białobrzeski był wówczas od niedwana w Warszawie?

WŚ — W Warszawie był od 1921 r., wcześniej niż ja.

KS — Gdzie wtedy odbywały się wykłady matematyki?

WŚ — W starym Pałacu Kazimierzowskim. Zajęcie miejsca na parapecie okna uważało się za wielkie szczęście, często słuchało się wykładów stojąc. Ciasno było. Nic się wtedy nie budowało, tylko dom akademicki. Ja sam brałem udział w budowaniu domu akademickiego. Dwa razy do roku chodziłem na noszenie cegieł na pl. Narutowicza... Ożeniłem się dość późno, już mając za sobą zrobioną pracę doktorską, to znaczy przed samą wojną.

KS — Pan zdaje się pisać książkę o Białobrzeskim?

WŚ — Tak, ukaze się w serii *Polish Men of Science*.

KS — Jak wyglądał Zakład Fizyki UW, gdy Pan pierwszy raz z nim się zetknął?

WŚ — Na początku traktowałem to po szkolarsku. Musiałem odrobić raz na tydzień ćwiczenia, razem 40 zadań — tzw. I Pracownia. Asystentami byli ludzie na dorobku naukowym: Sołtan — jeszcze wówczas nie doktor, Jabłoński, był bardzo dobry fizyk

(nieżyjący już) [Henryk] Jeżewski. To byli doktoranci prof. Pieńkowskiego, bardzo wyselekcjonowani. Cezary Pawłowski był adiunktem. Miał już chyba wtedy doktorat. Był Stenz, też już nie żyje. Był nawet pan hrabia Chylewski, człowiek bardzo świątły, krewny Rostworowskich i innych. On był u Kundta. Dla nas Kundt to zamierzchłe czasy fizyki, kiedy wynalazł rurę, w której wzbudza się falę powietrza. Stary teoretyk fizyki klasycznej niemieckiej. Pan Chylewski był już bardzo zaawansowany wiekiem i po prostu Pieńkowski wziął go tak raczej dla prestiżu. Później przyszli młodszy na asystentów: Kapuściński, Szczeniowski...

Z początku byłem matematykiem. Później musiałem dorabiać Pracownię, bo matematyka miała 40 zadań, a fizyka 60. Wtedy gdy zrobiłem absolutorium nie było kursu magisterskiego. Zbierało się tylko podpisy w indeksie. Byle tylko liczba semestrów odpowiadała temu co trzeba, to profesor miał prawo angażować na młodszego asystenta. Jak zostałem młodszym asystentem, moja sytuacja ogromnie się poprawiła i wtedy zrobiłem się fizykiem, ale musiałem doganiać. Białobrzeskigo wykłady nie były dla mnie tak bardzo pożyteczne. On miał zwyczaj, tak jak Poincaré i Władysław Natanson, wyklądać kurs przez siedem lat. Trafiłem na optykę opartą na teorii Maxwella, równania nieciągłości ... Chodziłem na te wykłady, ale ich nie rozumiałem. Natomiast jeśli ktoś wyklądał z sensem dla mnie, to były to wykłady monograficzne docenta (świeżo habilitowanego, który nawet mało się różnił wyglądem od studenta, tak młodo wyglądał) Pogorzelskiego, późniejszego wykładowcy i kierownika Zakładu Matematyki na Politechnice. Był wtedy docentem fizyki teoretycznej i geofizyki u Białobrzeskigo. Białobrzeski o tym pisze w swoim wspomnieniu. Pogorzelski wyklądał tak jak na Politechnice: od — do. Wszystko co trzeba przygotował, później objaśniał tak, że to było ogromnie cenne. I zdaje się, że to on spowodował (jego wykłady) moje pójście na fizykę...

N O W O Ś C I N A U K O W E

Jacek Ciborowski

Institut Fizyki Doświadczalnej
Uniwersytet Warszawski
Warszawa

Barionium: stan obecny i perspektywy

Baryonium: Present Status and Perspectives

Abstract: A compilation of experimental data is presented showing existence of narrow resonance in $\bar{p}p$ system, identified with the hypothetical baryonium. Theoretical predictions for such states are given. The CERN Low Energy Antiproton Ring (LEAR) is described as a future tool to resolve the problem.

1. Wstęp

Fizyka doświadczalna w połowie lat 70. przyniosła sygnały o istnieniu wąskich ($\Gamma \sim$ kilka MeV) stanów rezonansowych w układzie $\bar{p}p$. Odkrycia te dały początek spekulacjom na temat barionium. Teoria przewidywała istnienie takich obiektów, składających się z dwóch kwarków i dwóch antykwarków. Tak więc były one nowym elementem w obrazie kwarkowym budowy hadronów, gdyż dotychczas nie zaobserwowano cząstek wymagających założenia innej struktury niż $q\bar{q}$ (mezony) lub qqq (bariony). Do początku lat 80. wykonano szereg eksperymentów formacji i produkcji, które wskazywały na istnienie kilku kandydatów na barionia o różnych masach, w tym „najpopularniejszego”: mezonu S o masie około 1936 MeV. Mezon S znaleziony został w wielu doświadczeniach (lecz nie wszystkich), natomiast pozostałe cząstki pojawiały się w wynikach licznych eksperymentów raczej sporadycznie. Mezonu S nie uważa się jednak za „pewne” odkrycie, ani też za „pewnego” kandydata na barionium. Cząstka ta przejawia swe istnienie jako niewielki, quasirezonansowy wzrost przekroju czynnego w reakcji anihilacji $\bar{p}p$ przy pędach antyprotonów ok. 490 MeV/c (co odpowiada masie układu $\bar{p}p$ ok. 1936 MeV) lub też jako maksimum w rozkładzie masy niezmienniczej układu $\bar{p}p$ w eksperymentach produkcji.

Istnieją inne niż hipoteza baronium propozycje wy tłumaczenia tych struktur w danych doświadczalnych. Nie jest znany spin ani izospin domniemanego mezonu S , a o jego ewentualnych kanałach rozpadu wiadomo, że ponad 20% przypadków to rozpad na $\bar{p}p$. Tak więc celowe wydaje się przeprowadzenie eksperymentów formacji, w których przebadany zostałby dokładnie obszar niskich energii w układzie $\bar{p}p$. Mówiąc o dokładności—trzeba pamiętać, że dotychczas posługiwano się separowanymi wiązkami antyprotonów, charakteryzującymi się wprawdzie nienajgorszą pędową zdolnością rozdzielczą, lecz o małych natężeniach. Powodowało to konieczność używania grubych tarcz z ciekłego wodoru (ok. kilku cm) i w konsekwencji duży błąd wyznaczania pędu w wierzchołku oddziaływania (rzędu kilku MeV) — porównywalny (prawdopodobnie) z szerokością poszukiwanych stanów rezonansowych.

Przy niezbyt silnym i na dodatek wąskim sygnale pochodzącym od hipotetycznego kandydata na baronium trudno przy takich ograniczeniach rozstrzygnąć o jego istnieniu. Najbliższe dwa lata powinny przynieść odpowiedź na wiele pytań związanych z obserwowanymi wąskimi stanami rezonansowymi w układzie $\bar{p}p$, ponieważ zostaje oddany do użytku pierścień akumulujący antyprotony przy niskich pędach (0.1—2.2 GeV/c) LEAR w Europejskim Ośrodku Badań Jądrowych CERN. Urządzenie to pozwoli na uzyskanie intensywnych wiązek antyprotonów ($10^6/s$) o rozmyciu pędowym $\Delta p/p \sim 0.25\%$, dzięki czemu będzie można użyć cienkich tarcz z ciekłego wodoru (o grubości ułamka cm).

2. Przegląd danych doświadczalnych

Eksperymenty, w których zaobserwowano mezon S i zmierzono jego masę oraz szerokość połówkową w kanale formacji przedstawione są w tabeli 1.

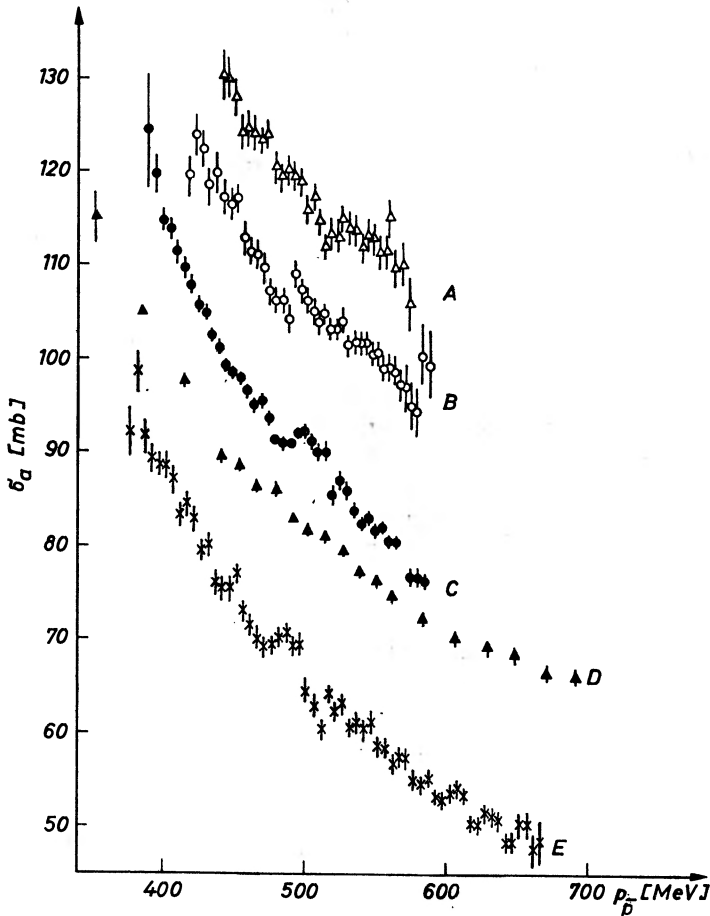
Tabela 1. Zestawienie eksperymentów, w których zaobserwowano mezon S

Autor	Rok	Masa [MeV]	Γ [MeV]	$\sigma_{\text{tot}} \cdot \Gamma$ [mb·MeV]
[1] Caroll et al.	74	1932 ± 2	9_{-3}^{+4}	162 ± 25
[2] Chaloupka et al.	76	1936 ± 1	$8.8_{-3.2}^{+4.3}$	93 ± 22
[3] Brückner et al.	77	1939 ± 3	4	36 ± 9
[4] Sakamoto et al.	79	1936 ± 1	2.8 ± 1.4	41 ± 23
[5] Hamilton * et al.	80	1939 ± 2	22 ± 6	66 ± 24

* Autorzy nie przychylają się do interpretacji struktury jako rezonansu.

W kilku innych doświadczeniach obserwowano pewną strukturę występującą w przekroju czynnym na anihilację, lecz nie interpretowano jej jako mezonu S . Wyniki ostatnich eksperymentów przedstawione są na rys. 1 (σ_a jest przekrojem czynnym na anihilację prowadzącą do naładowanych stanów końcowych, bez kanału elastycznego). Obserwowana struktura może być uznana za mało znaczącą statystycznie, lecz jest faktem znamienym, że obserwuje się ją prawie we wszystkich eksperymentach przy pędzie około 490 MeV/c odpowiadającym masie układu $\bar{p}p \sim 1936$ MeV. Ostatni przeprowadzony

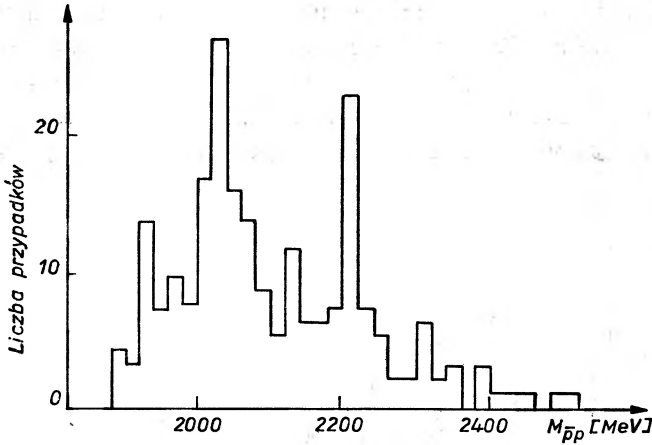
eksperyment [8] podobnie jak i poprzedni tej grupy [3] wskazują na to, że w obszarze pędów około 490 MeV anihilacyjny przekrój czynny wykazuje być może bardziej złożoną strukturę: maksimum i minimum. Mogłaby być ona wytłumaczona interferencją dwóch sąsiadujących rezonansów. Możliwa jest jeszcze inna interpretacja [9]: rezonans w kanale elastycznym będący odbiciem podprogowego stanu związanego w innym kanale



Rys. 1. Porównanie wyników ostatnich eksperymentów: A [6], B [7], C [3], D [5], E [8]. Skala na osi pionowej przesunięta jest o: 20 mb (A), 10 mb (B), — 10 mb (D), — 20 mb (E)

nie otwartym jeszcze przy energii tego rezonansu. Tak więc konieczne jest potwierdzenie istnienia omawianego efektu doświadczalnego w kanale elastycznym. Narzuca się spostrzeżenie, że jeśli jest to rezonans (mezon S), to dynamika jego rozpadu (element macierzy) musi silnie preferować kanał $\bar{p}p$, ponieważ przy małej przestrzeni fazowej dostępnej dla tego stanu końcowego aż ponad 20% rozpada się w ten konkurencyjny dla pionów sposób. Byłby to argument za interpretacją mezonu S jako barionium.

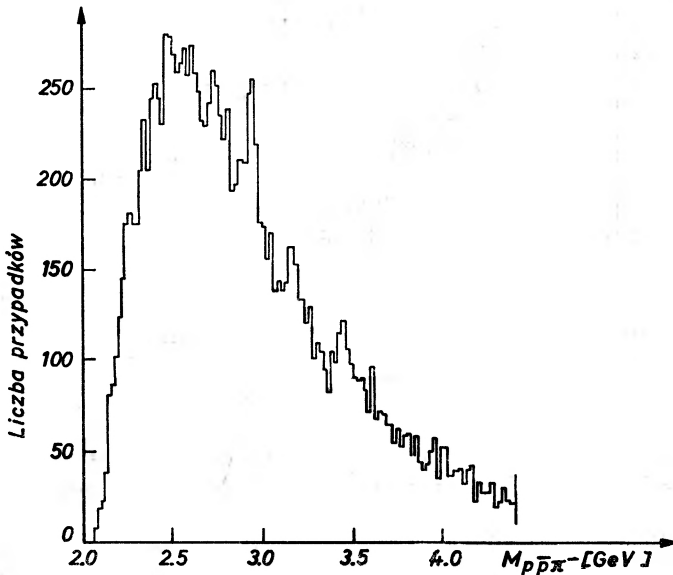
Wąskie stany sprzęgające się do kanału $\bar{p}p$ i $\bar{p}p\pi$ obserwowano również w eksperymentach produkcji: w zderzeniach π^-p , pp oraz γp . W CERN-ie, w spektrometrze Omega w oddziaływaniach π^-p , zaobserwowano cztery takie obiekty o masach (kolejno) ok. 1940,



Rys. 2. Rozkład masy niezmienniczej $\bar{p}p$ (ze spektrometru Omega) [10]

2020, 2200 i 2950 MeV (ten ostatni prawdopodobnie rozpada się na stan 2200 lub nowy o masie 2600 MeV) [10] (rys. 2, 3).

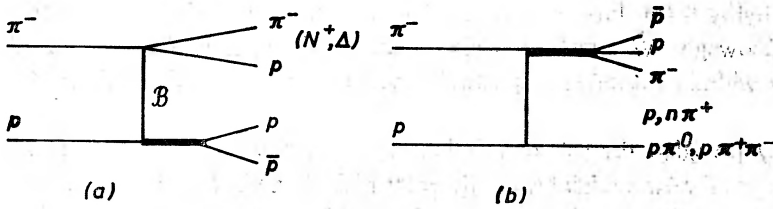
Stany takie mogłyby być produkowane w wyniku rozpraszania barionu i antybarionu poza powłoką masy, co przedstawia rys. 4a, lub produkowane jak na rys. 4b (w tej kon-



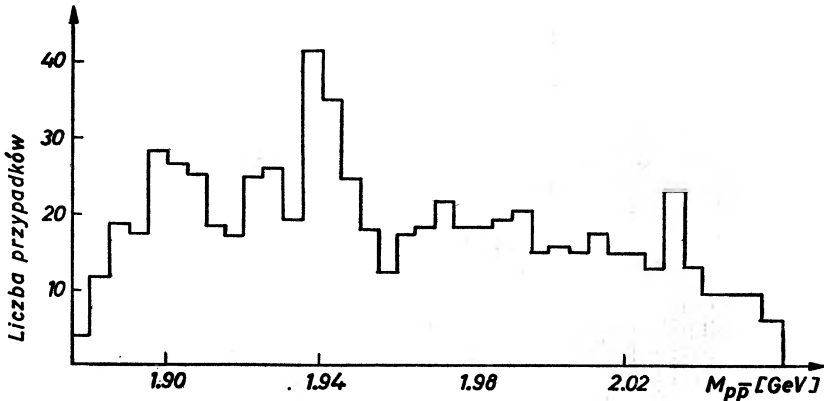
Rys. 3. Rozkład masy niezmienniczej $\bar{p}p\pi^-$ (ze spektrometru Omega) [10]

figuracji obserwowany był ostatni stan z wyżej wymienionego szeregu, o masie 2950 MeV).

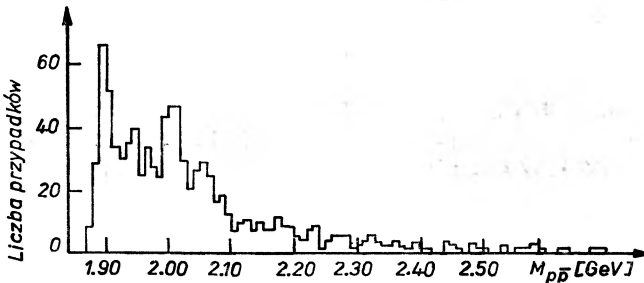
W innym eksperymencie w CERN-ie w 1980 r. zaobserwowano wąski stan w układzie $\bar{p}p$ produkowany w zderzeniach pp przy pędach 93 GeV/c [11]. Jego masa wynosi 1940 ± 1 MeV, jest więc utożsamiany z mezonem S (rys. 5). W tym samym czasie okazało się w CERN-ie że i w eksperymencie fotoprodukcji par $\bar{p}p$ na protonach stwierdzono



Rys. 4. Grafy przedstawiające możliwe mechanizmy produkcji barionium w oddziaływaniu $\pi^- p$ (spektrometr Omega)



Rys. 5. Rozkład masy niezmienniczej par $p\bar{p}$ produkowanych inkluzywnie w oddziaływaniach pp przy energii 93 GeV [11]. Na przypadki nałożono warunki: (a) pęd protonu jest większy niż antyprotonu, (b) nie obserwuje się drugiego protonu o pędzie większym niż 24 GeV/c



Rys. 6. Rozkład masy niezmienniczej układu $p\bar{p}$ otrzymany w eksperymencie fotoprodukcji [12]

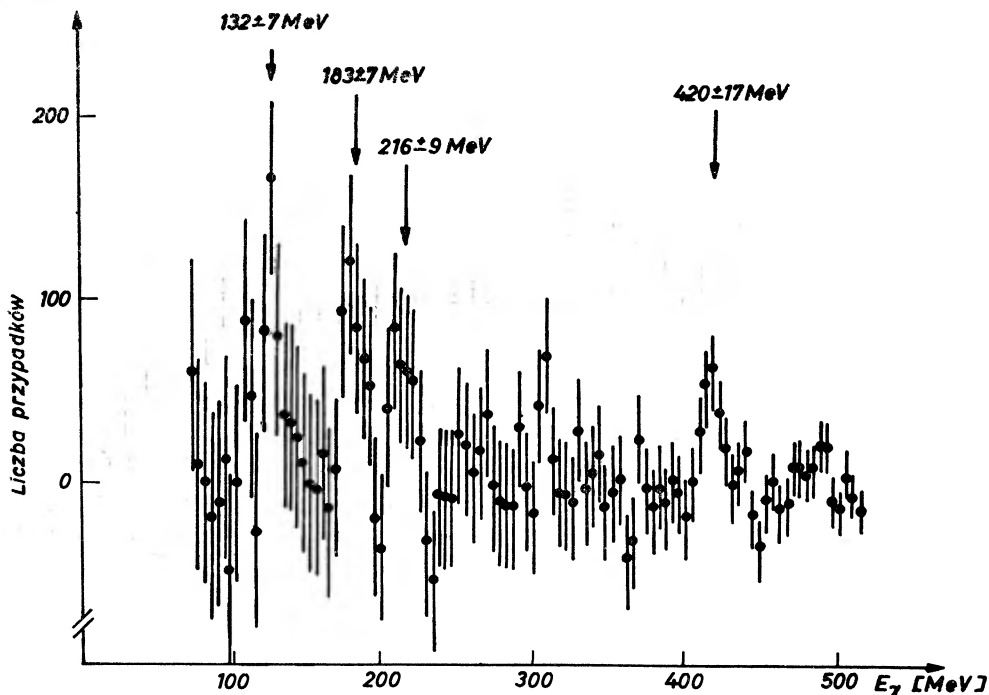
istnienie wąskiego stanu o masie 1931 ± 2 MeV interpretowanego również jako mezon S (rys. 6) [12].

Niezrozumiały i niewyjaśniony jest do tej pory fakt, że oba wyniki nie są zgodne ze sobą w granicach błędów doświadczalnych, choć w obu wypadkach poprawnie przeprowadzono kalibrację masy (w oparciu o rozpad $\phi \rightarrow \bar{K}K$).

Wąskich stanów szukano również poniżej progu na reakcję $\bar{p}p$, badając monoenergetyczne przejścia z emisją fotonu w reakcji $\bar{p}p$ w spoczynku [13]. Stany takie osiągnąć byłyby przez deekscytację układu ($\bar{p}p$) do niżej leżącego stanu związanego, przy czym

emitowany byłby foton lub np. mezon π^0 o energii równej różnicy mas stanu początkowego i końcowego. W eksperymencie przeprowadzonym w CERN-ie zaobserwowano trzy linie w widmie fotonów, odpowiadające stanom o masach 1395, 1646 i 1684 MeV (rys. 7).

Powyższy przegląd danych doświadczalnych wskazuje na potrzebę przeprowadzenia dokładnych pomiarów oddziaływań $\bar{p}p$ przy niskich pędach (i w spoczynku), co będzie możliwe przy użyciu nowej, intensywnej wiązki antyprotonów w pierścieniu LEAR.



Rys. 7. Widmo promieniowania γ po odjęciu tła. Linie o energiach 183, 216 i 420 MeV odpowiadają hipotetycznym stanom związanym o masach 1395, 1646 i 1684 MeV. Maksimum odpowiadające energii 132 MeV pochodzi od wychwytu radiacyjnego π^-p [13]

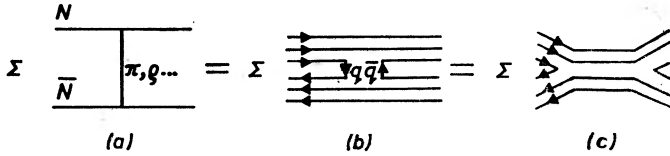
3. Teoria barionium

Podstawowym pytaniem, na które usiłowano odpowiedzieć, było: dlaczego obserwowane stany w układzie ($\bar{p}p$) są tak wąskie (kilka MeV)? Można to wytłumaczyć posługując się modelem potencjalnym lub też modelem kwarków.

Model potencjalny oddziaływania $\bar{p}p$ wprowadzony został przez analogię do oddziaływania nukleon-nukleon [14]. W modelu tym nukleony oddziałują przez wymianę mezonów. „Twardy rdzeń” tego oddziaływania pochodzi od silnego odpychania spowodowanego wymianą mezonu ω . Dokonując transformacji izoparzystości można uzyskać w układzie $\bar{N}N$ efekt silnego przyciągania biorącego się z wymiany ω . Studnia potencjału okazuje się bardzo głęboka, bo osiąga energię rzędu -1 GeV w odległości około 0.5 fm. Można więc oczekiwać istnienia wielu stanów związanych w takim potencjale, jak rów-

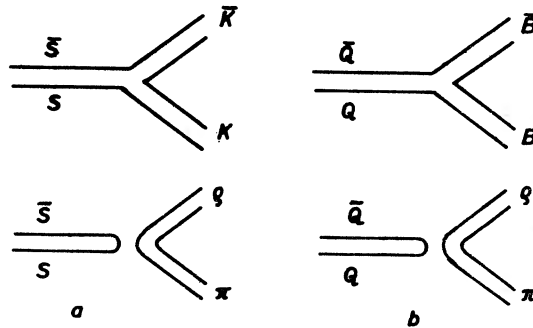
niez wielu wąskich stanów rezonansowych. Przeciwnicy takiego podejścia uważają jednak, że wprowadzenie części urojonej tego potencjału, potrzebnej do opisu rozpraszania $\bar{p}p$, zaburzy ten obraz baronium.

W modelu kwarków wymianie mezonu (π, ρ, ω) (rys. 8a) w kanale t odpowiada wymiana pary kwark-antkwark (rys. 8b). Z zasady dualności wynika, że amplitudę tego procesu można zapisać jako sumę amplitud w kanale s , odpowiadających wszystkim możliwym rezonansom (rys. 8c) [15].



Rys. 8. Ilustracja zasady dualności

Istnieją pewne podobieństwa baronium i wąskich rezonansów ϕ (1020) i ψ (3100). Obie te cząstki mają ukryte liczby kwantowe: dziwność i powab. Mezon ϕ składający się z kwarków $\bar{s}s$ rozpada się częściej na $\bar{K}K$, a nie np. na $\rho\pi$, co tłumaczy się regułą ZIO (Zweig-Iizuka-Okubo) (rys. 9a). Podobnie narzuca się aby przyjąć, że skoro rozpad

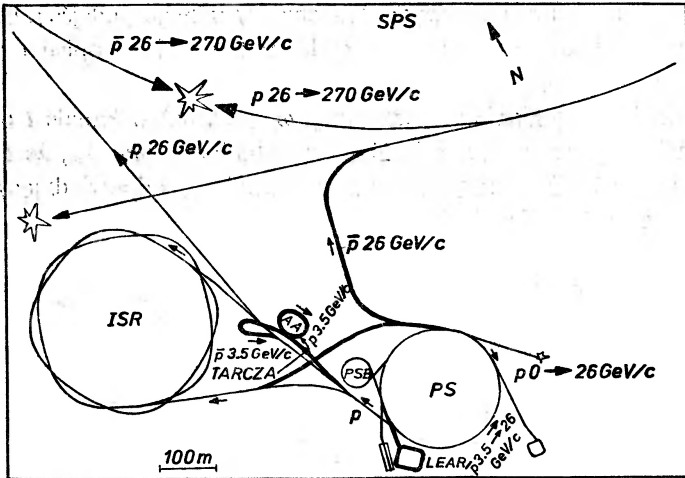


Rys. 9. Ilustracja podobieństwa baronium i rezonansu ϕ oraz reguły ZIO

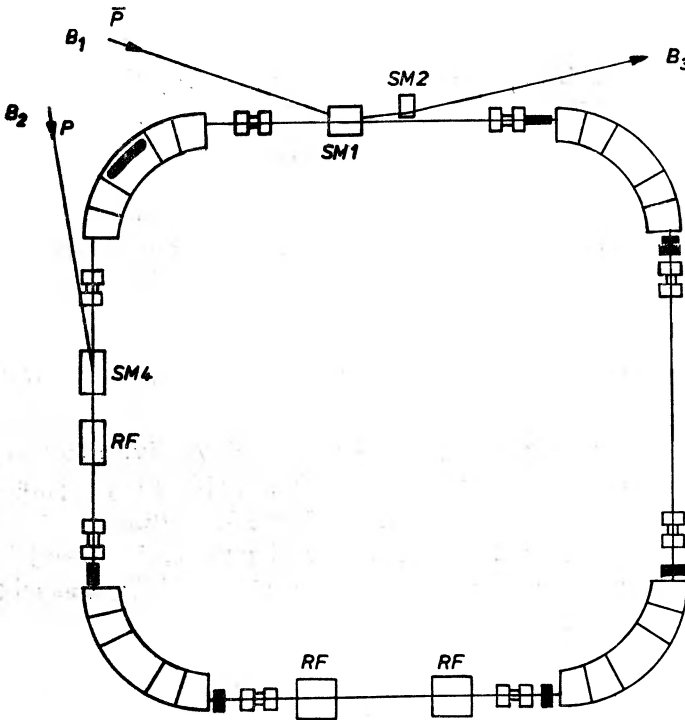
baronium silnie faworyzuje kanał $\bar{N}N$, posiada ono ukrytą liczbę barionową. Porównanie grafów z rys. 9b i rys. 8c prowadzi do wniosku, że obiekt Q jest parą kwarków. Tak więc baronium zbudowane byłoby z dwóch kwarków i dwóch antkwarków. Małą szerokość baronium (kilka MeV) można więc wytłumaczyć, podobnie jak w przypadku mezonu ϕ , zakazem rozpadu według schematu z rozłącznymi diagramami (rys. 9b), choć jest on energetycznie bardziej korzystny.

4. Przyszłość: LEAR

Aby rozstrzygnąć o istnieniu baronium niezbędna jest intensywna wiązka antyprotonów o niskich pędach, charakteryzująca się małym rozmyciem pędowym, rzędu ułamka procenta. W tym celu zaprojektowano pierścień LEAR w CERN-ie [16]. Będzie



Rys. 10. Schemat systemu akceleratorów w CERN-ie (PS — synchrotron protonowy, ISR — pierścienie akumulacyjne, SPS — supersynchrotron protonowy, AA — akumulator antyprotonów)



Rys. 11. Uproszczony schemat pierścienia LEAR. Oznaczenia: SM — magnesy odchylające; RF — wneki rezonansowe; B_1 — wiązka antyprotonów wprowadzana do pierścienia; B_2 — przeciwbieżna wiązka protonów (w przyszłości); B_3 — wyprowadzenie antyprotonów do stanowisk eksperymentalnych. Kółkiem czarnym oznaczono elementy systemu chłodzenia stochastycznego (tzw. pick-ups i kickers)

on dostarczał niskoenergetycznej wiązki antyprotonów o pędach z przedziału 0.1—2.2 GeV/c i natężeniu ok. 10^6 \bar{p} /sek. Antyprotony zbierane w AA (*Antiproton Accumulator*) przy pędzie 3.5 GeV/c wprowadzone będą do synchrotronu protonowego PS (rys. 10), spowalniane do żądanej energii i wpuszczane do pierścienia LEAR. Tam wiązka będzie poddana stochastycznemu chłodzeniu i wyprowadzana do stanowisk eksperymentalnych. Rys. 11 przedstawia pierścień LEAR. Jest on w przybliżeniu kwadratem z zaokrąglonymi rogami, o obwodzie około 80 m.

Zakłada się, że pędowa zdolność rozdzielcza wiązki powinna być rzędu $\Delta p/p \sim 0.25\%$, a więc nieco ponad 1 MeV/c przy pędach z obszaru mezonu S ($p \sim 490$ MeV/c). Duża intensywność wiązki pozwoli na użycie cienkich tarcz z ciekłego wodoru, dzięki czemu zmaleje błąd określenia pędu w wierzchołku oddziaływania, co umożliwi dokładny pomiar przekroju czynnego. Również znacznie polepszy się statystyka w eksperymentach używających tarcz gazowych.

Poszukiwanie barionium nie jest jedynym tematem, którym zajmować będą się fizycy przy użyciu wiązki z LEAR-a. Program badań obejmuje obecnie 16 zatwierdzonych eksperymentów, które zostaną przeprowadzone w najbliższych latach. Badane w nich będą oddziaływania silne i elektromagnetyczne antyprotonów z protonami. Tematy obejmują, obok barionium, spektroskopię promieniowania X, elektromagnetyczny czynnik postaci (*formfactor*) protonu, produkcję par hiperon-antyhiperon, oddziaływania antyprotonów z jądrami oraz fizykę hiperjader. Zbieranie danych rozpoczęło się już w ubiegłym (1983) roku, a pierwsze wyniki dotyczące mezonu S i ewentualnie wąskich stanów w układzie $\bar{p}p$ powinny nadejść w roku bieżącym.

Literatura

- [1] A. S. Carroll et al., *Phys. Rev. Lett.* **32**, 247 (1974).
- [2] V. Chaloupka et al., *Phys. Rev. Lett.* **61B**, 487 (1976).
- [3] W. Bruckner et al., *Phys. Rev. Lett.* **67B**, 222 (1977).
- [4] S. Sakamoto, *Nucl. Phys.* **B158**, 410 (1977).
- [5] R. P. Hamilton et al., *Phys. Rev. Lett.* **44**, 1182 (1980).
- [6] D. I. Lowenstein et al., *Phys. Rev.* **D23**, 2788 (1981).
- [7] E. Jastrzembski et al., *Phys. Rev.* **D23**, 2784 (1981).
- [8] C. Amsler et al., preprint CERN-EP/82-93 (1982).
- [9] H. G. Dosch, preprint HD-THEP-81-15 (1981).
- [10] P. Benkmeiri et al., *Phys. Lett.* **68B**, 483 (1977).
- [11] C. Daum et al., *Phys. Lett.* **90B**, 475 (1980).
- [12] D. Aston et al., *Phys. Lett.* **93B**, 517 (1980).
- [13] P. Pavlopoulos et al., *Phys. Lett.* **72B**, 415 (1978).
- [14] L. N. Bogdanova et al., *Ann. Phys.* **84**, 261 (1974).
- [15] J. L. Rosner, *Phys. Rep.* **11C**, 189 (1974).
- [16] "Design study of a facility for experiments with low energy antiprotons" — raport CERN/PS/DL 80—7 (1980), red. G. Plass.

Krzysztof Górski

Instytut Fizyki Teoretycznej
Uniwersytet Warszawski
Warszawa

Soczewki grawitacyjne

Gravitational Lenses

Abstract: Recent results on observations of gravitational lenses are reviewed shortly.

Ostatnie pięć lat przyniosło odkrycie kilku interesujących obiektów astronomicznych nazywanych soczewkami grawitacyjnymi.

Albert Einstein przedstawiając w 1916 r. nową teorię grawitacji — ogólną teorię względności (OTW) — zaproponował dwa, klasyczne już dzisiaj, obserwacyjne jej testy. Jeden był retrospektywny, polegał na wyjaśnieniu niezgodnej z teorią Newtona precesji peryhelium orbity Merkurego. Drugi dotyczył przepowiadanego przez teorię uginania promieni świetlnych w polach grawitacyjnych masywnych obiektów. Ogromnym sukcesem OTW było obserwacyjne potwierdzenie tego przewidywania podczas zaćmienia Słońca w 1919 r. Wkrótce łatwo zauważono, że obserwator znajdujący się w odległości ok. 18 promieni orbity Neptuna od Słońca mógłby obejrzeć dwa obrazy gwiazdy znajdującej się dokładnie za Słońcem. Tak powstała koncepcja soczewki grawitacyjnej tworzącej wielokrotny obraz pojedynczego źródła. Einstein był sceptyczny co do możliwości zaobserwowania takiego efektu z odległą gwiazdą w roli soczewki. Jednak już pod koniec lat trzydziestych amerykański astronom-obszawator Franz Zwicky stwierdził, że galaktyki w roli soczewek grawitacyjnych powinny praktycznie na pewno być zaobserwowane. Na potwierdzenie jego słów trzeba było czekać czterdzieści dwa lata! W międzyczasie powstało sporo prac teoretycznych opisujących spodziewane własności takich obiektów. Wiadomo, że soczewka grawitacyjna zmienia jasność źródła, że jest doskonale achromatyczna, tzn. kąt ugięcia światła i stosunek jasności obrazów nie zależą od długości fali elektromagnetycznej. Ponadto wiadomo, że soczewka punktowa (np. gwiazda lub czarna dziura) tworzy dwa obrazy źródła, zaś soczewka rozciąglą (np. galaktyka) tworzy zawsze nieparzystą liczbę obrazów, która rośnie z rosnącą nieregularnością kształtu soczewki. Tak więc w odróżnieniu od większości spektakularnych odkryć astronomicznych ostatniego dwudziestolecia, będących dla teoretyków zagadkami, często nie rozwiązanymi do dziś, soczewki grawitacyjne w zasadzie rozumiano już na pół wieku przed znalezieniem pierwszego takiego obiektu.

Tak jak większość astronomicznych sensacji, pierwsza kosmiczna soczewka została odkryta przypadkowo, a los chciał, że w setną rocznicę urodzenia Einsteina. W 1979 r. w trakcie rutynowej pracy obserwacyjnej, polegającej na szukaniu optycznych odpowiedników radioźródeł, Brytyjczyk D. Walsh z Manchesteru znalazł w gwiazdozbiorze Wielkiej Niedźwiedzicy, w pozycji radioźródła 0957+561, podwójny gwiazdopodobny obiekt o jasności 17^m o składnikach odległych o ok. 6 sekund łuku. Gdy następnie Walsh i Amerykanie Carswell i Weymann uzyskali widma tych obiektów, okazało się, że są one kwazarami o identycznych przesunięciach ku czerwieni (informujących o odległości od źródła w rozszerzającym się Wszechświecie) $z = 1,4$. Widma tych kwazarów są do siebie podobne bardziej niż jakiegokolwiek dwa inne z ok. 1500 widm znanych kwazarów. Dlaczego? Sugestia, że znaleziono pierwszy egzemplarz soczewki narzucała się sama, lecz dla jej potwierdzenia należało sprawdzić stosunki jasności składników obiektu Q0957+561 A, B w innych dziedzinach widma i przede wszystkim znaleźć samą soczewkę. W ogromnym tempie postępowała praca przy najnowocześniejszych instrumentach będących w dyspozycji astronomów. Podwójny kwazar badano przy użyciu metod radiowej interferometrii wielkobazowej w Europie i w USA, za pomocą nowego teleskopu radiowego Very Large Array w Nowym Meksyku, satelitarnie w nadfiolecie i w dziedzinie rentgenowskiej, optycznie za pomocą nowego teleskopu wielozwierciadłowego w Arizonie i w podczerwieni za pomocą nowego teleskopu na Hawajach i 5-metrowego w Kalifornii. Stosunki jasności były równe i, co najważniejsze, w podczerwieni odkryto wielką galaktykę eliptyczną ($z = 0,4$) o masie ok. 10^{12} mas Słońca - soczewkę! Powstały teoretyczne modele konfiguracji obrazów i nie ma obecnie wątpliwości co do natury tego pięknego obiektu.

Wkrótce, po roku, również przypadkowo znaleziono potrójny kwazar Q1115+080 A, B, C w gwiazdozbiorze Lwa. Obraz A jest ok. 6 razy jaśniejszy od pozostałych, wszystkie tworzą na niebie trójkąt o boku ok. $2,5''$, przesunięcia ku czerwieni są równe ($z = 1,72$), widma niemal identyczne. Niestety, obiekt nie jest aktywny w innych dziedzinach widma elektromagnetycznego i do dziś nie znaleziono galaktyki-soczewki. Istnieją modele teoretyczne dające obserwowaną konfigurację obrazów (obrazów jest pięć: jeden bardzo słaby, dwa zlewają się tworząc najjaśniejszy obraz A), w których soczewką jest galaktyka spiralna o dużej masie.

Znowu po roku odkryto kolejny podwójny kwazar Q2345+007 A, B. Obiekty A i B są odległe o $7,3''$, jasności ich różnią się o czynnik 4, przesunięcia ku czerwieni ($z = 2,15$) i widma z dokładnością do błędów pomiarowych są identyczne. Podobnie jak potrójny kwazar, nie jest on aktywny radiowo i na razie nie znaleziono galaktyki-soczewki.

W styczniu 1984 r. na spotkaniu Amerykańskiego Towarzystwa Astronomicznego w Las Vegas przedstawiono dwa kolejne podejrzane o soczewkowanie grawitacyjne obiekty. W gwiazdozbiorze Delfina leży źródło 2016+112 A, B, C. Gwiazdopodobne obiekty A i B mają jasność ok. $22,5^m$, separacja wynosi $3,4''$, widma są prawie identyczne, przesunięcia ku czerwieni także ($z = 3,27$). Jest to najślabszy obserwowany obiekt o tak dużym przesunięciu ku czerwieni. Prawdopodobnie soczewkowanie, poprzez wzmocnienie, umożliwiła widzenie go na niebie. Trzeci składnik C jest rozmytym obiektem 23 wielkości gwiazdowej, zapewne galaktyką w pośredniej odległości; być może leży w gromadzie galaktyk tworzącej soczewkę.

Piąty kandydat na soczewkę znajduje się w gwiazdozbiorze Herkulesa. Kwazar Q1635+267 A, B przedstawia się następująco: separacja $3,8''$, jasność 19^m i 21^m , $z = 1,96$, widma podobne. Nie znaleziono soczewki, lecz linie absorpcyjne w składniku A mają $z = 1,12$ i być może pochodzą z domniemanej galaktyki-soczewki.

Badanie własności soczewek grawitacyjnych może dostarczyć informacji co do trzech ważnych problemów: rozkładu masy w soczewkującym obiekcie i wzdłuż linii widzenia, własności źródeł, których promieniowanie podlega soczewkowaniu i wreszcie geometrii Wszechświata, w którym żyjemy. Szczególnie interesująca jest teoretyczna możliwość niezależnego wyznaczenia stałej Hubble'a określającej wiek i rozmiary Wszechświata. Jeżeli obserwowany obiekt zmienia jasność (co jest w przypadku kwazarów częste), to wskutek różnicy dróg optycznych i natężeń pola grawitacyjnego soczewki zmiany jasności poszczególnych obrazów powinny być obserwowalne w różnych chwilach czasu, przy czym różnice czasu są rzędu kilka lat i zależą od stałej Hubble'a. W celu ewentualnego stwierdzenia takiego zjawiska prowadzi się obecnie stałe obserwacje podwójnego kwazara Q0957+561 A, B. Poza tym modele wykorzystujące obecną wiedzę o rozkładzie materii we Wszechświecie każą się spodziewać, że na każdy tysiąc obserwowanych kwazarów kilka powinno ulegać soczewkowaniu. Jeżeli znajdziemy znacznie więcej niż obecnie soczewek grawitacyjnych, okaże się, że nasza znajomość masy Wszechświata jest bardziej niedoskonała niż dotychczas przypuszczano. Wszystko świadczy za tym, że soczewki grawitacyjne długo jeszcze pozostaną „gorącym” tematem współczesnej astronomii.

ZE ZJAZDÓW I KONFERENCJI

V Ogólnopolskie Sympozjum RENIOM'84

W dniach 24—25 stycznia 1984 odbyło się w Katowicach V Ogólnopolskie Sympozjum „Relaksacje niesprężyste i opóźnienia magnetyczne w ciałach stałych — RENIOM '84”, zorganizowane przez Instytut Fizyki i Chemii Metali Uniwersytetu Śląskiego. W Sympozjum brało udział 40 fizyków, fizyko-chemików i materiałoznawców stosujących w swoich badaniach metody tarcia wewnętrznego i dezakomodacji przenikalności magnetycznej. Wśród uczestników Sympozjum byli również goście zagraniczni.

Przedstawiono 4 referaty plenarne, 24 komunikaty z prac własnych oraz sprawozdanie z IV Europejskiej Konferencji „Tarcie wewnętrzne i tłumienie ultradźwięków w ciałach stałych” — Lyon 84 (B. Augustyniak, Politechnika Gdańska). Referaty plenarne dotyczyły następujących problemów: tarcie wewnętrzne związane z wydzielaniem się wodorków w metalach (I. G. Ritchie, Instytut Energii Atomowej w Pinawie, Kanada); wpływ defektów punktowych wprowadzonych przez napromieniowanie elektronami na własności niesprężyste magnezu (C. Minier, J. Lauzier, Centrum Badań Jądrowych w Grenoble oraz G. Haneczok, Uniwersytet Śląski w Katowicach); osobliwości tarcia wewnętrznego czystego żelaza (F. N. Tawadze, A. A. Gaczecziladze, A. G. Mikieladze, Instytut Metalurgii Gruzińskiej Akademii Nauk w Tbilisi, ZSRR); badanie umocnienia stopów Cu-Al w czasie procesu mikroodkształcenia (S. A. Gołwin, D. M. Lewin, Politechnika w Tule, ZSRR).

Problematyka komunikatów z prac własnych skupiała się wokół następujących grup tematycznych:

Materiały amorficzne nieorganiczne i metaliczne. W tej grupie tematycznej przedstawiono wyniki badań tarcia wewnętrznego w szklach wanadowo-fosforanowych i wanadowo-fosforanowych domieszko-owanych tlenkiem sodu (D. Samatowicz, D. Bednarczyk, Politechnika Gdańska) oraz wyniki dotyczące zjawiska dezakomodacji przenikalności magnetycznej w stopach $\text{Co}_{95-x}\text{Si}_x\text{B}_x$ (W. Ciurzyńska i inni, Politechnika Częstochowska) i zjawiska tarcia wewnętrznego w stopie $\text{Ni}_{168,7}\text{Cr}_{6,6}\text{Fe}_{2,65}\text{Si}_{7,8}\text{B}_{14}\text{Co}_{0,25}$ (T. Poloczek i inni, Uniwersytet Śląski). W przypadku szkieł metalicznych na bazie kobaltu stwierdzono, że obróbka cieplna w 573 K przeprowadzana w polu magnetycznym zwiększa wartość przenikalności magnetycznej, a także zmniejsza natężenie dezakomodacji, przy czym największy wpływ ma obróbka cieplna przeprowadzana w polu magnetycznym przyłożonym prostopadłe do osi próbki. Pokazano, że widmo tarcia wewnętrznego szkieł na bazie niklu wykazuje dwa wysokie maksima ($T_A = 743 \text{ K}$ i $T_B = 769 \text{ K}$) przy $f = 0.5 \text{ Hz}$, oraz plateau (850—890 K). Maksima te związane są z procesem krystalizacji badanego szkła; na efektywną energię aktywacji procesów A i B otrzymano odpowiednio: $(3.8 \pm 0.2) \text{ eV}$ i $(6.2 \pm 0.3) \text{ eV}$.

Materiały wykazujące efekt pamięci kształtu. Przedmiotem badań był stop NiTi o składzie równoatomowym (W. Chomka, J. Pastor, Politechnika Gdańska) oraz stop Cu—(14.5%)Zn—(8.5%)Al (J. Ilczuk, H. Morawiec, Uniwersytet Śląski). W stopie Cu—Zn—Al stwierdzono istotne zmiany w widmie tarcia wewnętrznego pomiędzy martenzytem uzyskanym bezpośrednio po hartowaniu w 1070 K, a martenzytem uzyskanym po pierwszej odwracalnej przemianie. Przyczyną tych zmian są różnice w stężeniu zamrożonych luk podczas hartowania z wysokiej temperatury.

Tarcie wewnętrzne i fale akustyczne związane z cienkimi warstwami. Przedstawiono wyniki badań dotyczące tarcia wewnętrznego kilku próbek metalicznych (Au, Cu, Pt, Mo, CoPt, Fe—(0.2%)Ti) pokrytych cienką warstwą próżniowego oleju DC 704 (W. Chomka, E. Denga, PG). We wszystkich otrzymanych złożonych widmach tarcia wewnętrznego pojawiło się niskotemperaturowe maksimum ($T = 223 \text{ K}$) niezależnie od rodzaju stosowanego podłoża. Za powstanie tego maksimum odpowiedzialny jest proces wy-

stępujący w warstwie oleju. Pozostałe maksima tarcia należy wiązać z procesami zachodzącymi na powierzchni rozdziału metal-olej. W tej grupie tematycznej przedstawiono także wyniki dotyczące wpływu warunków elektrochemicznych na tłumienie fal Rayleigha (E. Łunarska, Instytut Chemii Fizycznej PAN, A. Zieliński, Wyższa Szkoła Morska) oraz omówiono próbę wykorzystania metody emisji akustycznej do obserwowania i rejestracji pęknięcia warstw azotowanych podczas statycznej próby skręcenia (Z. Haś, P. Kula, PŁ).

Tarcie wewnętrzne związane z dyslokacjami. Przedstawiono rezultaty badań dotyczące: wzmocnionego piku Snoeka w stopach Fe-C i Fe-N, piku Snoeka-Köstera w żelazie zawierającym różne koncentracje atomów węgla oraz próby uzyskania piku Snoeka-Köstera w żelazie zawierającym tlen. We wszystkich tych badaniach, których autorem jest L. B. Magalas z AGH, a współautorami P. Moser z Centrum Badań Jądrowych w Grenoble oraz I. G. Ritchie z Instytutu Energii Atomowej w Pinawie, zastosowano żelazo bardzo wysokiej czystości wyprodukowane w Grenoble.

Nowości aparaturowe i metodologiczne. Przedstawiono:

- metodę i układ pomiarowy do badań tarcia wewnętrznego i zmian modułu sprężystości w funkcji pola magnetycznego magnetostrykcyjnych próbek walcowych w zakresie temperatur od 290 do 420 K (Z. Kaczkowski, IF PAN).
- układ ten wykorzystano w badaniach elinwarów tytanowych typu Nispan C,
- układ do pomiaru dekrementu tłumienia i dynamicznego modułu Younga cienkich taśm metalicznych w zakresie częstości akustycznych (10—5000 Hz) — (Z. Kaczkowski, L. Małkiński, IF PAN),
- układ elektroniczny do pomiaru tarcia wewnętrznego przy stałej amplitudzie drgań (J. Barczyński, B. Augustyniak, PG),
- wybrane przykłady na maszynę cyfrową pomocne w analizie widm tarcia wewnętrznego (L. B. Magalas, AGH).

Tematy różne. W tej grupie tematycznej przedstawiono wyniki badań dotyczących następujących problemów:

- wpływ defektów strukturalnych na magnetomechaniczne tłumienie żelaza wysokiej czystości (J. Degauque, B. Astie, INSA, Tuluza),
- wpływ odkształcenia plastycznego na amplitudową zależność tarcia wewnętrznego nieuporządkowanego stopu CoPt (B. Augustyniak, PG),
- dezakomodacja przenikalności magnetycznej w nieuporządkowanym stopie CoPt (E. Klugman i inni, PG),
- tarcie wewnętrzne w monokryształach GaP (D. Klimm i inni, Uniw. w Lipsku),
- procesy atomowe zachodzące podczas rekrytalizacji próbek czystego niklu i niklu domieszkowanego borem (B. Beyer, J. Wieting, Centralny Instytut Fizyki Ciała Stałego i Nauki o Materiałach AN NRD w Dreźnie),
- wpływ amplitudy drgań i szybkości chłodzenia na temperaturową zależność tarcia wewnętrznego stali N18K10M5T (W. Chomka, J. Pastor, PG),
- wpływ stabilizacji ścian domenowych na tarcie wewnętrzne w ferrytach Ni-Mn-Co-Cu (T. Walecki, IF PAN),
- przystosowanie teorii Landaua do badania przejść fazowych I-ego rodzaju metodą tarcia wewnętrznego (R. Kuśka, UŚ).

Należy podkreślić, że tematyka prac nie odbiegała od aktualnej tematyki badań z zakresu tarcia wewnętrznego i dezakomodacji przenikalności magnetycznej, prowadzonych w znanych ośrodkach zagranicznych. Bardzo ożywione dyskusje, przeprowadzane tak podczas obrad, jak i w kulisach Sympozjum, przyczyniły się do wyjaśnienia wielu problemów nurtujących młodych doktorantów i doktorów. Podczas sympozjum nawiązano także dalsze kontakty naukowe pomiędzy ośrodkami krajowymi i zagranicznymi.

Wyniki Sympozjum podsumował prof. Władysław Chomka, przewodniczący Komitetu Naukowego RENIOM, który podkreślił, iż nastąpił dalszy, wyraźny rozwój badań w zakresie tarcia wewnętrznego w Polsce. Uważa też, że jest celowe dalsze organizowanie tego rodzaju sympozjów. Zebrani uczestnicy Sympozjum postanowili spotkać się w Katowicach na kolejnym, szóstym RENIOM '86.

Jan Ilczuk

Instytut Fizyki i Chemii Metali
Uniwersytet Śląski
Katowice

RECENZJE

Franciszek Kaczmarek: **Podstawy działania laserów**, WNT, Warszawa 1983, str. 223, nakład 5000 egz., cena zł 130.—

Recenzowaną książkę napisał profesor fizyki doświadczalnej Uniwersytetu Adama Mickiewicza w Poznaniu, znany ze swych zainteresowań zagadnieniami laserowymi. W książce można wyróżnić dwie części: jedna obejmuje wybrane zagadnienia nauki o świetle i jego oddziaływaniu z mikroukładami (ok. 45% tekstu), druga zawiera elementy wiedzy o laserach. W I części mamy: przegląd widma fal elektromagnetycznych i ich źródeł (rozd. 1), zarys właściwości promieniowania w ciele doskonale czarnym (rozd. 2) z wyróżnieniem zagadnienia emisji spontanicznej i wymuszonej (rozd. 3), szkic teorii przejść kwantowych (rozd. 4) i elementy statystycznych właściwości światła (rozd. 11). W II części znajdujemy przedstawienie właściwości rezonatorów optycznych (rozd. 5), wiadomości o zwierciadłach laserowych (rozd. 6), opis wybranych zjawisk zachodzących w laserach (rozd. 7), przegląd metod: pompowania laserów, kształtowania emisji laserów i przestrajania laserów (rozd. 7—9). Pierwsza część pracy to ogólny wstęp, wrywkowe, często encyklopedyczne przedstawienie obszernego materiału przydatnego w zasadzie przy opisie działania laserów. Treści te jednak tylko w minimalnym stopniu związane z tematyką laserową poprzez wykorzystanie niewielu z wprowadzonych w nich pojęć i zależności. Druga część wprowadza tylko bardzo nieliczne właściwe zagadnienia laserowe: *dip* Lamba, nasycenie wzmocnienia, przeciąganie modów, szerokość widmowa promieniowania laserowego, otrzymywanie impulsów gigantów, impulsy pikosekundowe i przestrajanie laserów barwnikowych impulsowych, w bardzo zwięzłym ujęciu (ok. połowa drugiej części). Pozostały materiał drugiej części ma charakter raczej ogólny i nieco techniczny: odbicie światła i powłoki, sposoby wzbudzenia, właściwości ważniejszych elementów rozszczepiających światło.

Treść pierwszej części książki pokrywa się np. z obszerniejszą od niej książką P. A. Lindsaya *Podstawy fizyczne elektroniki kwantowej* WNT, 1979, a drugiej części zwłaszcza w zakresie problematyki rezonatorów laserowych — z książką Józwickiego *Optyka laserów*, WNT, 1981.

To czym jest omawiana książka może dobrze wyraża, zgodnie z podaną charakterystyką treści, następujący fragment Słowa Wstępnego: „Książka została pomyślana jako wstęp do omówienia działania układów laserowych oraz sposobów kształtowania ich emisji”. Słowo Wstępne zdaje się sugerować przeznaczenie książki do celów kształcenia „licznej rzeszy specjalistów — inżynierów i fizyków, których zadaniem będzie wprowadzanie techniki laserowej do różnych dziedzin naszej gospodarki”. Rzeczywiście książka w pewnej mierze może być przydatna dla celów kształcenia jako podręczna książka pomocnicza i jako źródło podstawowej literatury (do ok. 1978 r.), jednak w znacznie ograniczonym zakresie problematyki laserowej. W ewentualnych następnych wydaniach, wydaje się wysoce wskazana redukcja treści i zakresu części ogólnej (Rozdz. 1—4, 11) do niezbędnego minimum pojęć i formuł wobec dostępności odnośnych zagadnień w istniejących podręcznikach optyki, fizyki współczesnej itp. Jest natomiast wskazane rozszerzenie i aktualizacja treści laserowych.

Książka jest napisana na ogół przystępnie i jasno. Syntetyczne wstępy do większości rozdziałów są interesujące i pożyteczne, ale może zbyt zwięzłe. Niektóre paragrafy, jak 2.1, 5.1, 7.2, 7.3 i 9.1 do 9.1.4 wydają się trudniejsze, przeładowane rachunkami, którym nie towarzyszy dostateczny ładunek treści fizycznej. Odczuwa się niedosyt ujęcia opisowego i pogładowego, potrzebnego zwłaszcza w wykładzie podstaw.

W książce zauważa się wiele rozmaitych usterek. W § 5.1. może zaskoczyć czytelnika użycie funkcji wykładniczej do opisu skokowych zmian natężenia promieniowania w biernym rezonatorze optycznym,

przy czym związek czasowej i przestrzennej stałej charakteryzującej osłabienie światła, wynikający natychmiast z ich określenia, jest szczegółowo wyprowadzany. Nie jest jasne czy współczynnik wzmocnienia G określony dopiero na str. 138 oznacza ten sam współczynnik, który jest wykorzystywany wcześniej, np. na str. 88 i 130. O tym czy warunek (3.41) oznacza inwersję obsadzeń N_1 i N_2 decydują jeszcze wagi statystyczne. Nie podkreśla się tego, że inwersja jest tylko warunkiem koniecznym ale nie dostatecznym wzmocnienia (par. 3.5 i 9.3). Fragment § 4.11.6 (str. 78—79) dotyczący cząsteczkowych drgań zdegenerowanych jest mało przekonujący i niejasny. Co właściwie oznacza strata mocy spójnej $P_{dys}^{spój}$ (134¹⁻²)? Pisze się o niej, że polega na „wyprzęganiu mocy spójnej” poprzez zwierciadła laserowe, ale to nie może być prawdą, bo dalej ze wzoru (7.5) wynika dla mocy wyjściowej P_{wyj} i całkowitej mocy wymuszonej relacja: $P_{wyj} = P_{dys}^{spój} + P_{wym}^{wyp}$. W emisji lasera nie można wykorzystać wszystkich wzbudzonych centrów (166¹⁴⁻¹⁶). Na str. 209 niejasno przedstawiono zagadnienie fluktuacji liczby fotonów. Omówienie fotoemisji w § 11.5 jest niejasne i zawiłane. W rozważaniach § 4.5 o sile oscylatora nie powiedziano wyraźnie, że związek (4.56) wynika z klasycznej teorii elektronowej. Jak *deus ex machina* pojawia się formuła (4.57). Co to jest „iloczyn możliwych poziomów” (58¹¹)? Co to są „wartości fazowe” (101⁹). Fragment 151¹⁻²—151¹⁹ jest niejasny i niedokładny, pomieszano oznaczenia E i δ . Bardzo niejasne jest sformułowanie 171₁₀₋₉. W § 3.1 nie przypomniano, że promieniowanie wymuszone jest zgodne co do fazy i kierunku z wymuszonym. Wykres z rys. 6.6 nie przedstawia zależności od n_p jak to sugeruje podpis. Przez strukturę subtelną (202¹⁸⁻²⁰) należy tu rozumieć układy szczególnie bliskich linii. Struktura subtelna w sensie spektroskopowym może sięgać wielu setek Å. W § 11.1 należy założyć $s_1 \approx s_2$. W tekście 207¹²⁻¹⁴ należy pamiętać o spójnym promieniowaniu laserowym. W wierszu 27⁷ chodzi o jednostkowy przedział długości fali. Uwaga w nawiasie (41₉₋₇) sugeruje, że atom z jednym elektronem optycznym jest atomem wodoropodobnym, co nie jest prawdą. Symbol U we wzorze (4.2) oznacza energię a nie potencjał. Stwierdzenie 84⁵ jest słuszne tylko w przypadku małego T/τ_c . W zakresie terminologii budzi zastrzeżenie przede wszystkim użycie terminu degradacja zamiast (z.) degeneracja, stopień z. rząd. (207₄), laserów na ciele stałym z. stałych (151₉), niemonochromatycznego (150₄) z. niemonokinetycznego, zrębów (72) z. rdzeni lub kałużów, propagacji (11) z. rozchodzenia się. W 154₈ użyto: rezystancja, rezystywność. Terminologia z zakresu fotometrii przeważnie nie jest zgodna z zalecaną, np. wielkość J na str. 36 zwie się natężeniem strumienia światła, a na str. 135 — gęstością strumienia energii promienistej, o wielkości ρ na str. 22 mówi się, że jest „ilością energii promienistej emitowanej z jednostki objętości w jednostkowym przedziale częstości”. W pracy występuje w znacznym stopniu język potoczny. Znajdujemy w niej wiele kolokwialnych zwrotów i wyrażeń. Mówi się o emitowaniu: widma (16₁), linii (205¹⁶, 199⁶, 207¹⁷), o natężeniu promieniowania linii (49₈), o przesunięciu emisji względem częstotliwości (219₁₃), o energii: odbitej (111₈), ugiętej (199⁸), spójnej (133₈), wzbudzającej (161⁸). Również, że wektor indukcji wzbudza ... (63³) itp. Zwraca też uwagę pewne zamieszanie w oznaczeniach: różnych dla tej samej wielkości i jednakowych dla różnych wielkości.

A oto zauważone błędy (książki nie zaopatrzone w errata): 14₈ — powinno być (p.b) 3000 MHz, Tab. 1.1. — p.b. submilimetrych, wzór (3.33) — p.b. $2/\pi\Delta\nu$, 73⁵ — a) z. b), 27⁶⁻¹¹ — brak czynnika $1/V$, w podpisie do rys. 4.11 p.b. v_2 , 112⁹ — błąd w końcowym ogniwie wzoru, 117₄ — sprzeczność z przykładami 1 i 2 na str. 119, 119₂ p.b. (6.17), 133¹² — p.b. \geq , 134₁₈₋₁₇ — odwrotnie!, str. 56 — jeśli pomija się sprzężenie S i L , to jak może ono coś powodować? 56₈ — termin „term” ma szersze znaczenie a poza tym nie oznacza on stanu, str. 151 — błąd w (8.18), błędy oczywiste w zapisie procesów 161^{11, 15}, 192₅ — p.b. $(-)^{-1/2}$, 206¹ — p.b. s_1-s_2 , we wzorach 11.26 i 11.27 p.b. dv , rys. 4.2 — krzywe Lorentza i Gaussa unormowane do tej samej wysokości nie mogą mieć tej samej szerokości połówkowej, 214₁₆ — p.b. (11.37), 217₆ — p.b. $\langle(\Delta n)^2\rangle$, 219¹⁷ — eksperymenty typu Hanbury’ego-Browna i Twissa nie dotyczą interferencji różnych fotonów, 220⁹ — grupowanie fotonów nie oznacza osiągnięcia detektora akurat parami, 134₁₈ — nie chodzi o wzór (3.12), 79¹³ — Σ, II itd. oznaczają liczbę kwantową Λ w ruchu elektronu, a nie w rotacji cząsteczki, tabl. 6.1. — „Temperatura parowania”?, str. 16 — masery z definicji są generatorami mikrofal, a nie fal submilimetrych, tabl. 1.1 dotyczy generatorów submilimetrych¹.

¹ Nadesłany przez Recenzenta do Redakcji dodatkowy wykaz usterek typu nieścisłości, niejasności, usterek językowych i błędów drukarskich, obejmuje ponad 100 pozycji, przekazaliśmy bezpośrednio Wydawnictwu (przyp. Red.).

Książkę zaopatrzone w skorowidz. Wydano ją zasadniczo starannie, ale brak jest erraty, co wobec sporej liczby błędów obniża znacznie jej wartość. Zastrzeżenie budzi także przyjęcie konwencji pomijania znaków interpunkcyjnych po wzorach. Strona graficzna i jakość papieru zasługują na wysoką ocenę.

Biorąc pod uwagę niedostateczną liczbę książek o tematyce laserowej wydawanych u nas i ich szybkie znikanie z półek księgarskich należy sądzić, że i omawiana tutaj książka, chociaż o ograniczonym zakresie przydatności, okaże się użyteczna.

Kazimierz Rosiński

**Instytut Fizyki PAN
Warszawa**

LIST DO REDAKCJI

Nawiązując do artykułu A. Sobiczewskiego „Ludwik Wertenstein — popularyzator nauki” (*Postępy Fizyki* 35, 397 (1984)) pragnę podzielić się z Czytelnikami *Postępów Fizyki* wspomnieniem swojej rozmowy z Wertensteinem w 1938 r., a może na początku 1939 r. Była to rozmowa zupełnie nieformalna, raczej przypadkowa, podczas jakiegoś zebrania towarzyskiego. Uważam ją za znamienne dla jego niekonwencjonalnego sposobu myślenia.

Wertenstein powiedział mi, że myśli o urządzeniu czegoś, co w języku dzisiejszym nazywamy „szkołą letnią” lub „szkołą zimową”, ale co wówczas było koncepcją zapewne całkowicie oryginalną i bezprecedensową. Rzecz miała polegać na zgrupowaniu (najlepiej w Zakopanem) na 7—10 dni pewnej liczby młodych fizyków polskich w celu wysłuchania wykładów wybitnych fizyków zaproszonych z zagranicy, takich jak np. Niels Bohr i P.A.M. Dirac.

Koszty całej imprezy byłyby umiarkowane i pomoc finansowa ze strony czynników rządowych mogłaby być zbyteczna, jeżeli udałoby się uzyskać wsparcie od kilku zamożnych i światłych ludzi ze świata przemysłu i handlu. Obaj mieliśmy w tym środowisku dobre kontakty.

Realizacja tej idei wymagała oczywiście szczegółowego opracowania i starannego przygotowania, na co potrzebny był czas. Liczyliśmy najwcześniej na jesień 1939 r. Znane wydarzenia przeszkodziły urzeczywistnieniu tych planów.

Ludwik Natanson

KRONIKA

EPS

Zebranie Rady Europejskiego Towarzystwa Fizycznego (EPS) odbyło się w dniach 29 i 30 marca 1984 w Winterthur w Szwajcarii. Został wybrany Komitet Wykonawczy EPS na kadencję 1984/85 w następującym składzie: prezes — G. H. Stafford (Oxford), wiceprezes — W. Buckel (Karlsruhe), sekretarz — W. J. Merz (Zurych), zastępca sekretarza — N. Kroo (Budapeszt), skarbnik — D. Kuhn (Innsbruck), zastępca skarbnika — G. Preparata (Bari), członkowie — B. Dreyfus (Grenoble), J. Kaczer (Praga), E. W. A. Lingeman (Amsterdam), O. V. Lounasmaa (Helsinki), K. K. Rebane (Tallin).

W wyniku wyborów korespondencyjnych delegatami członków indywidualnych do Rady EPS są obecnie: J. Ernest (Marcoussis), B. Feuerbacher (Kolumbia), W. Heine (Cambridge), F. Janouch (Sztokholm), F. Mazi (Budapeszt), T. Riste (Kjeller), E. Skrzypczak (Warszawa), M. Tosi (Triest), A. Wapstra (Amsterdam), a delegatem rezerwowym jest L. Van Gerven (Leuven).

W ciągu ostatnich dwóch lat podwoiła się liczba członków stowarzyszonych (firm i instytucji popierających finansowo EPS). Pierwszym członkiem stowarzyszonym z krajów Europy wschodniej został niedawno Magyar Optikai Művek (Węgierskie Zakłady Optyczne w Budapeszcie). Przed zebraniem Rady delegaci członków stowarzyszonych spotkali się na sympozjum na temat nowości w spektroskopii, a następnie dyskutowali z Komitetem Wykonawczym zamierzenia na przyszłość. Podkreślono konieczność zwiększenia przepływu informacji i przepływu pracowników między nauką a przemysłem. ACAPPI (Advisory Committee on Applied Physics and Physics in Industry) będzie łącznikiem między członkami stowarzyszonymi a Komitetem Wykonawczym. W następnych zebraniach Rady będzie brać udział 4 delegatów członków stowarzyszonych.

Poczyniono dalsze postępy w realizacji *Europhysics Letters*, ogólnoeuropejskiego czasopisma, które zastąpi dwa ukazujące się od dawna pisma tego rodzaju: *Lettere al Nuovo Cimento* i *Journal de Physique Lettres*. Planuje się, że pierwszy numer ukaże się w styczniu 1986. Pod kierunkiem redaktora naczelnego działać będzie 9—14 współredaktorów odpowiedzialnych za różne dziedziny fizyki. Do ich zadań należeć będzie przyjmowanie do druku lub odrzucanie nadsyłanych listów na podstawie opinii wybranych przez nich recenzentów.

Sytuacja finansowa EPS jest w tej chwili zadowalająca, niemniej może się pogorszyć w następnych latach, o ile wzrośnie liczba członków. W 1984 r. dużym obciążeniem było przyznanie licznych stypendiów młodym fizykom, co umożliwiło im wzięcie udziału w szkołach i konferencjach, a w szczególności w VI Konferencji Ogólnej EPS w Pradze.

Zdaniem Wydziału Astronomii i Astrofizyki pożądane jest utworzenie Europejskiego Towarzystwa Astronomicznego, które stałoby się członkiem grupowym EPS (podobnie jak jest nim grupa AMPERE). Rada zaaprobowała ten projekt i zaproponowała, aby w okresie przejściowym zainteresowane towarzystwa astronomiczne (jest ich w Europie ok. 300) otrzymały status towarzystw współpracujących z EPS.

Wydział Materii Skondensowanej tworzy nową Sekcję Cieczy. Przewodniczącym prowizorycznego zarządu tej sekcji został prof. S. Bratos (Université Pierre et Marie Curie, Paryż).

Wydział Elektroniki Kwantowej publikuje obecnie piąte wydanie *Who's Who in Quantum Electronics*. Wydział opracowuje także przepisy bezpiecznego posługiwania się laserami, co ma dopomóc w zharmonizowaniu odpowiednich przepisów obowiązujących obecnie w różnych krajach Europy.

Lubelskie Sympozjum Marii Skłodowskiej-Curie

W dniach 31.5—2.6. br. odbyło się w Lublinie Międzynarodowe Sympozjum w związku z 50 rocznicą śmierci Marii Skłodowskiej-Curie. Zorganizowane zostało przez Uniwersytet noszący imię znakomitej uczoney, pod bardzo ogólnym hasłem: „Społeczno-kulturowe problemy rozwoju nauki i cywilizacji”. Sprawozdanie z Sympozjum zamieścimy w jednym z najbliższych zeszytów.

A.S.

Sympozjum w Kanadzie poświęcone Marii Skłodowskiej-Curie

W bieżącym roku przypadła 50 rocznica śmierci Marii Skłodowskiej-Curie. W związku z tą rocznicą liczne towarzystwa i instytucje naukowe zorganizowały sesje i posiedzenia poświęcone postaci, życiu i pracy uczoney. The Royal Society of Canada, towarzystwo naukowe o dużej randze i prestiżu, zorganizowało — przy współudziale Stowarzyszenia Polskich Inżynierów w Kanadzie (The Association of Polish Engineers in Canada) uroczyste sympozjum, które odbyło się 5 maja br. w Ottawie. Celem sympozjum było przedstawienie postaci Marii Skłodowskiej-Curie i jej roli w nauce, niejako w porządku chronologicznym, poczynając od jej wczesnej młodości w Polsce, poprzez lata pracy w Paryżu aż do wpływu, jaki prace badawcze Marii i Piotra Curie wywarły na dalszy rozwój nauki. Na treść sympozjum złożyły się trzy referaty, wygłoszone kolejno przez fizyka z Polski (niżej podpisana) — w języku angielskim, fizyka z Francji (prof. François Davoine) — w języku francuskim oraz fizyka z Kanady (prof. Leo Yaffe) — w języku angielskim. Każdy z prelegentów został dość obszernie przedstawiony słuchaczom, zgromadzonym w Auditorium Biblioteki Narodowej w Ottawie, w przerwach zaś między referatami mieliśmy okazję wysłuchania utworów Chopina i Ravela w wykonaniu pianisty polskiego pochodzenia Piotra Jancewicza. Pierwszy z referatów poświęcono szkicowi sytuacji edukacyjno-społeczno-politycznej na ziemiach polskich w latach wczesnej młodości Marii Skłodowskiej i warunkom, w jakich kształtowała się jej osobowość jako człowieka i przyszłego badacza. Drugi z referatów dotyczył życia Marii w Paryżu

oraz badań prowadzonych wspólnie z Piotrem Curie i — po jego śmierci — kierowanych przez samą Marię. Trzeci prelegent skoncentrował się na zagadnieniach radiochemii, dziedziny zapoczątkowanej przez małżonków Curie. Wszystkie referaty spotkały się z bardzo gorącym przyjęciem słuchaczy, wśród których byli członkowie Royal Society, oficjalni goście (ambasador Francji w Kanadzie i towarzyszące mu osoby, niektórzy członkowie parlamentu Kanady, w szczególności senator Hajdasz — Kanadyjczyk polskiego pochodzenia), wielu naukowców kanadyjskich oraz licznie przybyli członkowie Stowarzyszenia Inżynierów Polskich w Kanadzie. Całość imprezy była starannie przygotowana i przebiegała w niezwykle przyjemnej atmosferze.

Warto dodać, że przed jedenastu laty w podobnej uroczystości poświęconej postaci Mikołaja Kopernika, zorganizowanej przez Royal Society of Canada, również podkreślono polski rodowód Kopernika przez zaproszenie prelegenta z Polski, prof. Wilhelminy Iwanowskiej z Torunia.

Na zakończenie dodam, że organizatorzy Sympozjum zapraszając do udziału w nim niżej podpisaną zaproponowali mi spędzenie trzech tygodni wypełnionych licznymi spotkaniami, odczytami i zwiedzaniem ośrodków naukowych w Ottawie, Toronto i Montrealu.

Ewa Skrzypczak

Pamięci twórcy polskiej szkoły spektrometrii mas

W dniu 17.5.1984 r. odbyła się w Instytucie Fizyki UMCS uroczystość odsłonięcia tablicy poświęconej pamięci prof. Włodzimierza Żuka. Tablica z napisem „Włodzimierzowi Żukowi, 1916—1981, profesorowi UMCS, twórcy polskiej szkoły spektrometrii mas — fizycy lubelscy” jest dziełem artysty-rzeźbiarza Stanisława Gosławskiego. Uroczystość zgromadziła liczne grono współpracowników, uczniów, przyjaciół Profesora, zaproszonych gości oraz władze Uczelni. Odsłonięcia pamiątkowej tablicy dokonał w imieniu chorej w tym dniu żony Profesora dr Marty Żukowej, syn dr Jerzy Żuk. Okolicznościowe przemówienie wygłosili JM Rektor UMCS prof. J. Szymański, dyrektor Instytutu Fizyki prof. B. Adamczyk i kierownik Zakładu Fizyki Jądrowej doc. T. Goworek. Po uroczystości odsłonięcia tablicy odbyło się w auli Instytutu Fizyki spotkanie pracowników

Institutu i zaproszonych gości, na którym dr J. Zinkiewicz i doc. D. Mączka przedstawili sylwetkę i dorobek naukowy prof. W. Żuka, a następnie uczestnicy spotkania podzielili się ciepłymi, serdecznymi w tonacji wspomnieniami o tym wybitnym uczonym i wspaniałym człowieku.

Józef Pomorski

Sześćdziesiątolecie Czesława Bojarskiego

Z okazji 60-lecia urodzin prof. Czesława Bojarskiego Oddział Gdański PTF zorganizował w dniu 26 stycznia 1984 uroczyste sympozjum poświęcone dorobkowi naukowemu Jubilata.

Po krótkim zagajeniu przez przewodniczącego Oddziału prof. J. Heldta głos zabrał prof. A. Kawski, który scharakteryzował działalność naukową prof. Bojarskiego (krótkie streszczenie poniżej). Następnie prof. Bojarski dokonał przeglądu badań w kierowanym przez siebie Zespole Fotoluminescencji Instytutu Fizyki Politechniki Gdańskiej. Na zakończenie sympozjum dr J. Dudkiewicz wygłosił referat dotyczący zagadnień migracji energii w układach luminezujących.

Czesław Bojarski ukończył studia fizyczne w 1952 r. na UMK w Toruniu. Pracę magisterską „O stanach stacjonarnych cząstek bezspinowych” wykonał pod kierunkiem prof. J. Rayskiego. Po studiach zatrudniony został na stanowisku asystenta w I Zakładzie Fizyki Politechniki Gdańskiej. W początkowym okresie poszukiwał tematyki, którą mógłby się zająć (termodyfuzja, fizyka ciała stałego). W 1958 r. zainteresował się fotoluminescencją, której poświęcił dalsze lata pracy. Pracę doktorską „Niektóre zagadnienia międzymolekularnej migracji energii wzbudzenia i depolaryzacji stężeniowej fotoluminescencji roztworów stałych” obronił na Wydziale Matematyki i Fizyki Uniwersytetu Warszawskiego w 1962 r. Promotorem był prof. T. Skaliński. Habilitował się w Instytucie Chemii Fizycznej PAN w Warszawie w 1975 r. na podstawie rozprawy „Bezpromieniste przekazywanie energii wzbudzenia i niektóre efekty stężeniowe w roztworach fluoryzujących”.

Prof. Bojarski jest promotorem 6 przewodów doktorskich. Jest autorem ponad 90 prac naukowych. Do ważniejszych jego osiągnięć należy zaliczyć opracowanie teorii niektórych efektów stężeniowych obserwowanych w roztworach barwników fluoryzujących. Prace te przyczyniły się po-

ważnie do poznania mechanizmu wieloetapowego przekazywania energii wzbudzenia, w szczególności gdy w roztworze obecne są asocjaty (dimery) molekuł luminezujących w stanie podstawowym.

Za działalność naukową prof. Bojarski otrzymał wiele nagród, m. in. nagrodę PTF w 1974 r. Odznaczony został srebrnym i złotym Krzyżem Zasługi oraz Krzyżem Kawalerskim Orderu Odrodzenia Polski.

Stanisław Zachara

SSC — ciąg dalszy

Sprawa urządzenia SSC (Superconducting Super Collider — patrz Kronika 2/84), w którym dwie przeciwbieżne wiązki protonów o energii 20 TeV mają się zderzać, jest nadal przedmiotem ożywionych dyskusji i wnikliwych studiów wstępnych. Grupa ok. 150 fizyków pod kierunkiem M. Tignerą (Cornell Univ.) opracowała raport o objętości 400 stron, w którym analizuje 3 warianty założeń projektowych różniących się głównie zamierzonymi natężeniami pól magnetycznych. Koszt budowy jest prawie niezależny od wyboru wariantu i ocenia się go na 2,7—3,0 miliarda dolarów (przyjmując obecną siłę nabywczą dolara).

Związek Współpracy Naukowej Uniwersytetów — URA (University Research Association), zrzeszający 53 uniwersytety w Stanach Zjednoczonych i jeden w Kanadzie, reprezentuje w sprawie SSC wraz z paroma innymi organizacjami środowisko naukowe wobec władz federalnych. Sekretarz stanu resortu energetyki ma otrzymać w sierpniu materiały potrzebne do powzięcia decyzji co do umieszczenia odpowiednich pozycji w preliminarzu budżetowym na rok 1986.

W połowie maja odbyło się w KEK w Japonii zebranie Międzynarodowego Komitetu ds. Przyszłych Akceleratorów — ICFA (International Committee on Future Accelerators). Przewodniczącym ICFA jest V. Telegdi (ETH, Zurych). Rozważano m. in. zamierzenie budowy urządzenia z wysokoenergetycznymi przeciwbieżnymi wiązkami hadronów w CERN. W pierwszej fazie będzie prawdopodobnie zbudowany *collider* leptonowy (do zderzeń elektron-pozytron przy energii cząstek do 100 GeV, tj. energii zderzenia do 200 GeV w układzie środka masy). *Collider* leptonowy może zacząć działać przy końcu 1988 r. Prace nad budową

collidera hadronów o bardzo wysokiej energii (rzędu 10 TeV) mogłyby być podjęte w niedalekiej przyszłości. Wykorzystanie w CERN-ie tunelu LEP o obwodzie 27 km do osiągnięcia energii cząstek ok. 10 TeV wymagałoby pól magnetycznych ok. 10 T.

Ostatnio odzywają się głosy wyrażające pogląd, że budowa urządzenia typu SSC powinna być realizowana wspólnym wysiłkiem wielu państw i że powinno być budowane tylko jedno takie urządzenie, które bez względu na lokalizację byłoby dostępne dla całej światowej społeczności fizyków. George Keyworth, doradca naukowy prezydenta Stanów Zjednoczonych, wypowiedział się za takim rozwiązaniem, uważając, że międzynarodowa współpraca fizyków byłaby niezmiernie cenna nie tylko przy wykorzystywaniu gotowego urządzenia lecz także w fazie jego projektowania. Victor F. Weisskopf w przemówieniu nagrany dla zebrania ICFA w Japonii zwrócił uwagę na to, że współzawodnictwo między projektami amerykańskimi i europejskimi może zagrozić realizacji obu projektów i że należy dążyć do zaniechania współzawodnictwa i do szukania rozsądnych rozwiązań w duchu wzajemnego współdziałania.

Phys. Today 37, No 6 (1984)

B. W.

Laser elektronowy

Latem 1983 we Francji rozpoczął działanie pierwszy laser, w którym źródłem promieniowania są swobodne elektrony (Free-Electron Laser — FEL). Generując w obszarze widzialnym widma fale o długości 6500 Å, FEL współpracuje z pierścieniem magazynującym elektrony (storage ring). Laser ten powstał przy współpracy LURE (Laboratoire pour l'Utilisation du Rayonnement Electromagnétique) w Orsay z uniwersytetem Stanforda w USA. Jest to pierwsze urządzenie laserujące, w którym wykorzystano ideę „optycznego klistronu”. W laserze na swobodnych elektronach wiązka elektronów oddziałuje z periodyczną strukturą magnetyczną („wiggler”), w której pole magnetyczne jest prostopadłe do padającej wiązki, stałe w czasie i periodyczne w kierunku wiązki. Oddziaływanie to moduluje prędkość elektronów w ten sposób, że wewnątrz wigglera elektrony zbierają się w grupy i emitują promieniowanie elektromagnetyczne o określonej długości, zależnej od energii elektronów, okresu periodycznej struktury

magnetycznej i od natężenia pola magnetycznego. Promieniowanie to można zaniknąć we wnęce rezonansowej. Elektrony promieniują w obszarze widzialnym widma, jeżeli rozmiar grup elektronów są mniejsze od długości fali w rezonatorze. Wtedy nie występuje destruktywna interferencja generowanego promieniowania. Warunek ten jest bardzo trudny do spełnienia. Wiązka elektronów powinna mieć małą dispersję energii i małą rozbieżność. Okazało się, że pierścień magazynujący jest korzystniejszy przy formowaniu wiązki elektronów niż akcelerator liniowy stosowany w pierwszych eksperymentach w Stanford, w których uzyskano akcję laserową w bliskiej podczerwieni 1,6 μm. W akceleratorze liniowym ze względu na zachowanie gęstości elektronów w przestrzeni fazowej trudno jest równocześnie uzyskać dobrą lokalizację przestrzenną wiązki i małą dispersję energii elektronów. W pierścieniu magazynującym można otrzymać lepszą jakościowo wiązkę elektronów, ponieważ działa na nie quasi-dysypatywna siła zależna od ich prędkości związana z promieniowaniem synchrotronowym. Stanford ma dwa pierścienie magazynujące, które nie są przystosowane do efektywnej pracy w przypadku kiedy elektrony mają energię rzędu kilkuset MeV. Dlatego też wybrano pierścień magazynujący ACO w LURE. Pierścień magazynujący ACO o średnicy 22 m również nie jest urządzeniem zaprojektowanym specjalnie do współpracy z FEL. Prąd elektronów (10Å) jest zbyt mały. Produkowana wiązka jest niestabilna. W nowszych konstrukcjach niestabilność wiązki można by znacznie zmniejszyć. Konstrukcja ACO nie pozwala umieścić wigglera o długości większej niż 1 m, co wpływa na znaczny spadek intensywności generowanego promieniowania. Eksperyment w LURE przeprowadzono w dwóch etapach. W pierwszym, który zakończono w 1981 r., FEL pracował jako wzmacniacz bez wnęki rezonansowej promieniowania zewnętrznego lasera argonowego, emitującego promieniowanie o długości 4880 Å. Energia elektronów w wiązce była równa 240 MeV. Wiggler zbudowany był z nadprzewodzących elektromagnesów. Zanim zaczęto drugi etap eksperymentu związany z uzyskaniem samodzielnej akcji laserowej, wiggler został zniszczony. Miało to pozytywne następstwa. zaprojektowano następny specjalnie z myślą o pracy w FEL składający się z magnesów stałych. Po zainstalowaniu zwierciadeł w nowym wigglerze powstały nowe nieoczekiwane problemy. Wzmocnienie FEL było niedostateczne częściowo z tego powodu, że gęstość wiązki elektronów wytwarza-

nej w ACO była 5 razy mniejsza niż oczekiwano. Jakość luster przy ich oddziaływaniu z promieniowaniem ultrafioletowym bardzo szybko obniżała się. Próby wykonania lepszych zwierciadeł niż zwierciadła pokryte warstwą $\text{TiO}_2\text{-SiO}_2$ skończyły się niepowodzeniem. Z tego powodu zmniejszono energię elektronów do 180 MeV i aby laser generował falę o długości 6500 Å zmniejszono odpowiednio natężenie pola magnetycznego w wigglerze. Niszczący charakter promieniowania ultrafioletowego był teraz do pominięcia. Przekonstruowano wiggler przez usunięcie jednego z centralnych magnesów. Taki wiggler można zaliczyć do urządzeń działających podobnie jak klitron. Pierwsza jego część ma charakter modulatora wiązki elektronów, a druga transformuje energię elektronów w promieniowanie we wnęce rezonansowej. Zysk energetyczny zwiększył się ok. 4 razy, do wartości 0,0015 wystarczającej do kompensacji strat w zwierciadłach. Po tych zmianach została zaobserwowana ciągła akcja laserowa. Czas pracy FEL ograniczony był przez czas pracy ACO do 0,5 godz. Intensywność promieniowania wzrosła 10^4 razy a średni strumień energii we wnęce wzrósł 10^6 razy do wartości 50 MW/cm². Zaobserwowano nieoczekiwany pozytywny efekt „chłodzenia” wiązki elektronów — zmniejszenie rozmycia energii elektronów oraz zmniejszenie rozmiaru formowanych grup elektronów (*bunches*). Uzyskane wzmocnienie było o 10% większe od wartości progowej.

Przyszłe plany LURE to zbudowanie „super ACO” specjalnie do pracy w FEL. Elektrony o energii 1 GeV oddziaływając z 20 metrowym wigglersm mogą wzbudzić akcję laserową w dalekim ultrafiolecie o długości fali równej 500 Å.

Phys. Today 36, No 12 (1983)

Piotr Filipowicz

Tokamak Alcator C osiągnął kryterium Lawsona

Na początku listopada 1983 r. po raz pierwszy w historii badań nad kontrolowaną syntezą termojądrową udało się spełnić kryterium Lawsona — jeden z dwu warunków uzyskania dodatniego bilansu energii i zapłonu paliwa termojądrowego. Sukces ten odniosła grupa z Massachusetts Institute of Technology (kierowana przez Ronalda Parkera) w urządzeniu Alcator C.

Warunek Lawsona określa minimalną wartość iloczynu gęstości plazmy n (wyrażonej liczbą jonów w cm³) przez czas utrzymania energii τ (sto-

sunek energii termicznej plazmy do szybkości oddawania ciepła na zewnątrz), poniżej której energia wyprodukowana w reakcji syntezy będzie zawsze niższa od energii zużytej na grzanie i kompresję plazmy (drugim warunkiem zapłonu jest osiągnięcie odpowiedniej temperatury). Dla plazmy deuterowo-trytowej wartość ta wynosi ok. $6 \cdot 10^{18}$ cm⁻³s. Rekordowy wynik Alcatora C to $\pi \tau \approx 8 \cdot 10^{18}$ cm⁻³ przy $n = 1,5 \cdot 10^{15}$ i τ nieco większym, od 50 ms. O ostatecznym sukcesie zadecydowało zastosowanie nowej techniki wprowadzania paliwa: wstrzeliwanie pastylek zamrożonego deuteru (na razie bez trytu) wprost do rdzenia wyładowania plazmowego.

Tokamaki typu Alcator (od łac. „Altus campus toroidalis” — „wysokie pole toroidalne”) pracują od r. 1972; pierwszy projekt Brunona Coppiego i Bruce’a Montgomery’ego pochodzi z r. 1967. Są one znacznie mniejsze i tańsze od „klasycznych” tokamaków typu np. PLT (Princeton Large Torus). Alcator C ma większy promień równy 64 cm a mniejszy — 16,5 cm. Stosunkowo małe rozmiary umożliwiają zastosowanie silniejszych pól magnetycznych (obecnie ok. 11 T) i — dzięki temu — utrzymanie plazmy o gęstości rzędu 10^{15} cm⁻³ (typowa gęstość plazmy w zwykłych tokamakach jest rzędu 10^{12} — 10^{13} cm⁻³). W tak gęstej plazmie można, bez wzbudzenia szybko rosnących niestabilności, utrzymywać stosunkowo wysokie prądy (w Alcatorze C — ok. 800 kA, tj. niewiele mniej niż w kilkakrotnie większym TFTR), co bardzo korzystnie wpływa na wartość czasu τ . Słabą stroną tego typu urządzeń jest stosunkowo niska temperatura plazmy; w listopadowym eksperymencie wynosiła ona ok. 1,5 keV ($1,7 \cdot 10^7$ K), tj. ok. 5 razy mniej niż temperatura zapłonu plazmy deuterowo-trytowej (osiągnięta w PLT już w r. 1981). Możliwość podwyższania temperatury ograniczają dwie bariery stabilności: jedna — dla gęstości prądu (plazma Alcatora grzana jest, jak dotąd, wyłącznie własnym prądem), druga zaś — dla ciśnienia, które w tak gęstej plazmie szybko zwiększa się ze wzrostem temperatury ($p \sim nT$).

Alcator C zbudowano przed ok. 5 laty, dobierając jego parametry na podstawie praw skalowania $\pi \tau$ ustalonych w urządzeniu I generacji — Alcatorze A (jednym z głównych była proporcjonalność τ do kwadratu mniejszego promienia torusa). Spodziewano się więc, że nowa maszyna stosunkowo szybko upora się z kryterium Lawsona. Pierwsze doświadczenia z Alcátorem C nie potwierdziły tych praw, a osiągnięte wartości $\pi \tau$ były niewiele lepsze niż w poprzednim urządzeniu. Po kilku latach

niepowodzeń sukces przyniosło zastosowanie techniki opracowanej przez grupę S. Milory z Oak Ridge, polegającej na pneumatycznym wstrzeliwaniu milimetrycznych pastylek zamrożonego paliwa do rdzenia plazmy. Znaczne wydłużenie czasu utrzymania plazmy (z 35 do ponad 50 ms) jest prawdopodobnie wynikiem poprawienia poprzecznego rozkładu jej gęstości; nowa metoda dostarczania paliwa sprzyja koncentracji plazmy w centralnej części wyładowania, w rezultacie transport ciepła w kierunku brzegów znacznie się zmniejsza.

Ubočnym rezultatem doświadczeń prowadzonych w Alcatorze C było sformułowanie nowego prawa skalowania (*neo-Alcator scaling*), zgodnie z którym czas utrzymania plazmy rośnie wprost proporcjonalnie do kwadratu *większego* promienia, a tylko liniowo ze wzrostem *mniejszego* promienia torusa. Wynikałoby z niego, że uruchamiane obecnie wielkie tokamaki: TFTR (USA), JET (EWG), a także nie ukończone jeszcze — T15 (ZSRR) i T60 (Japonia) będą w stanie utrzymać plazmę dłużej niż przewidywano.

Wprowadzenie paliwa deuterowo-trytowego do TFTR — prawdopodobnie pierwszy w historii — próbny zapłon planuje się w Princeton na rok 1986.

Phys. Today 37, No 2 (1984)

Piotr Goldstein

Centrum Materiałów Historycznych

W École Supérieure de Physique et de Chimie Industrielles de la Ville de Paris zostało utworzone Centrum Materiałów Historycznych (Centre de Ressources Historiques de l'ESPCI).

ESPCI powstała w 1882 r. W Szkole tej studioowało lub wykładało wielu wybitnych uczonych, m. in. Pierre Curie, Maria Skłodowska-Curie, Paul Langevin, Jan Kazimierz Danysz, Frédéric i Irène Joliot-Curie. Obecnie dyrektorem Szkoły jest P. G. de Gennes, profesor Collège de France i członek Francuskiej Akademii Nauk.

Centrum zebrało już i opracowało obszerną dokumentację dotyczącą osób związanych ze Szkołą (rękopisy, korespondencja, publikacje, ikonografia). Zbiory mają służyć nie tylko historykom nauki, lecz także celom edukacyjnym. Zestawy tematyczne (w postaci fotokopii) są udostępniane szkołom, organizatorom wystaw, wydawnictwom itp.

XX Zimowa Szkoła Fizyki Teoretycznej w Karpaczu „Przejścia Fazowe w Układach Niejednorodnych“

W dniach 20.2—3.3.1984 roku odbyła się w Karpaczu zorganizowana już po raz 20-ty przez Instytut Fizyki Teoretycznej Uniwersytetu Wrocławskiego Zimowa Szkoła Fizyki Teoretycznej. Tegoroczna Szkoła poświęcona była teorii przejść fazowych w układach niejednorodnych. Podobnie jak w latach ubiegłych spotkanie w Karpaczu łączyło w sobie cechy typowej szkoły (z długimi 3—4-godzinnymi wykładami adresowanymi do słuchaczy nie będących ekspertami w danym temacie) z cechami konferencji naukowej dającej przegląd aktualnego stanu wiedzy w teorii układów niejednorodnych.

Na prośbę organizatorów, trzech zaproszonych gości M. Droz (Genewa), R. B. Stinchcombe (Oxford) i J. M. J. Van Leeuwen (Delft) podjęło się wygłoszenia wykładów mających stanowić wprowadzenie do teorii zjawisk krytycznych w układach niejednorodnych. M. Droz przedstawił w bardzo przystępnej formie podstawowe problemy i metody stosowane przy opisie tego typu układów. R. B. Stinchcombe omówił zastosowanie teorii skalowania do układów rozrzedzonych, a J. M. J. Van Leeuwen przedstawił, wprowadzoną przez niego wspólnie z Th. Nimeyerem, do teorii zjawisk krytycznych, metodę renormalizacji w przestrzeni rzeczywistej. Zgodnie z opiniami, zwłaszcza młodszych uczestników Szkoły wykłady te w sposób istotny ułatwiły zrozumienie pozostałych wystąpień.

Poszczególnym tematom Szkoły poświęcono krótkie cykle wykładów wygłoszonych przez 17 fizyków z 9 krajów.

Wykłady odbywały się w godzinach porannych. Ponadto odbyło się 10 wieczornych seminariów, na których przedstawiono prace związane tematycznie z problematyką Szkoły. Przerwy popołudniowe umożliwiały zarówno prowadzenie owocnych dyskusji jak i korzystanie z dodatkowej atrakcji Szkoły jaką stanowiły niezapomniane warunki narciarskie.

W Szkole wzięło udział 88 fizyków, w tym 24 z zagranicy.

Pełne teksty wszystkich wykładów przedstawionych w czasie trwania Szkoły zostaną opublikowane w jednym z zeszytów serii *Lecture Notes in Physics* (Springer Verlag).

Andrzej Pękalski, Józef Sznajd

VIII Ogólnopolskie Seminarium Egzoemisji Elektronów i Zjawisk Towarzyszących

P. L. Kapica
(1894—1984)

Począwszy od 1974 r. (z wyjątkiem lat 1980, 1982 i 1983), Zakład Kriofizyki Ciała Stałego Instytutu Fizyki Doświadczalnej Uniwersytetu Wrocławskiego organizuje corocznie Ogólnopolskie Seminarium „Egzoemisja Elektronów i Zjawiska Towarzyszące”. W dniach od 3 do 6 kwietnia 1984 r. w Domu Wczasowym „Krokusy” Uniwersytetu Wrocławskiego w Karpaczu odbyło się kolejne VIII Ogólnopolskie Seminarium na ten temat. Kierownictwo naukowe Seminarium spoczywało w rękach prof. Bogdana Sujaka. W Seminarium wzięły udział 42 osoby z polskich ośrodków naukowych zajmujących się problematyką egzoemisji elektronów (EEE), a także goście z Wielkiej Brytanii i RFN.

W pierwszym dniu Seminarium, sesję specjalną dedykowano prof. Bogdanowi Sujakowi u zbiegu 60 rocznicy jego urodzin i 35-lecia działalności naukowo-dydaktycznej. W trakcie tej sesji, działalność prof. Bogdana Sujaka w dziedzinie egzoemisji omówił doc. Tadeusz Górecki z Wyższej Szkoły Inżynierskiej w Opolu, a w dziedzinie fizyki niskich temperatur i kriotechniki prof. Jerzy Rafałowicz z Instytutu Niskich Temperatur i Badań Strukturalnych PAN we Wrocławiu.

Tematyka Seminarium obejmowała: a) zagadnienia egzoemisji elektronów z metali, dielektryków i półprzewodników, dozymetrię egzoemisijną oraz problemy zastosowań; b) wyładowania elektryczne na powierzchni dielektryków i ferroelektryków jako źródła pozornej egzoemisji elektronów; c) problemy egzoelektronowych technik pomiarowych (detekcja, identyfikacja, analiza energetyczna) w obszarze wysokich jak również niskich temperatur; d) własności kriokondensowanych warstw gazów traktowanych jako potencjalne źródła EEE, ośrodki intensyfikujące lub hamujące zjawiska EEE w warunkach niskich temperatur.

Referaty i komunikaty z prac własnych wygłoszonych na Seminarium opublikowane będą w *Acta Universitas Wratislaviensis*. Przewiduje się, że kolejne IX Ogólnopolskie Seminarium EEE i Zjawisk Towarzyszących zorganizowane będzie w drugiej połowie kwietnia 1985 r.

Kazimierz Biedrzycki



Dnia 8 kwietnia 1984 r. zmarł Piotr Leonidowicz Kapica, światowej sławy uczony radziecki.

Piotr Kapica urodził się 8 lipca 1894 r. W 1918 r. ukończył studia na Wydziale Elektryczno-Mechanicznym Piotrogadzkiego Instytutu Politechnicznego. Do r. 1921 był pod naukową opieką znanego fizyka A. F. Joffego. W latach 1921—34 pracował u E. Rutherforda na Uniwersytecie w Cambridge (od r. 1930 jako dyrektor specjalnie dla niego budowanego Instytutu im. Monda, ukończonego w r. 1933).

P. Kapica był w latach 1939—46 profesorem Uniwersytetu Moskiewskiego, a ponadto w latach 1935—46 dyrektorem słynnego Instytutu Problemów Fizycznych AN ZSRR, na które to stanowisko został przywrócony w r. 1955. W r. 1939 został członkiem rzeczywistym AN ZSRR, oprócz tego był członkiem ponad dwudziestu Akademii (od r. 1963 PAN) i stowarzyszeń naukowych. Otrzymał też tytuł doktora *honoris causa* dwu Uniwersytetów w Polsce — Jagiellońskiego i im. B. Bieruta we Wrocławiu.

W uznaniu licznych zasług naukowych uhonorowano go medalami: Faradaya (1942), Franklina (1944), Łomonosowa (1959), Bohra (1964) i Rutherforda (1966). W r. 1978 otrzymał Nagrodę Nobla z fizyki za fundamentalne odkrycia i wynalazki w dziedzinie fizyki niskich temperatur (*Postępy Fizyki* 30, 94 (1979)).

Pierwszym jego sukcesem w dziedzinie niskich temperatur była budowa nowego typu skraplarki helu działającej cyklicznie, a nazywanej obecnie „skraplarką Kapicy”. W r. 1938 opublikował w *Nature* wyniki badań nad lepkością helu. Wiedząc o odkrytym w r. 1936 „termicznym nadprzewodnictwie” helu II stwierdził: „reprezentuję pogląd, że hel II musi być rozpatrywany raczej jako ciecz nadpłynna niż »nadprzewodząca ciepło«. Ta idea nadpłynności helu II była potem potwierdzona przez Kapicę bardzo finezyjnymi eksperymentami opisanymi w obszernej pracy opublikowanej w r. 1941. Znajdujemy w niej też potwierdzenie dwucieczowej teorii helu II L. D. Landaua.

W toku dalszych badań nad helem wykrył Kapica zjawiska zwane obecnie „skokiem temperatury Kapicy” i „oporem Kapicy”, a zlokalizowane w wąskiej warstwie ciekłego helu graniczącej z powierzchnią ciała stałego, przez którą przekazywane jest ciepło od ciała stałego do helu.

Kapica osiągnął również liczące się rezultaty w fizyce jądrowej (był inicjatorem w 1923 r. badań torów cząstek alfa w komorze Wilsona umieszczonej w silnym polu magnetycznym), w technice silnych pól magnetycznych (prawo Kapicy — 1928 r. — zależność liniowa oporności właściwej metali polikrystalicznych od pola magnetycznego), elektronice prądów o wielkiej mocy oraz fizyce wysokotemperaturowej plazmy.

Od r. 1955 był naczelnym redaktorem *ŻETF*. Używał często swego autorytetu, aby nie tylko fizycy, ale i filozofowie mogli szerzej przedstawiać swoje poglądy.

Zygmunt Galasiewicz

S. Ulam
(1909—1984)

Dnia 13 maja 1984 r. zmarł w Santa Fe w stanie Nowy Meksyk (USA) Stanisław Marcin Ulam, wszechstronny uczony, wybitny matematyk i fizyk.

Stanisław Ulam urodził się we Lwowie 13 kwietnia 1909 r. Pochodził ze spolonizowanej rodziny żydowskiej, przybyłej z Wenecji i osiadłej od kilku pokoleń we Lwowie. Jego dziadek był architektem, a ojciec prawnikiem. Stanisław Ulam ukończył studia i otrzymał doktorat z matematyki na Wydziale Ogólnym Politechniki Lwowskiej. Był uczniem Kazimierza Kuratowskiego, który nazwał go jednym ze swoich największych odkryć matematycznych. Ulam był aktywnym uczestnikiem sławnych spotkań w kawiarni „Szkockiej”. Łączył wielki talent do abstrakcyjnych działań matematyki z zamiłowaniem do fizyki, z obszerną wiedzą fizyczną, a także z jej praktycznymi zastosowaniami (por. rozmowę z nim i Markiem Kacem przeprowadzoną przez Mitchella Feigenbauma. *Postępy Fizyki* 35, 495 (1984)).

Osiągnięcia Ulama w dziedzinie matematyki obejmują bardzo szeroki zakres: od podstaw matematyki, poprzez teorię mnogości, topologię, teorię grup i teorię prawdopodobieństwa, do metod numerycznych. Był prekursorem fizyki komputerowej, autorem sławnej dziś metody Monte Carlo. Jako jeden z pierwszych zrozumiał znaczenie metod komputerowych dla podstawowych badań fizycznych. Był współodkrywcą zjawisk koherencji indukowanej przez nieliniowe sprzężenie w układach drgających (problem Fermiego—Pasty—Ulama). Te pionierskie badania stworzyły załazek fizyki zjawisk solitonowych, Również współczesna teoria zjawisk chaotycznych wykorzystuje wczesne idee Ulama.

Przez 20 lat (1943—1967) spędził Ulam w laboratorium w Los Alamos. Pracował tam nad konstrukcją broni jądrowych. Odegrał decydującą rolę przy konstrukcji bomby wodorowej, przeprowadzając „ręcznie” (przy pomocy suwaka logarytmicznego) podstawowe obliczenia procesów inicjacji reakcji termojądrowej w bombie wodorowej, zanim udało się uruchomić odpowiednie programy obliczeniowe na świeżo wówczas skonstruowanej przez von Neumanna maszynie matematycznej MAN-IAC. Ulam zajmował się także problemem napędu jądrowego. Brał udział w projekcie Rover mającym na celu wykorzystanie reaktora jądrowego do napędu rakiet. Zaproponował również (a nawet opatentował!) napęd jądrowy do wielkich statków kosmicznych wykorzystujący wybuchy miniaturowych bomb jądrowych do popychania statku. Koncepcja Ulama stała się podstawą projektu Orion rozpoczętego w 1958 r., który miał doprowadzić do wysłania statku załogowego do Saturna.

Ulam był jednym z nielicznych matematyków, którzy doceniają rolę fizyki jako stymulatora rozwoju matematyki i umiał w pełni tę stymulację wykorzystać. Wierzył, iż zmiana zainteresowań badawczych wpływa odmładniająco, uważał, że wąska specjalizacja stanowi poważne niebezpieczeństwo dla rozwoju nauki.

Ulam umiał czerpać radość z zajmowania się

różnymi działami nauki: od matematyki do biologii. Swoją autobiografię (*Adventures of a Mathematician*) zakończył słowami: „Cudowne jest, iż tak wiele nowych możliwości i osiągnięć powstaje przez owocne i szczęśliwe połączenie wielu działów nauki”.

Iwo Białynicki-Birula

KALENDARZ IMPREZ

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

KONFERENCJE 1985

23—30 maja 1985, Szczyrk

Identification of Defects in Semiconductors, Instytut Fizyki PAN, Prof. J. Auleytner, IF PAN, Al. Lotników 46, 02-668 Warszawa, tel. 43-60-34 ang.

17—19 września 1985, Gdańsk

VI Krajowa Konferencja Miernictwa Elementów Półprzewodnikowych i Układów Scalonych. Naukowo-Produkcyjne Centrum Półprzewodników CEMI. Dr J. Kuchta, ITE Pol. Gd., ul. Majakowskiego 11/12, 80-952 Gdańsk. tel. 47-17-79.
Z: 31. 12. 84, A: 15. 11. 84, O: 4.000 zł (włącznie z zakwaterowaniem i wyżywieniem).

SZKOŁY 1985

16 lutego — 2 marca 1985, Karpacz

XXI Zimowa Szkoła Fizyki Teoretycznej: Łamanie symetrii w fizyce. IFT Uniwersytetu Wrocławskiego. Prof. Jan Mozrzyms, IFT UWrocław, ul. Cybulskiego 36, 50-205 Wrocław.
Z: 15. 12. 84, P, U: 80, ang.

II

13—26 kwietnia 1985, Zakopane

XX Int. School on Physics.

Part 1 (13—19. 4): Selected Topics in Nuclear Physics — Exotic Nuclei, States and Methods. R. Broda, IFJ, ul. Radzikowskiego 152. 31-342 Kraków, tel. 37-02-22.
Part 2 (20—26. 4): Nuclear Methods in Condensed Matter Studies. J. Bara, IF UJ, ul. Reymonta 4, 30-059 Kraków, tel. 33-63-77.

23—30 maja 1985, Szczyrk

7th International Summer School „Defects in Crystals”. Instytut Fizyki PAN. Prof. J. Auleytner, IF PAN, Al. Lotników 46, 02-668 Warszawa, tel. 43-60-34
P, U: 150, ang.

9—15 czerwca 1985, Jaszowiec

Międzynarodowa Szkoła Fizyki Związków Półprzewodnikowych — Jaszowiec 85.
IF PAN, Doc. J. Kossut, IF PAN, Al. Lotników 32, 02-668 Warszawa, tel. 43-56-26.
P, U: 200, ang., O: 9.800 zł (włącznie z zakwaterowaniem i wyżywieniem).

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 szczególnie wskazówki co do ich charakteru przedstawione są w *Postęпах Fizyki* **24**, 701 (1973); **33**, 299 (1982).

2. Maszynopis pracy (oryginał i jedną pełną — z rysunkami, tablicami itd. — kopie) 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 drukowane 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 na rok 1985:

Cena prenumeraty: półrocznie zł 240.—
rocznie zł 480.—

Prenumeratę krajową przyjmuje się:

do dnia 10 listopada na I półroczu roku następnego i cały rok następny,
do dnia 1 czerwca na II półroczu 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 (która jest o 50% droższa od prenumeraty krajowej dla zleceniodawców indywidualnych i o 100% dla instytucji i zakładów pracy) pocztą zwykłą przyjmuje RSW „Prasa—Książka—Ruch”, Centrala Kolportażu Prasy i Wydawnictw, ul. Towarowa 28 00-958 Warszawa, konto MBP 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”.

Tylko prenumerata zapewnia regularne otrzymywanie czasopisma

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.

SPIS TREŚCI

L. S. Szczepaniak, S. K. Hoffmann — Oddziaływanie kontaktowe Fermiego w badaniach elektronowego rezonansu paramagnetycznego	541
K. G. Wilson — Grupa renormalizacji i zjawiska krytyczne (tłum. M. Cieplak)	555
WSPOMNIENIA-ROZMOWY	
S. Chandrasekhar — Marian Smoluchowski jako twórca fizyki zjawisk stochastycznych (tłum. J. Piasecki)	587
ROZMOWY	
Fragment rozmowy z Włodzimierzem Ścisłowskim	597
NOWOŚCI NAUKOWE	
J. Ciborowski — Barionium; stan obecny i perspektywy	601
K. Górski — Soczewki grawitacyjne	611
ZBIÓR ZIĄZDÓW I KONFERENCJI	615
RECENZJE	617
LIST DO REDAKCJI	621
KRONIKA	623

CONTENTS

L. S. Szczepaniak, S. K. Hoffmann — Contact Fermi Interaction in Electron Paramagnetic Resonance	541
K. G. Wilson — The Renormalization Group and Critical Phenomena	555
RECOLLECTIONS-ANNIVERSARIES	
S. Chandrasekhar — Marian Smoluchowski as the Founder of the Physics of Stochastic Phenomena	587
DEBATES	
Excerpts from an Interview with Włodzimierz Ścisłowski	597
SCIENTIFIC NEWS	
J. Ciborowski — Baryonium: Present Status and Perspectives	601
K. Górski — Gravitational Lenses	611
MEETING AND CONFERENCES	615
REVIEWS	617
LETTER TO THE EDITOR	621
CHRONICLE	623