
PTF

DWUMIESIĘCZNIK
POŚWIĘCONY
UPOWSZECHNIANIU
WIEDZY
FIZYCZNEJ

POSTĘPY FIZYKI

TOM 40
ZESZYT 4
1989

ZARZĄD

Prezes

Prof. dr JANUSZ ZAKRZEWSKI

Wiceprezesa

Prof. dr ANDRZEJ OLEŚ
Prof. dr TADEUSZ SKALIŃSKI

Sekretarz Generalny

Doc. dr STANISŁAW G. ROHOZIŃSKI

Skarbnik

Doc. dr TADEUSZ PNIEWSKI

Członkowie Zarządu

Dr TERESA BIAŁECKA
Doc. dr JERZY DEMBZYŃSKI
Doc. dr STANISŁAW HAŁAS
Prof. dr STANISŁAW ŁĘGOWSKI
Doc. dr STANISŁAW MICHALAK
Prof. dr JÓZEF TERLECKI
Prof. dr CECYLIA WESOŁOWSKA

oraz redaktorzy naczelni czasopism PTF

Prof. dr ADAM SOBICZEWSKI — *Postępy Fizyki*
Prof. dr WIESŁAW CZYŻ — *Acta Physica Polonica*

Dr hab. JAN KALINOWSKI — *Delta*

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

Przewodniczący Oddziałów Towarzystwa

Doc. dr MICHAŁ ŚWIĘCKI (Białystok)
Doc. dr MIKOŁAJ ROZWADOWSKI (Bydgoszcz)
Doc. dr JÓZEF ŚWIĄTEK (Częstochowa)
Doc. dr JERZY GRZYWACZ (Gdańsk)
Doc. dr MIECZYŚLAW F. PAZDUR (Gliwice)
Doc. dr WIESŁAWA ZAREK (Katowice)
Doc. dr SŁAWOMIR CHOJNACKI (Kielce)
Prof. dr LUCJAN JARCZYK (Kraków)
Doc. dr STANISŁAW HAŁAS (Lublin)

Doc. dr STANISŁAW MICHALAK (Łódź)
Doc. dr MIECZYŚLAW PIRÓG (Opole)
Doc. dr STANISŁAW K. HOFFMANN (Poznań)
Prof. dr ALEKSANDER SZYMAŃSKI (Rzeszów)
Dr HENRYK WREMBEL (Ślupsk)
Doc. dr TADEUSZ REWAJ (Szczecin)
Prof. dr STANISŁAW DEMBIŃSKI (Toruń)
Prof. dr JAN ŻYLICZ (Warszawa)
Doc. dr Ewa DOBIERZEWSKA-MOZRZYMAS (Wrocław)

ADRES ZARZĄDU

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

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 40, ZESZYT 4

PAŃSTWOWE WYDAWNICTWO NAUKOWE
1989

RADA REDAKCYJNA

Iwo Białynicki-Birula, Jerzy Czerwonko, Marek Demiański, Adam Kujawski, Marian Mięśowicz,
Ludwik Natanson, Tadeusz Skaliński, Maciej Suffczyński, Józef Szudy, Przemysław Zieliński

KOMITET REDAKCYJNY

Redaktor Naczelny — Adam Sobiczewski

Członkowie Redakcji — Tomasz Dietl, Magdalena Staszal, Barbara Wojtowicz

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

Redaktor PWN — Wanda Lohman

Korespondenci Oddziałów PTF

mgr *Piotr Malinowski* (Białystok)
dr *Jerzy Wystocki* (Częstochowa)
dr *Stanisław Zachara* (Gdańsk)
doc. dr *Eugeniusz Soczkiewicz* (Gliwice)
dr *Janusz Frąckowiak* (Katowice)
dr *Małgorzata Suchańska* (Kielce)
dr *Anna Kapuścik* (Kraków)
prof. dr *Tomasz Goworek* (Lublin)
prof. dr *Leszek Wojtczak* (Łódź)
dr *Wojciech Wojtanowski* (Opole)
doc. dr *Piotr Pierański* (Poznań)
mgr *Danuta Ficek* (Słupsk)
dr *Ewa Weinert-Rączka* (Szczecin)
doc. dr *Hanna Męczyńska* (Toruń)
dr *Wanda Ejchart* (Warszawa)
dr *Bernard Jancewicz* (Wrocław)

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

Nakład 1962+88 egz. Ark. wyd. 7,25. Ark. druk. 5¹²/₁₆+1 wkł. Papier offset. kl. III
70 × 100, 70 g. Oddano do składania w marcu 1989 r. Podpisano do druku
w listopadzie 1989 r. Druk ukończono w listopadzie 1989 r. Cena zł 200.— Zam. 158/89

Drukarnia Uniwersytetu Jagiellońskiego Kraków, ul. Manifestu Lipcowego 13

John H. Schwarz

California Institute of Technology
Pasadena, California
USA

Superstruny * Superstrings

Abstract: Considering the elementary building blocks of nature to be strings rather than point particles allows one to construct consistent quantum theories that unify gravity with the other known forces.

W ciągu ostatnich trzech lat wielu fizyków teoretyków poświęciło się całkowicie pracy nad teorią superstrun. Wierzmy bowiem, choć w różnym stopniu, że po raz pierwszy w dziejach mamy w ręce większość podstawowych składników niezbędnych do skonstruowania niemal jednoznacznej teorii kwantowej, dającej jednolity opis wszystkich cząstek elementarnych i sił działających między nimi. Wierzmy również, iż teoria ta jest wolna od niespójności, które udaremniły wszystkie poprzednie próby zbudowania „jednolitej teorii pola”, opisującej grawitację wraz z siłami elektromagnetycznymi, silnymi i słabymi. Mówiąc krótko i stylem pewnych popularnych wypowiedzi, mamy wreszcie „ogólną teorię wszystkiego”.

Niektórzy wybitni fizycy uważają jednak powstanie teorii superstrun za poważną aberrację, która spowodować może wypaczenie całego pokolenia studentów. Wskazują oni, że nie ma żadnego eksperymentalnego potwierdzenia istnienia superstrun i twierdzą, że nigdy go nie będzie. Czy wprowadziliśmy zatem jakiś złowieszczy kult w świat fizyki teoretycznej? Czy rozliczni teoretycy zostali sprowadzeni na manowce przez kilku spośród nas, tych, którzy dysponują nadmiernymi wpływami? Czy też może jest tak — w co chciałbym wierzyć — że teoretycy zajmujący się superstrunami tworzą nowy sposób patrzenia, który dogłębnie odmieni naszą koncepcję fizycznego wszechświata?

W artykule tym podam argumenty przemawiające za superstrunami, przedstawię również niektóre z przeszkód, które należy jeszcze pokonać. Poważniejsze badanie superstrun wymaga dużo nowoczesnej matematyki. Rzeczywiście, teorie superstrun pobudzają nowe badania i prowadzą do nowych osiągnięć w matematyce, a w rezultacie tych osiągnięć wyłania się nowy poziom unifikacji cząstek elementarnych, kwantowej teorii grawitacji i pewnych działów nowoczesnej matematyki. Tu jednak postaramy się o przedstawienie wyników bez użycia matematyki.

* Artykuł opublikowany w *Physics Today* 40, no 11(1987), został przetłumaczony za zgodą Autora i Wydawcy [Translated with permission. Copyright © 1987, American Institute of Physics] (przyp. Red.).

Teoria superstrun różni się od konwencjonalnej kwantowej teorii pola postulatem gło-
szącym, że elementarnymi składnikami wszelkiej materii nie są cząstki punktowe, lecz
struny — jednowymiarowe obiekty, czyli krzywe. Długość Plancka

$$L_P = \left[\frac{\hbar G}{c^3} \right]^{1/2} \approx 1,6 \cdot 10^{-33} \text{ cm}$$

oraz masa Plancka

$$M_P = \left[\frac{\hbar c}{G} \right]^{1/2} \approx 2,2 \cdot 10^{-5} \text{ g} \approx 1,2 \cdot 10^{19} \text{ GeV}/c^2$$

charakteryzują rozmiar i energię wzbudzenia tych strun (zob. tab. 1). W tej skali teoria
superstrun różni się istotnie od zwykłych teorii opisujących cząstki punktowe, może na-
tomiaś być dobrze przez nie aproksymowana na dużych odległościach i dla niskich energii.
Skrajna znikomość skali długości czy też równoważnie, skrajna wielkość skali energii,
skłania sceptyków do utrzymywania, że teoria superstrun nigdy nie zostanie sprawdzona
doświadczalnie. Jeżeli energia osiągnana w eksperymentach laboratoryjnych nadal będzie
wzrastać o rząd wielkości z każdym dziesięcioleciem (wzrost, który dzięki postępom w te-
chnice akceleratorowej był możliwy w ciągu ostatnich kilku dziesięcioleci), to będziemy
musieli czekać niemal dwieście lat zanim skala Plancka stanie się bezpośrednio dostępna
badaniom. Jednakże jedyną skalą właściwą dla jednolitej teorii obejmującej grawitację
jest właśnie skala Plancka, toteż powyższy zarzut można postawić wobec każdej próby
pełnej unifikacji. W każdym razie, jak powiemy dalej, teoria ta winna mieć również obser-
wowalne konsekwencje przy dużo niższych energiach.

Tabela 1. Charakterystyczne skale

	Rozmiar (cm)	Energia wzbudzenia (eV)
Atomy	10^{-8}	10
Jądra	10^{-13}	10^7
Oddziaływania słabe	10^{-16}	10^{11}
Skala Plancka	10^{-33}	10^{28}

1. Model standardowy

Teoretyczna konstrukcja opisująca wyniki wszystkich znanych eksperymentów w obrę-
bie fizyki cząstek elementarnych była stopniowo tworzona w ciągu minionych trzydziestu
lat i znana jest pod obiegową nazwą modelu standardowego. Aby umotywić nasze
rozważania superstrun, dokonajmy zwięzłego przeglądu sukcesów i ograniczeń modelu
standardowego.

Teoretycy zajmujący się cząstkami elementarnymi aż do ostatnich czasów ignorowali
siłę grawitacyjną pomiędzy tymi cząstkami, jest ona bowiem niemierzalnie słaba na od-
ległościach i przy energiach badanych eksperymentalnie. Pomijające grawitację teorie czą-
stek elementarnych muszą być zgodne z zasadami szczególnej teorii względności i teorii

kwantów. Kwantowa teoria pola jest matematyczną konstrukcją uwzględniającą obie te teorie i dającą teoretyczny opis cząstek elementarnych, uważanych za obiekty punktowe.

Aby być matematycznie spójna i teoretycznie akceptowalna, kwantowa teoria pola musi być renormalizowalna i wolna od pewnych anomalii. Renormalizowalność oznacza, że obliczając w ramach teorii jakąkolwiek fizycznie mierzalną wielkość, otrzymamy wynik skończony pomimo rozbieżności, które często pojawiają się, gdy wielkość tę rozwinąć w szereg względem odpowiedniej stałej sprzężenia. Anomaliami w teorii pola są człony, które łamią prawa zachowania (lub niezmienniczość cechowania), gdy teoria ta jest kwantowana. Możliwych jest wiele matematycznie spójnych kwantowych teorii pola i model standardowy jest jedną z nich, wybraną przez zgodność z fenomenologią.

Model standardowy opisuje wyłącznie cząstki o spinie 0, $\frac{1}{2}$ i 1. Każda z tych trzech grup cząstek odgrywa odrębną, swoistą rolę. Cząstki o spinie 1 są nośnikami sił: gluony przenoszą oddziaływania silne, bozony W i Z — oddziaływania słabe, zaś fotony — siły elektromagnetyczne. Kwarki i leptoni, elementarne składniki wszelkiej zwyczajnej materii, mają spin $\frac{1}{2}$. Wreszcie cząstki o spinie 0, zwane skalarami Higgsa, indukują spontaniczne łamanie symetrii (o tym dalej).

Kwantowe teorie pola szczególnego typu, zwane nieabelowymi teoriami pól cechowania lub teoriami Yanga-Millsa, tworzą fundament modelu standardowego. Teorie te są niezmiennicze względem pewnych transformacji symetrii, przy których wartości zmiennych polowych mogą być dobrane niezależnie w każdym punkcie czasoprzestrzeni. Matematycznego sformułowania ciągłych transformacji symetrii w tych teoriach dostarcza teoria grup Liego. Sophus Lie, matematyk norweski, zdefiniował grupowe właściwości takich ciągłych transformacji symetrii w 1869 r., a później Elie Cartan przebadał je i sklasyfikował. W teorii grup Liego dowolną skończoną transformację symetrii otrzymuje się przez wielokrotne wykonanie transformacji infinitezymalnych. Każda transformacja infinitezymalna zdefiniowana jest za pomocą generatora, a liczba liniowo niezależnych generatorów nosi nazwę wymiaru grupy. Na przykład $SO(N)$, grupa obrotów w N wymiarach, jest generowana infinitezymalnymi obrotami w płaszczyznach wyznaczonych przez pary osi (współrzędnych kartezjańskich), ma więc $\frac{1}{2} N(N-1)$ generatorów. Grupa $SO(N)$ należy do ciągu „ortogonalnego” — jednego z trzech nieskończonych ciągów, tworzących łącznie grupy „klasyczne”. Wymiary grup w dwu pozostałych ciągach, zwanych ciągami unitarnymi i symplektycznymi, wynoszą odpowiednio N^2-1 dla $N>1$ oraz $N(2N-1)$ dla $N\geq 1$. Te trzy ciągi, czy też klasy grup, wraz z pięcioma grupami „wyjątkowymi” — oznaczanymi G_2 , F_4 , E_6 , E_7 i E_8 , o wymiarach odpowiednio 14, 52, 78, 133 i 248 — zwane są prostymi grupami Liego. Istnieje jeszcze jednowymiarowa abelowa grupa $U(1)$, opisująca symetrię obrotową okręgu.

Lokalne pola, zwane polami Yanga-Millsa lub polami cechowania, stowarzyszone z generatorami danej grupy Liego definiują pewną teorię pól cechowania. W modelu standardowym cząstki o spinie 1 są kwantami tych pól. Można skontruować teorię pól cechowania dla dowolnej kombinacji prostych grup Liego i grup $U(1)$. Tak np. elektrodynamika kwantowa jest teorią opartą na symetrii $U(1)$. Specyficzna kombinacja użyta w modelu standardowym, $SU(3) \times SU(2) \times U(1)$, jest najprostszą zgodną z obserwowanymi cząstkami i ich sprzężeniami.

Pola cechowania sprzęgają się z polami kwarków i leptonów i przenoszą działające

między nimi siły. Osiem pól o spinie 1, zwanych gluonami, stowarzyszonych z ośmioma generatorami grupy SU(3) (zwanej grupą koloru), opisuje oddziaływania silne (siły jądrowe), czyli siły kolorowe, działające między kwarkami. Kwarki występują w trzech kolorach: czerwonym, zielonym i niebieskim (tab. 2), zatem oddziaływania silne przenoszone między nimi przez gluony opisujemy mówiąc, że kwarki tworzą trójwymiarową reprezentację grupy koloru; oznacza to, że kwarki o różnych kolorach przechodzą w siebie wzajemnie pod działaniem siły kolorowej dokładnie w ten sam sposób jak składowe zespolonego wektora trójwymiarowego transformują się pod działaniem grupy SU(3). Natomiast leptoni są singletami kolorowymi — funkcje falowe leptonów nie doznają zmian przy działaniu kolorowych transformacji SU(3) — oraz nie odczuwają działania sił kolorowych. Tabela 2 przedstawia członków „pierwszej rodziny” kwarków i leptonów, składającej się z kwarków u i d , elektronu i neutrino elektronowego. Jak widać z tabeli, znane są dwie dalsze rodziny cząstek. Nie ma śladów czwartej rodziny, lecz jej istnienie nie jest jeszcze definitywnie wykluczone. W modelu standardowym symetria SU(2) \times U(1) przedstawia (częściową) unifikację sił elektromagnetycznych i słabych. Pola stowarzyszone z jej czterema generatorami opisują foton, czyli nośnik siły elektromagnetycznej oraz bozony W^+ , W^- i Z^0 , przenoszące siły słabe. Grupa SU(2) nie działa na dublet kwarkowy w każdej rodzinie niezależnie, lecz zachodzi „mieszanie” między rodzinami.

Tabela 2. Kwarki i leptoni

	Kwarki triplety kolorowe	Leptoni singlety kolorowe
Dublety sił słabych (lewoskrętne)	$\begin{bmatrix} u_R & u_G & u_B \\ d_R & d_G & d_B \end{bmatrix}$	$\begin{bmatrix} \nu_e \\ e^- \end{bmatrix}$
Singlety sił słabych (prawoskrętne)	$(u_R \ u_G \ u_B)$ $(d_R \ d_G \ d_B)$	(e^-)
Rodziny cząstek		
1	$u \ d \ e \ \nu_e$	
2	$c \ s \ \mu \ \nu_\mu$	
3	$t \ b \ \tau \ \nu_\tau$	
4	?	
R — czerwony, G — zielony, B — niebieski		

Reguły transformacji oddziaływań elektroślaby dla kwarków i leptonów są nader interesujące. Fermiony z „lewoskrętną” polaryzacją transformują się jak dublety i odczuwają siłę SU(2), podczas gdy fermiony o polaryzacji „prawoskrętnej” siły tej nie odczuwają, transformują się bowiem jak singlety. Wszystkie te cząstki reagują na siłę generowaną przez grupę U(1). W tym właśnie miejscu wbudowane jest w teorię łamanie parzystości. Jeżeli uwzględnić polaryzację, to w każdej rodzinie jest 12 kwarków i 3 leptoni. Ponieważ kwarki u mają ładunek $+\frac{2}{3}$, a kwarki d — ładunek $-\frac{1}{3}$, to całkowity ładunek 12 kwarków wynosi $+2$, natomiast sumaryczny ładunek 3 leptonów jest -2 . Fakt, że ich suma wynosi zero, jest istotny dla zagwarantowania, iż pewne anomalie w teorii kwantowej skasują się wzajemnie.

Każda symetria w dowolnej teorii pól cechowania jest ściśle symetrią fundamentalnych równań opisujących dynamikę rozlicznych pól w tej teorii. Może się jednak zdarzyć, że rozwiązanie o najniższej energii (stan podstawowy czyli stan próżni) nie posiada pełnej symetrii, jaką obdarzone są równania. W takim przypadku mówimy, że symetria została spontanicznie złamana. W modelu standardowym trzy spośród 12 jego symetrii są spontanicznie łamane. Dokładniej, osiem generatorów grupy koloru $SU(3)$ oraz generator grupy elektromagnetycznej $U(1)$ odpowiadają symetriom ścisłym, które nie są łamane. Ten generator grupy $U(1)$ odpowiada fotonowi; mówiąc ściślej jest on w rzeczywistości kombinacją liniową generatora podgrupy $U(1)$ grupy $SU(2)$ i generatora właściwej grupy $U(1)$, występujących w iloczynie, przy czym kąt Weinberga θ_w stanowi miarę tej „mieszanki”. Gluony, foton oraz, mówiąc ogólniej, wszystkie cząstki o spinie 1, odpowiadające generatorom symetrii nie łamanych są bezmasowe, podczas gdy cząstki stowarzyszone z symetriami doznającymi spontanicznego łamania (W^+ , W^- , Z^0) używają dzięki temu efektowi pewną masę. Skalary Higgsa, czyli cząstki o spinie 0, wprowadza się w modelu standardowym z odpowiednimi stałymi sprzężenia i oddziaływaniami z pozostałymi cząstkami po to, by łamać określone symetrie. Wielu teoretyków uważa to za nieelegancki rys modelu standardowego. Łącznie konstrukcja ta daje renormalizowalną kwantową teorię pola, lecz niepokojące jest, iż konieczne jest precyzyjne dopasowanie wartości pewnych parametrów, aby otrzymać znaną z doświadczenia hierarchię mas cząstek.

2. Kłopoty z modelem standardowym

Model standardowy cieszy się uznaniem, gdyż odniósł wielki sukces, jednakże jest wiele rzeczy, których on nie tłumaczy. Grupę jego symetrii wybrano w sposób fenomenologiczny, to samo dotyczy liczby rodzin cząstek. Wiele stałych sprzężenia (zwłaszcza odnoszących się do pól Higgsa), masy kwarków oraz kąty mieszania są parametrami, których wartości mogą być dowolnie wybrane i dopasowane tak, by zgadzać się z faktami empirycznymi. Należy przypuszczać, że wiele, a zapewne wszystkie, z tych cech modelu standardowego da się wyprowadzić z zasad bardziej podstawowych. Nietrywialne rozszerzenie tego modelu, czyli głębsza teoria redukująca się do niego przy niskich energiach, jest zatem wielce pożądana. Ponadto, model standardowy jest niekompletny: pomija grawitację.

Próbowano połączyć ogólną teorię względności, traktowaną jako klasyczna teoria pola, z modelem standardowym. Jednak gdy tylko taki łączny twór zinterpretować jako teorię kwantową, pojawiają się poważne problemy. Okazuje się bowiem, że każdy kwantowy opis grawitacji musi zrodzić bardzo głębokie i subtelne problemy pojęciowe. Na przykład, w konwencjonalnym ujęciu teorii kwantowej należy wiedzieć, czy dane dwa punkty czasoprzestrzeni rozdzielone są interwałem przestrzennym czy czasowym, lecz w dowolnej teorii uwzględniającej grawitację interwał ten jest określony przez dynamikę, a ponadto przypuszczalnie dynamika ta określa jedynie amplitudę prawdopodobieństwa. Innym, nader kłopotliwym pytaniem jest, czy ma w ogóle sens rozciąganie pojęć z mechaniki kwantowej na cały wszechświat — na przykład koncepcja „funkcji falowej wszechświata” zmusza do rozpatrywania dziwacznej „wieloświatowej” interpretacji teorii kwantów. Istnieje również

niepokojąca możliwość, na którą zwrócił uwagę Stephen Hawking z Uniwersytetu w Cambridge, że w obecności czarnych dziur zachodzi utrata spójności kwantowej fazy w obszarze nad horyzontem zdarzeń, co oznacza, że stany cząstek nie są stanami czystymi lecz mieszanymi, opisanymi macierzą gęstości.

Są jeszcze inne, bardziej „doczesne” kłopoty, pojawiające się w teorii zaburzeń. Na przykład, gdy rozpatrywać bądź czystą teorię grawitacji bądź sprzężoną z modelem standardowym, to okazuje się, że diagramy Feynmana opisujące rozmaite kwantowe poprawki prowadzą do rozbieżności, które nie są renormalizowalne. Chociaż nie wszystkie przypadki zostały w pełni zbadane, jest niemal pewne, że wszystkie takie teorie są nierenormalizowalne. Osobiście wyciągam stąd wniosek, że nie jest możliwa spójna teoria kwantowej grawitacji, w której cząstki elementarne byłyby punktami.

3. Rozszerzenia modelu standardowego

Wielka unifikacja, supersymetria, dodatkowe wymiary przestrzeni — oto kilka najważniejszych teoretycznych propozycji wyjścia poza model standardowy. Każdą z nich można włączyć do zwyczajnej teorii pól cechowania, lecz wszystkie one w naturalny sposób pasują do teorii strun. Omówię je kolejno w tym rozdziale.

Wydaje się ogólną regułą, że każda nowa idea w dziedzinie fizyki cząstek elementarnych wymaga nowych cząstek (stosuje się to zarówno do idei dobrych jak i fałszywych). Każda z powyższych trzech propozycji rozszerzenia modelu standardowego również implikuje istnienie nowych rodzajów cząstek — np. aksjonów, ułamkowych ładunków elektrycznych i monopoli magnetycznych. (Oprócz nich, teoria strun przewiduje także wzbudzenia strun i inne stany materii). Fakt, że żadna z tych cząstek nie została dotąd zaobserwowana, może być wyjaśniony tym, że albo są one zbyt ciężkie, by mogły być wyprodukowane w akceleratorze, albo że oddziałują zbyt słabo, by pozostawić mierzalny ślad. Tym niemniej mamy nadzieję, że niektóre z nich zostaną w końcu wykryte.

Wielka unifikacja jest propozycją połączenia opisu teoretycznego oddziaływań silnych i oddziaływań elektroślabych. Osiąga się ją przez zanurzenie grupy $SU(3)$ symetrii koloru oraz grupy $SU(2) \times U(1)$ symetrii elektroślabych w jakiejś większej prostej grupie Liego. W ten sposób model standardowy zostaje zastąpiony teorią, która jest asymptotycznie swobodna i która zachowuje się lepiej na małych odległościach. Najmniejszą grupą mieszczącą symetrię modelu standardowego jest $SU(5)$, toteż teorie oparte na tej symetrii przyciągnęły największą uwagę. Rozważano też grupy większe, takie jak $SO(10)$, E_6 , E_7 i E_8 . Wielka unifikacja odniosła zarówno sukcesy jak i porażki. Do sukcesów należy obliczenie wartości $\sin^2 \theta_w$ z dokładnością ok. 5%; wielka unifikacja wprowadza również bardziej elegancką teoriogrupową klasyfikację kwarków i leptonów. Do porażek należy przewidywany przez nią rozpad protonu z szybkością, która została obecnie wykluczona eksperymentalnie oraz wynikające z niej pewne stosunki mas kwarków i leptonów, które także nie zgadzają się z wielkościami mierzonymi. Jednakże fakt, że sukcesy wielkiej unifikacji wynikają z jej ogólnej struktury, podczas gdy porażki wydają się skutkiem szczegółowych właściwości konkretnego jej modelu, pozwala żywić nadzieję na przetrwanie tej koncepcji. Rzeczywiście, są wskazówki, że w ramach teorii strun powyższe sukcesy powtarzają się, natomiast błędne prognozy znikają.

Supersymetria jest innego rodzaju rozszerzeniem symetrii modelu standardowego — i to symetrią o doniosłych konsekwencjach. Symetria ta ma strukturę matematyczną odmienną od symetrii poprzednio omówionych, opartych na zwykłych grupach Liego, dla których zachowywane ładunki są niezmiennikami obrotów (skalarami). Natomiast ładunki supersymetryczne transformują się przy obrotach tak jak cząstki o spinie $\frac{1}{2}$ (czyli jak spinory). W konsekwencji, nieprzywiedlne reprezentacje stosowane do opisu cząstek zawierają różne spiny. Innymi słowy, transformacja supersymetrii „obraca” cząstkę o spinie np. całkowitym w jej partnera — cząstkę o spinie połówkowym. Wykonanie kolejno dwu transformacji supersymetrii daje w wyniku również translację w czasoprzestrzeni. Udowodniono, że supersymetria jest jedynym możliwym nietrywialnym rozszerzeniem symetrii Poincarégo czasoprzestrzeni (składającej się z translacji, obrotów i właściwych transformacji Lorentza, czyli tzw. „boostów”). Jest jasne, iż sprawą najwyższej wagi staje się ustalenie, czy przyroda posługuje się supersymetrią.

Argumenty teoretyczne sugerują, iż wzajemne znoszenie się rozbieżności w teoriach supersymetrycznych może okazać się użyteczne do rozwiązania wspomnianego wcześniej problemu precyzyjnego dopasowania wartości niektórych parametrów. Jak dotąd nie ma żadnego doświadczalnego potwierdzenia istnienia supersymetrii. Jeżeli symetria ta odgrywa jakąś rolę w przyrodzie, to musi być spontanicznie łamana, bowiem supersymetryczne cząstki — partnerki zwykłych cząstek nie mogą mieć takich samych mas jak cząstki zwykłe, skoro nie są obserwowane. Innym powodem, dla którego traktujemy supersymetrię poważnie jest fakt, iż jest ona niezbędna i odgrywa centralną rolę w teorii strun. Jednakże przy obecnym poziomie zrozumienia tych zjawisk możemy przypuścić, że supersymetria jest całkowicie złamana dla skali Plancka, a wówczas byłaby nieobserwowalna.

Jeżeli supersymetria jest właściwym rozwiązaniem problemu precyzyjnego dopasowania parametrów, to powinna przetrwać w jakiejś formie aż do energii 100 GeV, będącej charakterystyczną skalą oddziaływań słabych. Każda znana cząstka winna mieć wówczas jednego lub więcej supersymetrycznych partnerów o masach rzędu 100 GeV. Jeśli tak jest rzeczywiście, to niektóre z supersymetrycznych cząstek winny wkrótce zostać odkryte, przypuszczalnie w akceleratorze wiązek przeciwbieżnych w Laboratorium Fermiego. Nazwy i spiny niektórych z tych hipotetycznych cząstek podane są w tab. 3. Eksperymentalne wykrycie którejkolwiek z nich przekonałoby nas o istnieniu bogatego widma nowych cząstek, których badanie na długi czas zapewniłoby pracę dla przygotowywanego aktualnie akceleratora Superconducting Super Collider, a teoretykom dostarczyłoby kluczowej wskazówki przy wybieraniu właściwego modelu spośród wielu możliwych.

Tabela 3. Cząstki supersymetryczne

Cząstki zwykłe	Spin	Partner supersymetryczny	Spin
gluon	1	gluino	$\frac{1}{2}$
foton	1	fotino	$\frac{1}{2}$
bozon W	1	wuino	$\frac{1}{2}$
kwark	$\frac{1}{2}$	skwark	0
lepton	$\frac{1}{2}$	slepton	0
grawiton	2	grawitino	$\frac{3}{2}$

W tabeli 3 umieściłem również grawiton, mający spin 2, i jego partnera, niosące spin $\frac{3}{2}$ grawitino. Grawiton, kwant pola grawitacyjnego, nie wchodzi w skład modelu standardowego — przy dostępnych nam energiach oddziałuje on o wiele za słabo, by można go było wykryć. Wiemy jednak, że musi mieć spin 2, bowiem metryka czasoprzestrzeni w ogólnej teorii względności jest macierzą symetryczną. Odróżnia to grawitację od pozostałych sił, które przenoszone są przez cząstki o spinie 1. Teorie supersymetrycznej grawitacji — zwanej supergrawitacją — zawierające jedno lub więcej grawitin, były w minionym dziesięcioleciu intensywnie badane. Grawitina są kwantami supersymetrycznych pól cechowania, analogicznymi do cząstek o spinie 1 związanych z grupami Liego symetrii.

W ogólnej teorii względności geometria czasoprzestrzeni wyznaczona jest przez dynamikę. To samo ma miejsce w teorii strun, będącej uogólnieniem ogólnej teorii względności. W takim kontekście ma sens rozpatrzenie hipotezy o istnieniu dodatkowych, wyższych wymiarów przestrzeni. Jeżeli dynamika zmusza wyższe wymiary do „zwinienia się” w przestrzeń o dostatecznie małych rozmiarach, to w rezultacie otrzymamy teorię, która nie wpada w konflikt z powszechnie obserwowaną trójwymiarowością fizycznego świata. Warto powiedzieć, że idea ta sięga lat dwudziestych naszego stulecia i pojawiła się w pracach Theodora Kaluzy i Oskara Kleina, którzy mieli nadzieję, że wprowadzenie piątego wymiaru pozwoli zunifikować ogólną teorię względności z elektrodynamiką. Ich oryginalny pomysł jest już nieaktualny, za to jego uogólnienia były w ostatnich latach intensywnie badane w związku z teorią strun. Czyniono to przede wszystkim w kontekście rozmaitych teorii supergrawitacji; przez szereg lat szczególnie modną była 11-wymiarowa wersja supergrawitacji. Natomiast wyróżnionym wymiarem w teorii superstrun jest dziesięć — 9 wymiarów przestrzennych i czas — co oznacza, że sześć wymiarów przestrzennych powinno zamykać się w sobie, czyli ulegać uzwarczeniu.

4. Trzy teorie superstrun

Teoria strun ma bogatą i ciekawą historię, lecz nie mamy miejsca, by ją tu omawiać. Wystarczy powiedzieć, że koncepcja strun pojawiła się w fizyce po raz pierwszy pod koniec lat sześćdziesiątych w pracach Gabriele Veneziano (pracującego obecnie w CERN-ie) Yoichiro Nambu (University of Chicago) i wielu innych, w celu wyjaśnienia pewnych matematycznych właściwości cząstek silnie oddziałujących, czyli hadronów. Jednak ówczesne teorie strun przewidywały istnienie bezmasowej cząstki o spinie 2, która w obrębie fizyki hadronów nie miała racji bytu. Niezłyjący już Joël Scherk (École Normale Supérieure w Paryżu) zaproponował wraz ze mną w 1974 r., aby tę wadę zamienić w zaletę stosując struny o rozmiarach rzędu długości Plancka do opisu grawitacji, zunifikowanej w ten sposób z pozostałymi siłami. Pomysł ten, jak wówczas sądziliśmy, mógł doprowadzić do przewyciężenia rozbieżności dręczących wszelkie wysiłki skonstruowania kwantowej teorii grawitacji. Niestety w połowie lat siedemdziesiątych zainteresowanie teoriami strun — zwłaszcza jako kandydatkami na teorię hadronów — znacznie zmalało, oparta bowiem na grupie SU(3) teoria sił kolorowych oraz standardowy model sił elektroślabych odniosły wielki sukces wyjaśniając większość wyników eksperymentów. Renesans zainteresowania strunami, jaki aktualnie przeżywamy, nastąpił dzięki odkryciu (matematycznemu odkry-

ciu, należałoby powiedzieć) jakiego dokonaliśmy z Michaeliem Greenem (Queen Mary College Uniwersytetu Londyńskiego) w 1984 r., iż pewna szczególna teoria strun z supersymetrią czasoprzestrzeni (wskutek tego zwana teorią superstrun) jest wolna od anomalii w dziesięciu wymiarach, tylko jeżeli grupą symetrii wewnętrznych jest $SO(32)$ (zob. *Phys. Today*, lipiec 1985, str. 17). Zatem dalej omawiać będę wyłącznie teorie superstrun.

Zadają mi często pytanie, dlaczego zatrzymaliśmy się na strunach i dlaczego nie rozpatrujemy obiektów mających więcej niż jeden wymiar. Jest rzeczą skrajnie trudną sformułować teorię elementarnych obiektów rozciągniętych, która byłaby zgodna z wymaganiami — takimi jak unitarność i przyczynowość — stawianymi normalnie teorii kwantowej. Wydaje się, że w przypadku strun jest kilka metod, które tę zgodność zapewniają. Nie wiadomo, czy istnieje taka metoda dla obiektów więcej niż jednowymiarowych, np. dla dwuwymiarowych membran; byłoby dziwne gdyby była. Teorie strun zawdzięczają istnienie specyficznym właściwościom strun, które nie przenoszą się na objekty wyżej wymiarowe.

Jest godne uwagi, że widma cząstek wszystkich rozwiązań klasycznych znanych teorii strun zawierają dokładnie jedną cząstkę bezmasową o spinie 2 — grawiton. Co więcej, ten grawiton oddziałuje zgodnie z wymogami zasady ogólnej kowariancji, co oznacza, że ogólna teoria względności daje prawidłowy opis przy niskich energiach. Przy tym długość Plancka — charakterystyczna dla strun skala długości — pojawia się w sposób naturalny, gdy zażądamy, by stała sprzężenia grawitacyjnego miała zwykłą newtonowską wartość. Ten właśnie fakt skłonił nas z Scherkiem do wysunięcia hipotezy, że superstruny mogą odgrywać doniosłą rolę w kwantowej grawitacji.

Struny mogą mieć dwie różne topologie: otwartą i zamkniętą. Struny otwarte są odcinkami linii, których końce są swobodne, natomiast struny zamknięte są pętlami (i mają topologię okręgu) bez swobodnych końców. W niektórych teoriach struny mogą mieć wewnętrzną orientację (przedstawianą strzałką). Różne wzbudzenia kwantowe (mody normalne) struny dla każdego rozwiązania konkretnej teorii strun mają interpretację w postaci widma cząstek elementarnych. Wzbudzenia te obejmują rotacyjne i wibracyjne stopnie swobody struny oraz wzbudzenia przeróżnych „wewnętrznych” stopni swobody na niej istniejących. Wewnętrzne stopnie swobody biorą się z symetrii opisanych grupami Liego, supersymetrii, itp. Teoria strun daje nam jednolity obraz bogatego świata cząstek elementarnych, pojmowanych jako rozmaite mody wzbudzeń struny podstawowej. Te stany struny, które mają masy dużo mniejsze od masy Plancka, istnieją w skończonej liczbie i powinny odpowiadać cząstkom obserwowalnym. Istnieje też nieskończona liczba modów o masach rzędu masy Plancka lub większych, które zapewne nie są obserwowalne. Na ogół cząstki te są nietrwałe i rozpadają się na cząstki lekkie, aczkolwiek niektóre z nich mogą mieć takie egzotyczne właściwości, jak ładunek magnetyczny czy ułamkowy ładunek elektryczny, które są trwałe. Ponieważ wydaje się mało prawdopodobne, abyśmy byli w stanie wyprodukować takie superciężkie cząstki w akceleratorach, jedyna szansa zaobserwowania ich byłaby wówczas, gdyby istniały one w dostatecznie dużych ilościach jako pozostałości kosmicznego Wielkiego Wybuchu.

Znane są trzy spójne teorie superstrun. Teoria typu I opisuje nieorientowane struny, które mogą być otwarte lub zamknięte. Pozostałe dwie teorie opisują zorientowane struny zamknięte, różniące się symetrią wewnętrzną; jedna z nich nosi nazwę teorii superstrun typu II, a druga — teorii struny heterotycznej. (Autorzy teorii struny heterotycznej lubią

powtarzać, że grecki termin *heterosis* oznacza zjawisko zwiększonej żywotności i bujności wzrostu u mieszańców, pochodzących z krzyżowania form różnych genetycznie. Teoria ta łączy w sobie cechy teorii superstrun i starej teorii strun bozonowych.)

Te trzy teorie nie zawierają bezwymiarowych parametrów, których wartości można ustalać dowolnie, wolne są też od innego rodzaju arbitralności. A zatem, abstrahując od wyboru między nimi, mamy jednoznaczną teorię, która w zadowalający sposób opisuje kwantową grawitację. Oczywiście mogą pojawić się nowe teorie. Możliwe też, że powyższa lista skróci się. Zaszłoby to, gdyby udowodniono, że dwie z tych teorii są sobie równoważne, lub gdyby któraś okazała się niespójna. Na przykład, gdyby teoria typu I okazała się niespójna, a pozostałe dwie — równoważne, to mielibyśmy do czynienia z jedyną i jednoznaczną teorią objaśniającą całość fundamentalnej fizyki.

Nie wystarczy jednak znać właściwą teorię. Matematycznego opisu zjawisk przyrody dostarczają nam nie same równania, lecz ich *rozwiązania*. Na początek, chcielibyśmy znać stan kwantowy o najniższej energii oraz blisko niego położone stany wzbudzone; dotyczy to dowolnej teorii fizycznej. Może się zdarzyć, że teoria ma wiele możliwych stanów próżni, czyli stanów podstawowych. W takim przypadku należy dokonać arbitralnego (tzn. fenomenologicznego) wyboru, aby osiągnąć zgodność z danymi doświadczalnymi — na przykład przez dopasowanie wartości pewnych parametrów — mimo że teoria jako taka jest całkowicie jednoznaczna. W teorii strun stoimy w obliczu tego właśnie problemu. Wydaje się, że możliwa jest tu wielka liczba rozwiązań, z których każde jest teoretycznie dopuszczalne. Poczulibyśmy się, mówiąc najogólniej, rozczarowani, gdyby prawidłowe rozwiązanie należało dobierać fenomenologicznie. Stąd też wielu teoretyków przypuszcza, że wszystkie te rozwiązania, z wyjątkiem jednego lub paru, okażą się, gdy przeprowadzona zostanie głębsza ich analiza, wykraczająca poza rozwinięcia perturbacyjne, albo niespójne albo niestabilne. Jak dotąd, o ile mi wiadomo, są to tylko pobożne życzenia. Trzeba jednak przyznać, że w tej dziedzinie już wielokrotnie w przeszłości optymistyczne hipotezy okazywały się prawdziwe. Fakt, że wciąż przytrafiają się matematyczne „cuda” wskazuje, że nadal nie rozumiemy dobrze pewnych fundamentalnych właściwości teorii strun.

W dowolnej teorii grawitacji charakterystyka konfiguracji próżniowej obejmuje znajomość geometrii czasoprzestrzeni. Czy potrafimy wyprowadzić geometrię czterowymiarowej przestrzeni Minkowskiego, czy też realistyczną kosmologię z teorii superstrun? W każdej z trzech teorii superstrun istnieją klasyczne rozwiązania perturbacyjne dla każdego wymiaru czasoprzestrzeni nie przewyższającego dziesięć. Oznacza to, że wymiar czasoprzestrzeni tak naprawdę nie jest właściwością samej teorii, lecz właściwością konkretnego rozwiązania. Wiele spośród rozwiązań o wymiarze $D < 10$ da się zinterpretować jako rozwiązania na 10-wymiarowej rozmaitości czasoprzestrzennej, w której 10 — D wymiarów przestrzennych zamyka się w zwartą przestrzeń K , tak że cała rozmaitość jest iloczynem prostym przestrzeni K i D -wymiarowej przestrzeni Minkowskiego. Niestety istnieją też inne klasy rozwiązań o mniejszej niż 10 liczbie wymiarów, które nie dopuszczają takiej interpretacji.

Przypadek $D = 10$ jest wyróżniony, jest to bowiem największa możliwa wartość dla dowolnego rozwiązania. Można by powiedzieć, że teoria strun „przewiduje”, iż wymiar czasoprzestrzeni nie może być większy niż dziesięć, lecz nie jest to stwierdzenie, które wiele wyjaśnia. O wiele lepiej byłoby wiedzieć dlaczego czasoprzestrzeń ma cztery wy-

miary, niestety takiego poziomu zrozumienia jeszcze nie osiągnęliśmy. Jak dotąd, zdaliśmy stwierdzić, że każda z teorii superstrun posiada rozwiązania w 10 wymiarach, które — o ile nam wiadomo — są wewnętrznie spójne. Rozwiązania te (wymienione w tab. 4) są oczywiście nierealistyczne, lecz sądzić należy, iż mają one zasadnicze znaczenie z punktu widzenia samej teorii. Znalazienie dobrego teoretycznego powodu, dla którego wykluczmy je jako potencjalne konfiguracje próżniowe, jest dla nas prawdziwym wyzwaniem.

Tabela 4. Rozwiązania w 10 wymiarach

Teoria	Grupa symetrii	Liczba generatorów supersymetrii
typ I	SO(32)	1
typ II	—	2*
typ II	—	2**
heterotyczna	$E_8 \otimes E_8$	1
heterotyczna	SO(32)	1
heterotyczna	SO(16) \otimes SO(16)	0

* generatory różnią się skrętnością,
 ** generatory mają tę samą skrętność.

Gdy wymiar jest mniejszy od dziesięciu, liczba konfiguracji próżniowych jest dużo większa; wyliczenie ich i rozpoznanie tych, które mogą być realistyczne, jest zadaniem żmudnym, zaangażowało się w nie wielu ludzi. W momencie pisania tego artykułu najlepsze widoki na realistyczne rozwiązania przedstawiała teoria heterotyczna, lecz nie jest wykluczone, że również teorie superstrun typu I lub II dostarczą fenomenologicznie akceptowalnych rozwiązań.

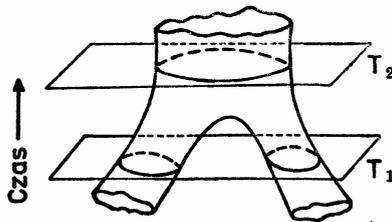
Czy teoria strun zostanie kiedykolwiek sprawdzona? Jestem przekonany, że istnieje kilka obiecujących możliwości. Po pierwsze, teoria ta powinna umożliwić nam obliczenie własności cząstek elementarnych przy zwykłych energiach. Ogromna ilość danych eksperymentalnych z fizyki cząstek winna dać się obliczyć, jeżeli teoria jest jednoznaczna, a jej rozwiązania nie dopuszczają zbyt dużo dowolności. Pewne proste przykłady sugerują, że wydzielenie zjawisk „niskoenergetycznych” nie powinno być szczególnie trudne. Po drugie, niektóre z cząstek o masach rzędu masy Plancka, które powstały wkrótce po Wielkim Wybuchu, mogły przetrwać aż do obecnej epoki w postaci trwałych, dających się wykryć obiektów. Przykładem mogą tu być monopole magnetyczne. Charakterystyczne cechy teorii superstrun mogą się też okazać konieczne dla zrozumienia kosmologii bardzo wczesnego wszechświata. Aktualny stopień zrozumienia teorii strun nie pozwala nam jeszcze na robienie konkretnych przewidywań w tej kwestii, lecz biorąc pod uwagę ludzkie możliwości intelektualne, nie ma powodu do popadania w pesymizm odnośnie ostatecznej weryfikowalności teorii. Jak niedawno zauważył Edward Witten (w Uniwersytecie Princeton), ogólna teoria względności dawała rozmaite przewidywania, które w momencie, gdy je czyniono, wydawały się beznadziejnie trudne do sprawdzenia. Były wśród nich gwiazdy neutronowe, czarne dziury, fale grawitacyjne i soczewki grawitacyjne — zaś dziś dysponujemy znaczącą ilością danych obserwacyjnych świadczących o ich istnieniu.

5. Oddziaływania strun

W metodzie perturbacyjnej kwantowej teorii pola oddziaływania między cząstkami punktowymi przedstawiane są za pomocą diagramów Feynmana. Trajektoria w czasoprzestrzeni, zwana linią świata, opisuje historię ruchu cząstki; aby opisać oddziaływania, jakich cząstka doznaje, linie świata spotykają się lub rozwidlają. Suma przyczynków pochodzących od wszystkich dozwolonych diagramów, mających zadane stany początkowe i końcowe, daje pełną amplitudę oddziaływania dla tych stanów. W szczególności diagramy muszą zawierać wszystkie oddziaływania występujące w rozważanej teorii. Diagramy mogą być klasyfikowane według ich własności topologicznych; pochodzący od nich wkład dla zadanej topologii dany jest skończeniem wymiarową całką. Całki te są zazwyczaj rozbieżne, lecz na szczęście istnieje dobrze określona procedura odzyskiwania (bez dwuznaczności) skończonych wyników; metoda ta działa w teoriach renormalizowalnych.

Oddziaływania strun można przedstawić w podobny sposób. Trajektorią czasoprzestrzenną struny jest dwuwymiarowa powierzchnia, zwana wstęgą świata. Diagramy Feynmana są zatem dwuwymiarowymi powierzchniami z konkretnymi wchodzącymi i wychodzącymi strunami, są też klasyfikowane według ich topologii. Możliwe topologie wstęg świata są dla teorii typu II i teorii heterotycznej bardziej ograniczone niż dla teorii typu I, dlatego też w dalszym ciągu będą rozpatrywać wyłącznie struny typu II i heterotyczne. (Dla teorii typu I główne idee są w zasadzie takie same).

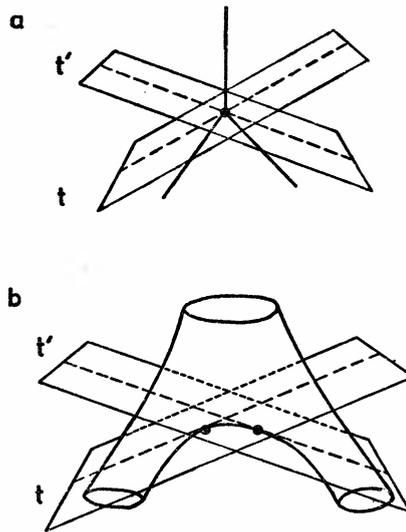
Struna typu II i struna heterotyczna mają jedno fundamentalne oddziaływanie. Przedstawiamy je graficznie jako fragment wstęgi świata zwany „diagramem typu portek” (*pants diagram*), rys. 1. Gdy płaszczyzna przedstawiająca przekrój czasoprzestrzeni w chwili T_1 przecina diagram, widzimy dwie zamknięte struny. Przecinając diagram płaszczyzną odpowiadającą późniejszej chwili T_2 , ujrzymy już tylko jedną zamkniętą strunę. Jest jasne, że w okresie między tymi chwilami, obie struny zbliżają się wzajemnie, stykają i wreszcie łączą. Dozwolony jest również proces odwrotny, w którym jedna zamknięta struna rozszczepia się na dwie.



Rys. 1. „Diagram typu portek” jest fragmentem wstęgi świata przedstawiającej historię w czasoprzestrzeni dwu zamkniętych strun, które łączą się. W chwili T_1 mamy dwie struny zamknięte, a w późniejszej chwili T_2 — już tylko jedną strunę.

Diagram typu portek opisuje oddziaływanie, które w sposób zasadniczy różni się od oddziaływań cząstek punktowych. Rysunek 2 przedstawia oddziaływanie strun oraz „wierzchołek” diagramu oddziałujących cząstek punktowych. W obu przypadkach stawiamy to samo pytanie: w którym punkcie czasoprzestrzeni zachodzi oddziaływanie przekształ-

cające dwa obiekty w jeden? Przekroje czasowe odpowiadające obserwatorom w dwu różnych inercjalnych układach odniesienia oznaczamy płaszczyznami stałego czasu t oraz t' . Oddziaływanie cząstek punktowych zachodzi w jednoznacznie określonym punkcie czasoprzestrzeni, tym samym dla wszystkich obserwatorów. Natomiast w przypadku strun oddziaływanie zachodzi w punkcie styczności płaszczyzny przekroju do wstęgi świata; punkt ten zmienia się od jednego obserwatora do drugiego.

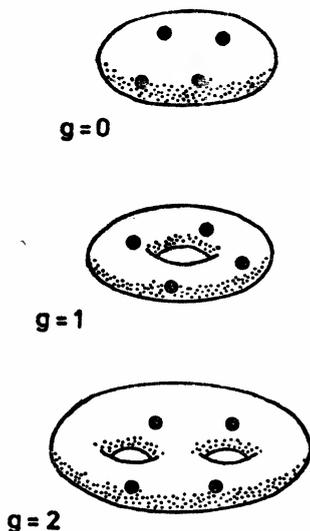


Rys. 2. Punkt czasoprzestrzeni, w którym dwie struny oddziałują (b), nie jest określony jednoznacznie, lecz zależy od wyboru inercjalnego układu odniesienia; jest to punkt, w którym przekrój płaszczyzną stałego czasu jest styczny do wstęgi świata. Natomiast punkt oddziaływania dwóch cząstek punktowych (a) jest ten sam we wszystkich układach odniesienia. Różnica ta jest jednym z powodów dużo większej dowolności w konstruowaniu teorii oddziałujących cząstek punktowych.

Widać, że oddziaływania na rys. 2a, b różnią się zasadniczo. „Rozmaitość” linii w przypadku cząstek punktowych jest osobiwa w punkcie złączenia. Z takimi wierzchołkami można wiązać oddziaływania w sposób zupełnie dowolny. Jest to przynajmniej częściowo powodem, dla którego konstruowanie zwyczajnej kwantowej teorii pola dopuszcza tak wiele swobody. Wstęgą świata struny jest gładką rozmaitością bez wyróżnionych punktów. Fakt, iż opisuje ona oddziaływanie, jest wyłącznie konsekwencją topologii tej powierzchni. Oznacza to, że natura oddziaływania jest całkowicie wyznaczona przez strukturę teorii swobodnej, bez żadnych dowolności istniejących dla cząstek punktowych.

Wstęgę świata struny można przedstawić jako powierzchnię Riemanna używając metod analizy zespolonej, co oznacza, że stosujemy zmienne zespolone z i \bar{z} . Podstawową cechą teorii strun jest to, że wstęgi świata związane odwzorowaniem konforemnym $z \rightarrow f(z)$ są uważane za równoważne. Zatem tylko powierzchnie, które nie są konforemnie równoważne, winny być uwzględnione przy obliczaniu sumy po różnych geometriach. Na szczęście, konforemnie nierównoważne geometrie dla każdej topologii mogą być scharakteryzowane skończoną liczbą parametrów, toteż całki Feynmana są skończenie wymiarowe.

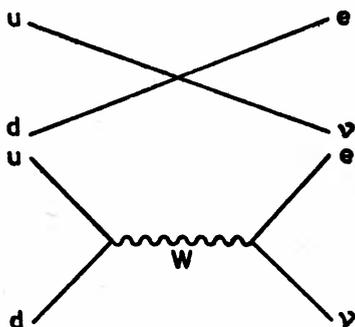
Topologiczna klasyfikacja diagramów Feynmana jest szczególnie prosta w teorii typu II i heterotycznej. Jedną liczbą całkowitą, *rodzaj (genus) g* , będącą liczbą „rączek” (w polskiej literaturze matematycznej używa się też nazw „ucho”, „uchwyty” — przyp. tłum.), które należy dokleić do sfery, aby otrzymać daną orientowaną powierzchnię zamkniętą (rys. 3), charakteryzuje wstęgę świata. Zewnętrzne struny przedstawiamy jako punkty na diagramie (kropki na rysunku 3), są bowiem konforemnie równoważne cylindrom rozciągającym się do nieskończoności. Rodzaj g określa liczbę pętli, czyli potęgę \hbar , w rozwinięciu perturbacyjnym. Dla każdego rzędu rozwinięcia perturbacyjnego jest tylko jeden diagram, jest to niezwykle godne uwagi, szczególnie gdy porównać to ze zwyczajną kwantową teorią pola, gdzie liczba diagramów jest doprawdy ogromna.



Rys. 3. Diagramy Feynmana dla strun są dwuwymiarowymi powierzchniami. Diagramy klasyfikujemy za pomocą rodzaju (*genus*) powierzchni, czyli liczby „rączek”, których doklejenie zamienia sferę w daną powierzchnię. Punkty na powierzchni są topologicznie równoważne cylindrom rozciągającym się do nieskończoności i reprezentują zewnętrzne struny. Rodzaj g powierzchni podaje również liczbę pętli, czyli potęgę stałej \hbar w rozwinięciu perturbacyjnym teorii. Dla struny typu II i heterotycznej w każdym rzędzie rozwinięcia perturbacyjnego (względem \hbar) jest tylko jeden diagram Feynmana.

Również zbieżność całek stowarzyszonych z diagramami jest w teorii strun dużo lepsza. Właściwości amplitud wielopętlowych ($g > 1$) nie są jeszcze w pełni zrozumiałe. Ich analiza obejmuje rozmaite trudne i wyrafinowane zagadnienia z pogranicza teorii powierzchni Riemanna, geometrii algebraicznej i być może nawet teorii liczb. Tym niemniej wydaje się, że wszystkie rozbieżności są typów, które dobrze rozumiemy i które są nieuniknione. Dla przykładu, należy spodziewać się rozbieżności podczerwonych w każdej sensownej teorii zawierającej cząstki bezmasowe w czterech wymiarach. Wiemy jak sobie z nimi poradzić. Podobnie, rozbieżności w amplitudach wyliczanych dla procesów, w których stany zewnętrzne opisują struny o pewnej masie, biorą się stąd, że masa ulega zmianie wskutek oddziaływań. Inne rozbieżności, stowarzyszone z efektami dylatonowymi (*dilaton tadpoles*),

są również dobrze znane i nieszkodliwe. Najważniejsze jest to, że te typy rozbieżności, które dają w wyniku parametry o dowolnych wartościach w zrenormalizowalnych kwantowych teoriach pola, oraz całkowicie nieokreślone amplitudy w nierenormalizowalnych teoriach pola, nie mają w ogóle odpowiedników w teorii strun (rys. 4).



Rys. 4. Renormalizowalna kwantowa teoria grawitacji? Może wydawać się paradoksem, że kwantowe poprawki do ogólnej teorii względności dają nierenormalizowalne rozbieżności, podczas gdy teoria strun, która zgadza się z teorią Einsteina przy niskich energiach, jest nieosobliwa. Zasadniczym tego powodem są efekty zdefiniowane dla skali Plancka, które istnieją w teorii strun, lecz nie pojawiają się w ogólnej teorii względności. W szczególności, istnieje tam nieskończone widmo wzbudzeń struny, odpowiadające cząstkom o masach rzędu masy Plancka lub większych. Przyczynki pochodzące od tych stanów, działających jak cząstki wirtualne w procesach rozproszeń, prowadzą do powstania misternego systemu wzajemnego znożenia się pewnych członów, dzięki czemu całki Feynmana zachowują się „łagodnie” w obszarze dużych pędów (w ultrafiolecie). To zjawisko wzajemnego kasowania się przypomina trochę efekt, który odegrał ważną rolę w najnowszej historii fizyki cząstek. Przed odkryciem teorii oddziaływań elektroslabych, opartej na symetrii $SU(2) \times U(1)$, procesy takie, jak np. rozpad beta neutronu, $n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e$, opisywano za pomocą tzw. „teorii czterofermionowej”. Według tej teorii cztery pola fermionowe oddziaływały w jednym punkcie. Jedną z głównych jej wad jest to, że jest ona nierenormalizowalna, a zatem nie da się w niej wyliczyć poprawek kwantowych. W teorii sił elektroslabych nie ma oddziaływania czterech fermionów. Zamiast niego rozpad beta jest opisany jako proces z wymianą wirtualnego bozonu W, tak jak na dolnym diagramie. Oba opisy dają niemal ten sam wynik, bowiem energia uwalniana w tym rozpadzie jest dużo mniejsza od masy cząstki W. Jednakże teoria sił elektroslabych jest renormalizowalna, toteż poprawki kwantowe są w niej dobrze zdefiniowane. Teoria strun modyfikuje w podobny sposób oddziaływanie multi-grawitonowe w ogólnej teorii względności.

6. Zagadnienia otwarte

Teoria superstrun rozwija się w zdumiewającym tempie, bowiem coraz więcej zdolnych ludzi włącza się w to przedsięwzięcie. Zadanie, jakie przed nimi stoi, jest niezwykle ambitne i wiele okropnych przeszkód pozostaje nadal do pokonania. Jedną z trudności, o której już mówiłem, jest podanie kompletnej listy spójnych teorii strun: znamy trzy teorie strun, lecz cieszylibyśmy się ogromnie, gdyby liczba teorii spójnych mogła być zredukowana do jednej. Moglibyśmy wówczas utrzymywać, że istnieje jedyna i jednoznaczna, wewnętrznie spójna teoria obejmująca całość fundamentalnej fizyki.

Włożono ogromny wysiłek w celu znalezienia podstawowych zasad teorii superstrun oraz podania bardziej geometrycznego ich sformułowania. Skromnie mówiąc, teoria superstrun ma dziwną historię. Jest pouczające porównać ją z historią powstania ogólnej teorii względności. W przypadku tej ostatniej Einstein zaczął od sformułowania pewnych uniwersalnych zasad — zasady równoważności i zasady ogólnej kowariancji (współzmienniczości) — a następnie znalazł odpowiedni język matematyczny, geometrię Riemanna, w którym mógł nadać im ścisłą postać. To z kolei doprowadziło do równań dynamicznych i konkretnych przewidywań eksperymentalnych, z których wiele zostało potem sprawdzonych i potwierdzonych. W teorii strun natomiast nie zdołaliśmy, jak dotąd, rozpoznać podstawowych zasad będących uogólnieniem zasady równoważności i zasady ogólnej kowariancji. Uogólnienia takie muszą istnieć, ogólna teoria względności jest bowiem niskoenergetycznym (czyli dalekozasięgowym) przybliżeniem teorii strun. Jakie by te zasady były, jest wielce prawdopodobne, że wymagają one geometrii nowego rodzaju, np. nieskończenie wymiarowego uogólnienia geometrii Riemanna. W najnowszych pracach pojawiły się pewne konkretne propozycje idące w tym kierunku, jest jednak zbyt wcześnie, by powiedzieć, czy przyniosą one pożądane wyniki.

Gdy uda nam się podać poprawne sformułowanie geometryczne teorii strun, obejmujące również przejrzystą formę podstawowych zasad teorii, to będziemy wreszcie w stanie odpowiedzieć na wiele doniosłych pytań. Powinniśmy móc wówczas badać zjawiska nieperturbacyjne, a nawet wyjaśnić, dlaczego pewne szczególne rozwiązanie z czterowymiarową czasoprzestrzenią i fenomenologicznie wybranymi symetrias i cząstkami jest wyróżnione. Nie wiem, czy tak się stanie, ale mam taką nadzieję. Nie mniej interesujące będzie zbadanie, jak teoria strun modyfikuje klasyczną ogólną teorię względności na małych odległościach, oraz jak rozwiązuje ona wiodące problemy kwantowej teorii grawitacji.

W każdej teorii bez swobodnych parametrów, każda bezwymiarowa liczba odnosząca się do zjawisk przyrody musi dać się obliczyć. Niektóre z tych liczb są skrajnie małe. Na przykład, masa bozonu W jest 17 rzędów wielkości poniżej masy Plancka. Teoretycy martwią się, jak tak skrajnie małe liczby mogą wyłonić się z rachunków. Niektórzy przypuszczają, że matematyka doprowadzi nas do wzoru na

$$\ln \left[\frac{M_W}{M_P} \right],$$

co nie jest już liczbą onieśmielająco małą.

W przypadku stałej kosmologicznej, której bezwymiarowa wartość jest mniejsza od 10^{-120} , możemy mieć nadzieję na odkrycie jakiejś symetrii wymuszającej, by była ona dokładnie równa zero. Niektórzy teoretycy uważają, że jest to najpoważniejszy problem w fizyce. Przed powstaniem teorii strun wyliczenie stałej kosmologicznej było niemożliwe, toteż cały problem był w ogóle nie do ruszenia.

Jestem przekonany, że zbliżamy się do jednoznacznej fundamentalnej teorii przyrody. Byłoby jednak nierealistyczne spodziewać się zbyt dużo w zbyt krótkim czasie. Będziemy przypuszczalnie potrzebowali kilku dziesięcioleci ciężkiej pracy, aby zadowalająco zrozumieć czego właściwie dotyczy teoria strun. Rozstrzygnięcie tego pytania wymagać nie-

wątpliwie będzie postępów w matematyce, lecz wyniki eksperymentalne osiągnięte w ciągu najbliższych 10—20 lat zapewne również odegrają ważną rolę w kształtowaniu naszych idei.

* * *

Wdzięczny jestem Patrycji Schwarz za propozycje ulepszenia tego artykułu.

Tłumaczył *Leszek M. Sokołowski*

Obserwatorium Astronomiczne
Uniwersytet Jagielloński
Kraków

R Ó Ź N E

Moisej Isakowicz Kaganow

Institut Fizycznych Problem
im. S. I. Wawilowa AN SSSR
Moskwa, ZSRR

Fizyka ciała stałego: lekcje płynące z poznania
Solid state physics: lessons from cognition

*Abstract**: The place of quantum theory of solids in contemporary physics is outlined. The methods of construction of various models of physical phenomena encountered in solids are discussed. Particular emphasis is put on the rôle played by the concept of quasiparticles.

„Czegoż wy wszyscy poznaniem nie zwiecie!”

J. W. Goethe, *Faust*, tłum. F. Konopka

„Myśmy dialektykę brali nie z Hegla...”

W. W. Majakowski, tłum. A. Ważyk

1. Zaproszenie do rozważań

Twierdzenie, że zakres tego, co jest w świecie poznane, jest ogromny, stało się truizmem. Mimo to, postaramy się ocenić ten zakres, wspierając słowa oszacowaniami i przykładami.

Wnikając w głąb materii, z niepoznanymi, podstawowymi prawami ruchu stykamy się tylko wtedy, gdy staramy się zrozumieć strukturę nukleonów i mezonów, cząstek, które do niedawna uważano za elementarne. Liniowy rozmiar nukleonu jest rzędu 10^{-13} cm; jest on sto tysięcy razy mniejszy od rozmiaru atomu. Z kolei w badaniach makrokosmosu, dopiero informacja zawarta w sygnałach pochodzących z niewyobrażalnie odległych obszarów zmusza nas do rewizji podstawowych pojęć o strukturze materii. Uplywa co najmniej 10^{10} lat od chwili nadania tych tajemniczych sygnałów do chwili ich rejestracji przez przyrząd pomiarowy. Wyobraźmy sobie ogromną część przestrzeni wypełnioną poznaną materią. Zawiera ona, co prawda, miliardy „białych plam” (wg oszacowania ok. 10^{42})

* Streszczenie dodane przez Redakcję.

przykuwających uwagę uczonych badających strukturę cząstek elementarnych. Ich ogromna liczba nie powinna budzić mistycznego przerażenia — bo przecież wszystkie cząstki jednego rodzaju są tożsame. Zrozumienie struktury jednej z nich zapełni całą, niesłychanie liczną klasę „białych plam”.

Ponieważ sygnały rozchodzą się ze skończoną prędkością, to stwierdzenie o poznaniu materii w obszarze o rozmiarach 10^{10} lat świetlnych oznacza, że potrafimy wniknąć w historię materii nieorganicznej na głębokość 10^{10} lat wstecz.

O stopniu poznania pomówimy później. Postawmy teraz pytanie: czy można próbować wyobrazić sobie poznany świat, narysować obraz świata?

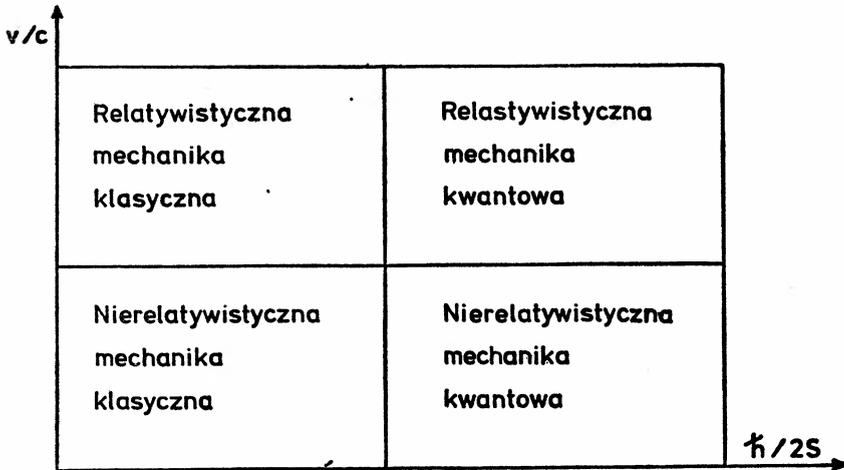
Nikt nie zna wytworzonego przez całą ludzkość obrazu świata. Nawet najgruntowniej wykształceni ludzie nie znają go w całości (nie ma już encyklopedystów); w najlepszym razie wiedzą oni co gdzie „namalowano”, tzn. jaka dyscyplina jest „odpowiedzialna” za takie lub inne zjawisko i wyobrażają sobie różnice w wyjściowych założeniach odmiennych podejść do poznania przyrody. Mimo to, można jednak namalować „obraz nauki”, a dokładniej mówiąc jedynie jej planszę, wykorzystując przy tym dwa postulaty: pierwszy, o podstawowej w naukach przyrodniczych roli mechaniki (klasycznej czy kwantowej) — nauki o ruchu cząstek i ciał; drugi zaś, że prędkości cząstek muszą być mniejsze od prędkości światła w próżni, a działanie S przypisywane cząstce nie może być mniejsze niż $\hbar/2$. Jeżeli wprowadzimy bezwymiarowe wielkości v/c i $\hbar/2S$, to wszystkie zjawiska mieszczą się w kwadracie o boku jednostkowym, na zewnątrz którego już niczego nie ma (rys. 1).

Czytając napisy w poszczególnych ćwiartkach powinniśmy pamiętać o tysiącach tomów poświęconych wynikom szczegółowych badań najróżniejszych form ruchu i własności materii. Trzy ćwiartki zawierają logicznie spójne i w tym sensie zamknięte dyscypliny. W czwartej (prawej górnej) zawierającej relatywistyczną mechanikę kwantową dosłownie z roku na rok zachodzą rewolucyjne zmiany. Zmieniają się tam podstawowe pojęcia: kwarki zastąpiły partony, porzucono kwantowanie czasoprzestrzeni i wprowadzono relatywistyczne struny i worki, powstała i burzliwie rozwija się chromodynamika, znajduje wyjaśnienie niemożność obserwacji swobodnych kwarków...

Kiedy mówi się o poznaniu świata, o fizyce jako karmicielce gnoseologii, uwaga fizyków i filozofów skupia się najczęściej na tych obszarach fizyki, które w danej chwili wstrząsane są rewolucyjnymi kataklizmami. W początkach stulecia były nimi teoria względności i mechanika kwantowa, a dziś — relatywistyczna mechanika kwantowa (lub, co w końcu na jedno wychodzi, teoria cząstek elementarnych) i astrofizyka z jej szczególnym zainteresowaniem wczesnymi momentami istnienia Wszechświata, w którym dziś żyjemy. Nie zamierzając odwracać uwagi od obszaru, w którym granica pomiędzy znanym a nieznanym jest szczególnie wyraźna, spróbujmy przedstawić gnoseologicznie zróżnicowanie różnych działów fizyki, podkreślając szczególną rolę współczesnej fizyki makroświata.

2. Na ile poznaliśmy prawa przyrody?

Mogłoby się wydawać, że wystarczająco dokładnie zakreśliliśmy przed chwilą granice poznanego obszaru. Spróbujmy jednak, na ile to możliwe, uściślić pytanie sformułowane w tytule rozdziału. Jaki jednak sens mają słowa „poznać”, „zrozumieć”? Zacznijmy, scho-



Rys. 1. Domeny fizyki w zależności od prędkości i działania S

dząc nieco z obłoków na ziemię, od uproszczonego pytania. Zapytajmy: „czy rozumiemy obserwowane zjawiska przyrody?” Naturalna odpowiedź brzmi: „nie”. Przecież codziennie (dosłownie) odkrywamy coraz to nowe i nowe zjawiska. Czasem są one zrozumiałe już w momencie odkrycia (tzn., że teoria wyprzedziła eksperyment), ale częściej upływa jakiś czas nim uda się je wyjaśnić. Nadprzewodnictwo odkryto w 1911 r., a dopiero po 45 latach wyjaśniono je. I wcale nie ma pewności, czy jest to wyjaśnienie wyczerpujące. Doświadczalnicy tworząc nowy stop nie potrafią przewidzieć czy będzie on nadprzewodnikiem, czy też nie. Tylko mierząc jego opór lub własności magnetyczne, tj. faktycznie wykrywając (lub nie) przejście w stan nadprzewodzący, można nowy stop zaliczyć do nadprzewodników lub metali normalnych. Co więcej, wykrycie nadprzewodników wysokotemperaturowych, to jest nadprzewodników o temperaturze przejścia wyższej od temperatury skroplenia azotu, było nieoczekiwane. Brak dziś pewności czy znamy zasadniczy mechanizm nadprzewodnictwa wysokotemperaturowego: teorii mamy wiele, a odpowiedzi brak...

Mimo to, prawie każdy fizyk będzie sprzeciwiał się stwierdzeniom, że obserwowane zjawiska przyrody nieożywionej są z zasady niepoznawalne. I wyjaśni: praktycznie zawsze wiadomo, że wyjaśnienie istnieje lub powinno istnieć. Przypuśćmy, że odkryto taką lub inną, nową, nieoczekiwaną nawet własność ciała stałego, np. szczególną zależność oporu od pola magnetycznego, lub pochłanianie światła w niespodziewanym przedziale długości fal, lub coś w tym rodzaju... Trzeba się będzie zastanowić, przedrzeć przez rozliczne warianty teorii opisujących zachowanie elektronów przewodnika w polu elektrycznym i magnetycznym, lub prześledzić różne mechanizmy odpowiedzialne za pochłanianie światła. Zapewne wtedy okaże się, że jakiś wariant zachowania się elektronów nie był wcześniej uwzględniany, lub też jakiś mechanizm, który prawie zawsze był nieistotny, właśnie w tej (nowej) sytuacji okazał się decydujący.

I, co jest dla naszych rozważań najważniejsze, wyjaśnienie nie wymagało zmiany pod-

stawowych pojęć, na podstawie których skonstruowany został diagram nauki ¹ (rys. 1). Uczni przyrodniczy zazwyczaj mają dokładne rozeznanie, do jakiego działu nauki odnosi się dane zjawisko. Poszukiwacz nie znanych dotychczas zjawisk i własności, najprawdopodobniej zostałby skierowany nie do fizyków badających ciało stałe lub ciecze, a do badaczy zajmujących się cząstkami elementarnymi wysokich energii lub astrofizyków...

Najbardziej trafne sformułowanie tej sprawy podał Feynman: „Gdyby cała nauka miała ulec zniszczeniu w jakimś kataklizmie, a tylko jedno zdanie można by uratować od zagłady i przekazać następnym pokoleniom, jakie zdanie zawierałoby największą ilość informacji w możliwie najmniejszej liczbie słów? W moim przekonaniu byłoby to zdanie formułujące hipotezę (lub rzeczywistość, jeśli wolicie tak to nazwać) *atomistyczną*, że *wszystko składa się z atomów — małych cząstek, poruszających się bezustannie, przyciągających się, gdy są od siebie nieco oddalone, odpychających się zaś, gdy je zbyt ściśnięć*. Jak więc widzicie, w tym jednym zdaniu zawarto ogromną porcję wiadomości o świecie; trzeba tylko posłużyć się **odrobina** (podkreślenie moje — M. I. K.) wyobraźni i inteligencji, aby je dobrze zrozumieć” ².

Z cytatu wynika przekonanie Autora, że jeżeli w katastrofie nie uległy zniszczeniu informacje o prawach ruchu, to używając ich, stosunkowo łatwo można zbudować obraz własności makroobiektów. W dalszym ciągu poddamy konfrontacji tę nieco lekceważącą ocenę drogi poznania od mikro... do makro..., tę feynmanowską: „odrobinę wyobraźni i inteligencji”.

W ten sposób, znowu wróciliśmy na przerażająco ogromne, poznane już, obszary nauki. W rzeczywistości, w swej istocie, nie tyle poznane co **poznawalne**. Poznawalne nie w znaczeniu ogólnofilozoficznym, a w konkretnym — fizycznym. Oznacza to, że dla wyjaśnienia własności obiektów wypełniających ten obszar (jądra atomów, ich orbity elektronowe, kryształy, ciała amorficzne, ciecze, plazma itp.) nie będzie trzeba przeprowadzać rewizji podstaw.

Jeśli się głębiej zastanowić, to jest to niezwykle śmiało stwierdzenie i w rzeczywistości logicznie nie do udowodnienia. Przecież oznacza ono, że znamy już te **wszystkie** własności elektronów, protonów, neutronów, które są potrzebne do wyjaśnienia jądrowych, atomowych, molekularnych i, wreszcie, makroskopowych własności materii. W to, co nie da się udowodnić, można tylko wierzyć lub nie. Wydaje się, że większość fizyków tę wiarę podziela. By jeszcze zwiększyć dramatyczność rozważanej tezy, zapytajmy: jak to wygląda w zagadnieniach biologii?

Osiągnięcia biologii molekularnej operującej molekułami, elektronami i jonami jako budulcem dla biologicznych konstrukcji, podsuwają myśl, że fenomen życia może być wyjaśniony za pomocą naszych wiadomości o cząstkach molekularnych i submolekularnych. Czy tak jest? W czym się kryje **specyfika** biologicznej postaci istnienia materii? Czy nie

¹ W rzeczywistości, podział pojęć na podstawowe i pochodne jest umowny. Ponieważ wyraz „niepodstawowy” posiada nieco lekceważące zabarwienie, to uściślijmy: za podstawowe uważamy tu pojęcia odnoszące się do praw ruchu i oddziaływań poszczególnych cząstek. Przekonamy się jednak, że nawet takie uściślenie nie ustrzeże nas przed pewnymi trudnościami semantycznymi.

² R. P. Feynman, R. B. Leighton, M. Sands, *Feynmana wykłady z fizyki*, t. 1, cz. 1, PWN, Warszawa 1968, str. 21.

popadamy w grzech mechanicyzmu redukując prawa życia do praw fizyki? Do specyfiki i redukowalności jeszcze wrócimy, a tymczasem jeszcze raz podkreślimy: uważamy (mamy nadzieję, wierzymy), że do wyjaśnienia własności żywej materii nie trzeba będzie odkrywać nowych (specyficznie biologicznych?) własności oddzielnego elektronu, te znane już nam **wystarczą**.

Tak więc, prawdopodobnie, większość fizyków zgadza się z tym, że już w dzisiejszych czasach jest lub, jeśli zajdzie potrzeba, może być wyjaśniony ogromny zbiór faktów, zjawisk, własności.

Nie należy jednak uważać, że proces wyjaśniania jest prosty. Głównym, podstawowym zadaniem tego artykułu jest pokazanie, że postęp w zrozumieniu jest niemożliwy bez wprowadzenia nowych pojęć, bez poszerzenia liczby **podstawowych** idei, z których jak z części składowych konstruuje się obraz świata. Same, zadziwiająco różnorodne sposoby konstruowania całości z części, z elementów, okazały się źródłem trudności. Trudności, których do dziś nie udało się całkowicie przełamać.

Przekonanie o zasadniczej poznawalności zjawisk makroświata współistnieje ze zrozumieniem stopnia złożoności problemów powstających w procesie wyjaśniania. To właśnie często zmusza do odkładania na przyszłość wyjaśnienia takich, czy innych konkretnych własności i zjawisk. Dziś, szczególnie wyraźnie widoczne jest to w biologii molekularnej, która jest w stanie wyjaśnić tylko najbardziej elementarne zjawiska biologiczne. W przypadku nieco tylko bardziej złożonych przejawów życia (nie mówiąc już o ewolucji czy myśleniu) biologia ogranicza się jedynie do opisu.

Zrozumienie atomowej struktury budowy materii doprowadziło do specyficznej interpretacji pojęcia „wyjaśnienie”. Wyjaśnić zjawisko, oznacza: wytłumaczyć, jak ruch oddzielnych atomowych lub subatomowych cząstek, podlegających znanym prawom mechaniki (klasycznej czy kwantowej), prowadzi do obserwowanego zjawiska. Wyjaśnienie kończy się ściśle dowiedzionym twierdzeniem: w warunkach w jakich obserwuje się zjawisko, cząstki podlegające prawom mechaniki, poruszają się **dokładnie** tak, by zjawisko zachodziło.

Na przykład, pokazując jak elektrony poruszają się w silnym polu magnetycznym, określamy zależność przewodnictwa elektrycznego od natężenia pola magnetycznego i tym samym wyjaśniamy zjawiska galwanomagnetyczne w metalach i półprzewodnikach.

Procedura wyjaśniania makroskopowych zjawisk drogą opisu ruchu poszczególnych cząstek atomowych wymaga rozwinięcia specjalnego aparatu matematycznego, przystosowanego do badania zachowania się gigantycznych zespołów cząstek. Taki aparat istnieje i nosi nazwę **fizyki statystycznej**. Połączenie mechaniki z fizyką statystyczną doprowadziło do powstania kinetyczno-molekularnej teorii gazów, cieczy i ciał stałych.

Właśnie teoria kinetyczno-molekularna wyjaśniła ogromną liczbę obserwowanych doświadczalnie i wykorzystywanych w technice własności cząstek atomowych i subatomowych. Każde z tych wyjaśnień oparte jest na formule:

makro... przez mikro...

Własności cząstek mikroskopowych, to dla kinetyczno-molekularnej teorii punkt wyjściowy. Nie tylko ładunek elektronu, protonu, ich masa, spin i moment magnetyczny ale i prawa ich ruchów wbudowane są w teorię w postaci założeń. Z punktu widzenia teorii

kinetyczno-molekularnej te własności i założenia są nie tyle wyjaśnione, co z zewnątrz przyjęte za dane. Nieznane wyjaśnia się przez znane. W kinetyczno-molekularnej teorii nieznane — to zachowanie się zespołu, zbioru cząstek w nowych (wcześniej nie badanych) warunkach. Znane — to mikrocząstki z kompletem zadanych, przyjętych z zewnątrz własności. Rzecz jasna, że do kompletu tego wchodzi wszystkie prawa mechaniki oddzielnych cząstek.

W użytym tu sensie, czasownik „wyjaśnić” stosuje się tylko do obiektów złożonych, własności których można wyjaśnić przez własności ich części. Oczywiście jest to zawężenie zakresu tego pojęcia. „Wyjaśnić”, oznacza również, coś do czegoś dopasować (wyjawić, znaleźć) albo zbudować ogólną teorię, której logiczną konsekwencją jest to, co wymaga wyjaśnienia. Jeżeli nie ma takiej teorii, musimy ograniczyć się do opisu często wymagającego wprowadzenia nowych pojęć i bardziej wyrafinowanego aparatu matematycznego. Ponieważ opis powinien być logicznie zgodny z dotychczasową fizyką, to przypisując materii nowe własności nie powinniśmy burzyć struktury całej fizyki. W rzeczywistości, nauka jest znacznie bardziej konserwatywna, niż się powszechnie sądzi. Wśród fizyków, w jednych epokach rozwoju nauki częściej w innych rzadziej, pojawia się tęsknota do jedynej teorii — podstawy podstaw, z której jako skutki logicznego (tzn. matematycznego) wynikania „otrzymywać” się będzie wszystkie „fizyki” — i mechanikę kwantową i elektrodynamikę i teorię grawitacji. Stworzeniu takiej teorii poświęcili ostatnie lata swego życia tacy geniusze jak Albert Einstein czy Dawid Hilbert oraz Werner Heisenberg. Jednolitej teorii dotąd nie ma. Każdy rozmyślający o tym fizyk, w zależności od swego optymizmu lub pesymizmu myślowo przybliża lub oddala termin jej pojawienia się. Ale jeśli kiedyś się pojawi, ona sama nie będzie niczego wyjaśniać. Będzie służyć innym teoriom, sama będzie tylko (z definicji!) opisową, fenomenologiczną nauką przypisującą materialnemu światu takie własności, jakie okażą się wystarczające dla jej sformułowania.

Ta dygresja o jedynej teorii służyć ma do ilustracji różnic w podejściach do tego czym jest „wyjaśnienie” i tym samym „rozumienie” w różnych działach fizyki. Podczas tworzenia mechaniki kwantowej lub atomowej, w rzeczywistości chodziło o zgadywanie nowych pojęć adekwatnych do mikroświata, a z ich pomocą kontruuowanie opisu ruchu cząstek mikroskopowych. Wymagało to stworzenia nowych wyobrażeń o ruchu, dopuszczających niesprzeczną procedurę matematyczną obliczania mierzonych wielkości fizycznych. Nie było i nie mogło być żadnej możliwości logicznego wyprowadzenia równań mechaniki kwantowej, gdyż oznaczałoby to, że istniała już wtedy bardziej ogólna teoria, zawierająca w sobie mechanikę kwantową. Podkreślając odgadywanie jako metodę budowania, tworzenia mechaniki kwantowej, nie chcemy w żadnej mierze umniejszyć znaczenia dziedzictwa: mechanika kwantowa nie tylko nie powinna „wykarczować” mechaniki klasycznej, ale powinna zawrzeć ją w sobie — otrzymać jako graniczny przypadek opisu ruchu obiektów makroskopowych. Przy tym konieczne było zrozumienie faktów doświadczalnych zasadniczo przeczących fizyce klasycznej (stabilność atomu, widma liniowe, itp.), a jednak poznanych za pomocą klasycznych przyrządów opisanych w języku klasycznym.

Także dziś wnikaniu w strukturę cząstek elementarnych na drodze gromadzenia danych doświadczalnych towarzyszą bardziej lub mniej trafne przewidywania dotyczące praw ruchu na odległościach mniejszych niż 10^{-13} cm. Nie ma teorii, z której można by

było wyprowadzić własności cząstek elementarnych. Fizyka podeszła do granicy poznano obszaru, za którą ukrywa się rzeczywistość nieznaną.

Zadziwia fakt, że sposób poznawania, do którego tak się przyzwyczailiśmy — od dużego do małego, od całości do części — najwidoczniej jeszcze się nie wyczerpał. Kwarki (jeszcze niedawno hipotetyczne, ale z kolejnymi wydaniem czasopism fizycznych, coraz bardziej realne części nukleonów i mezonów), ich własności, oddziaływania istniejące pomiędzy nimi są podstawą wyjaśniania własności protonów, neutronów, mezonów. Można uważać, że piramida zwrócona w głąb (jak laleczki „matrioski”, jedna włożona w drugą) nie jest jeszcze skończona:

obiekty makroskopowe → molekuly → atomy →
elektrony i jądra → nukleony → kwarki.

Być może, że ta piramida hierarchicznych bytów w ogóle nie ma zakończenia. Przeniknięcie w głąb cząstki „elementarnej” realizuje się z kreacją wielu cząstek, ani mniej ani bardziej „elementarnych” niż badana. Pojęcie „oddzielna” cząstka, jak się okazało, ma bardzo ograniczony sens. Określając własności „oddzielnej”, (tj. zdawałoby się — izolowanej!?) cząstki, musimy określić jej oddziaływanie z otaczającą ją próżnią fizyczną, próżnią mogącą rodzić zarówno identyczne z badaną, jak i zupełnie inne cząstki. Nie mając możliwości bardziej szczegółowego omówienia tego problemu (bez wątpienia wykracza on poza naszą tematykę) podkreśliliśmy tylko: pojęcia wyizolowane, oddzielne, nie posiadają sensu absolutnego, a tym samym dzielenie pojęć na podstawowe i pochodne staje się zupełnie dowolne (por. odsyłacz 1). Jeżeli nie można mówić o oddzielnej cząstce, to do czego odnieść zwrot „pojęcie podstawowe”? Jedna cząstka w określonych warunkach zachowuje się jak okruch materii rodzący wiele cząstek i to „wiele” wyjaśnia zachowanie pojedynczej. Gdzie więc tu jest miejsce na receptę: „makro... przez mikro...”?

Na szczęście wszystkie te komplikacje (w swej istocie gnoseologiczne) pojawiają się tylko w relatywistycznej mechanice kwantowej. Dla niej przemiany cząstek, ich powstanie i śmierć to codzienność. Wszystko to w ogóle nie dotyczy fizyki ciała stałego.

Z drugiej strony, właśnie fizyka ciała stałego pomaga zrozumieć (na dokładnie prześlanych przykładach), że w dwukrotnie przytaczanej formule „makro... przez mikro...” nie zawsze „mikro”, to oddzielna cząstka jako element w tej konstrukcji...

3. Część i całość

Fizyka ciała stałego to jeden z działów teorii kinetyczno-molekularnej. Pierwsza część tej nazwy „kinetyczna” nie budzi zastrzeżeń: ruch jest wewnętrzną własnością wszystkich składających się z czegokolwiek obiektów, bo wszystkie mikroskopowe cząstki są (zawsze!) w ruchu. Z kolei druga część „molekularna” nie jest zupełnie ścisła. Nie wszystkie ciała stałe składają się z molekuł, niektóre — z jonów (np. kryształy soli kuchennej), a niektóre — metale — z jonów i elektronów. I co w ogóle oznacza słowo „składają się”? Dopiero co przedstawiliśmy część zwróconej w głąb piramidy struktur i zwróciliśmy uwagę, że jej budowa nie jest zakończona. Co więc daje nam prawo uważać, że sól kuchenna NaCl składa

się z Na^+ i Cl^- , kryształ azotu z molekuł N_2 , a metaliczny lit z jonów Li^+ i elektronów. Chodzi tu o najslabiej związane części ciała stałego, o takie mikroskopowe części, na które ciało można rozłożyć (rozdzielić) najmniejszym wysiłkiem. Za miarę siły wiązania cząstek służy jego energia (liczona na jedną cząstkę). Energia wiązania molekuły N_2 w kryształe jest mniejsza od energii, którą trzeba stracić na to, by rozerwać molekułę N_2 na dwa atomy azotu. By zjonizować zaś atom azotu, potrzeba jeszcze wielokrotnie większej energii. Fakty te uściślają stwierdzenia, że:

kryształ azotu składa się z molekuł N_2 ,
 molekuła N_2 składa się z atomów azotu,
 atom azotu składa się z jądra i elektronów...

Na to, by z jądra atomu wyrwać nukleony (protony lub neutrony) potrzeba miliony razy większej energii niż do „rozdzielenia” zestalonego azotu na części składowe.

Ostatnie lata doprowadziły do zrozumienia tego głębokiego faktu, że stwierdzenie „coś składa się z jakichś części” nie zawsze oznacza, że można te części wydzielić, tj. faktycznie rozdzielić to „coś” na „jakieś części”. Jak wiadomo kwarki — strukturalne składniki nukleonów — w ogóle poza nukleonami nie mogą istnieć.

Badaniem składu substancji, możliwych kombinacji atomów, jonów, molekuł zajmuje się chemia. Nie będziemy wyliczać jej osiągnięć w poznaniu struktur atomowo-molekularnych i ich wzajemnych przemian. Podkreślimy tylko jeden (dla naszych rozważań fundamentalny) fakt: wyobrażenie o strukturze, składzie, podzielności na części zakłada addytywność jakiejś wielkości, chociażby przybliżoną... Dla wyjaśnienia o addytywności czego jest mowa, wróćmy jeszcze raz do energii wiązania atomów w molekuł N_2 . Tę energię trzeba porównać z energią spoczynkową $M_{\text{N}_2}c^2$ i przekonać się, że w porównaniu z energią spoczynkową jest ona znikoma. Konsekwencją takiej relacji jest addytywność masy spełniona z ogromną dokładnością. W mikroskopowych teoriach zjawisk i własności makroskopowych addytywność jest warunkiem koniecznym. Wyobrażenie o cząsteczkach (lub jonach i elektronach) jako o strukturalnych elementach ciała stałego oparte jest, jak to już powiedzieliśmy, na addytywności masy: masa ciała z bardzo dużą dokładnością równa jest sumie mas cząsteczek.

W przypadku gazu cząsteczka jest nie tylko strukturalnym elementem masy, ale i strukturalnym elementem energii (ruchu). Rzeczywiście, gaz to zgodnie z definicją taki stan materii, w którym energia oddziaływań między cząsteczkami jest znacznie mniejsza od energii ruchu oddzielnej cząstki. Dlatego z dużą dokładnością

energia gazu równa jest sumie energii cząsteczek gazu,

i, co za tym idzie, by zrozumieć (wyjaśnić) własności gazu, wystarczy znać prawa ruchu oddzielnych cząsteczek, i, oczywiście umieć sumować, tj. umieć obliczać własności makroskopowe (gazowe) na podstawie mikroskopowych, charakteryzujących poszczególne cząstki. Gaz jest najprostszym obiektem teorii kinetyczno-molekularnej. Jego prostota polega na tym, że realne (zwykle) cząstki (molekuły, atomy) równocześnie są strukturalnymi elementami jego substancji (masy) i ruchu (energii).

Należałoby jednak pamiętać przynajmniej o dwóch komplikujących okolicznościach.

1) Nie można całkowicie zaniedbać energii oddziaływania, bo nie będzie można (na-

wet w przybliżeniu) zrozumieć np. relaksacyjnych, kinetycznych i innych nierównowagowych własności gazu.

2) cząstka (molekuła, atom) jako najprostsza elementarna porcja ruchu w gazie, jest pojęciem przybliżonym. Po pierwsze dlatego, że przy dostatecznie silnym oddziaływaniu może się rozpaść (np. cząsteczka na atomy składowe). A po drugie, z powodu istnienia wewnętrznych stopni swobody. Tam gdzie mogą się one przejawiać, nie można uważać cząsteczki za najmniejszy element struktury gazu.

Miarą elementarności może być wartość stosunku $\Delta E/k_B T$, gdzie ΔE to energia wzbudzenia najniższego stanu. Dla $\Delta E/k_B T \gg 1$ cząsteczki można uważać za elementarne, dla $\Delta E/k_B T \leq 1$ trzeba uwzględnić ich wewnętrzną strukturę.

Tak więc, gaz jest obiektem makroskopowym stosunkowo łatwo pozwalającym prześledzić, jak konstruowane jest wyjaśnienie makro... przez mikro...

Cząsteczki, ze swymi własnościami, prawami zachowania się w różnych warunkach, stanowią podstawę, wyjściowy punkt wyjaśnienia. W wyjaśnieniu własności gazów można często, ale nie zawsze (patrz następny rozdział), w ogóle nie uwzględniać kwantowych własności poszczególnych cząsteczek i atomów, ograniczając się do konstatacji własności oddzielnych cząstek. Założenie to jest niezwykle istotne. Ilustruje bowiem bardziej ogólną zasadę gnoseologiczną współczesnego przyrodoznawstwa. Zasadę tą można nazwać **hierarchizacją** podejścia. Jeśli badamy gaz, wystarczy zatrzymać się na cząsteczkach (czasami atomach lub jonach). Dotyczy to nie tylko fizyki gazów. Fizyka makroskopowa zadowalała się własnościami atomów, nie wdając się w rozważania dlaczego są one właśnie takie a nie inne. W fizyce atomowej używa się tylko zewnętrznych parametrów jądra — ładunku, masy, momentu magnetycznego i elektrycznego. Dla zrozumienia własności jąder nie ma potrzeby poznawania struktury nukleonów.

Zasady hierarchiczności, jak i każdej zasady, nie należy dogmatyzować. Bywają przypadki kiedy zjawisko jakby „wypada” ze swego poziomu: obserwowane na poziomie makroskopowym, wymaga głębszej analizy niż to się na pierwszy rzut oka wydawało. W ogóle, określenie poziomu niezbędnego dla poprawnego rozumienia faktów eksperymentalnych — jest jednym z najważniejszych etapów budowy poprawnej teorii. Można naszkicować taki schemat: fakty doświadczalne → słowne sformułowanie problemu → opis fenomenologiczny → budowa teorii mikroskopowej (ostatni etap wymaga przejścia na głębszy poziom). Szczegółowa analiza elementów tego schematu wykracza poza ramy tego artykułu. Zwróćmy tylko uwagę na to, że w fizyce ciała stałego na etapie „fenomenologicznego opisu zjawiska” często już używa się terminologii podejścia mikroskopowego, obarczając ściśle mikroskopową teorię uzasadnieniem tych pojęć. Oto charakterystyczny przykład: opisując własności metali używamy pojęcia „gaz elektronowy” zostawiając wyjaśnienie pochodzenia i własności swobodnych elektronów w metalu kwantowej teorii ciała stałego.

4. Indywiduum i zbiorowość

Wszystkie cząstki atomowe i subatomowe występują w ogromnych zespołach i tylko sztuka eksperymentatora potrafi je stamtąd wyłuskać. Oddzielny elektron lub oddzielny atom to unikat równie rzadki jak dzieło sztuki. Zrozumienie budowy świata na pewno nie

byłoby możliwe, gdyby nie fakt, że wszystkie elektrony są takie same, że nie różnią się między sobą wszystkie protony i w ogóle wszystkie cząstki elementarne tego samego rodzaju. Dopóki nie powstanie teoria cząstek elementarnych, dopóty nie potrafimy powiedzieć dlaczego tak jest. Nawet nie umiemy sensownie zadać takiego pytania. Nie ma podstaw nie tylko do odpowiedzi na nie, ale i do naukowego sformułowania go.

Warto zauważyć, że już Maxwell rozumiał, że identyczność wszystkich molekuł jednego pierwiastka wymaga wyjaśnienia i wykazuje nieprzydatność w stosunku do molekuł używanego wówczas zwrotu — „proste ciało stałe”. Powołanie się na autorytet samego Maxwella pozwala pofilozofować sobie na temat pytania, możliwość sformułowania którego tak pesymistycznie oceniliśmy.

Po pierwsze: zauważamy, że przekonanie o identyczności (tożsamości) cząsteczek wymaga uściślenia sformułowania — „identyczne w tożsamych warunkach”. Myślę, że to uściślenie może wywołać wątpliwości rygorystycznych logików, ponieważ wywołuje konieczność kolejnego uściślenia dotyczącego określenia warunków. Może powstać klasyczne błędne koło. Mimo wszystko, mam nadzieję, że sformułowana tu myśl o tożsamości cząstek jest zrozumiała³.

Po drugie: pojęcie tożsamości jest bardzo silnie związane z pojęciem elementarności, z poziomem naszej wiedzy o cząstkach. Atomy danego pierwiastka są tożsame dopóki nie dowiemy się o istnieniu izotopów i nie zrozumiemy, że różnią się one strukturą jądra. A historia neutrina? Jak się okazało, istnieją ich aż trzy rodzaje. Elektrony zaś mają jakieś dziwne analogony — miony i taony, a protony — całe rodziny barionów.

Po trzecie: wydaje się, że „wielka unifikacja” (której wszyscy, choć z różnym stopniem niecierpliwości, oczekują) najprawdopodobniej przekształci wszystkie cząstki (ściślej: prącząstki) w tożsame, a obserwowana w realnym świecie wielka różnorodność cząstek, podlegającym zunifikowanemu oddziaływaniu, kombinacjom prącząstek. Tego oczekujemy, a dziś udało się zrozumieć, że cały obserwowalny świat składa się z trzech (tylko trzech!) typów cząstek — protonów, neutronów i elektronów...

Nie dość, że samych cząstek jest nieskończenie wiele, to oddziałują one każda z każdą. Do opisu oddziaływań używamy dwu specjalnych pojęć — ładunku i pola. Wielkość natężenia pola jest tym większa, im większy ładunek posiada cząstka, a pole „wyczuwalne” jest przez inną cząstkę dlatego, że działa w nim na nią siła, proporcjonalna do jej ładunku i natężenia pola. W ten sposób ładunek cząstki jest atrybutem bardzo wygodnym do opisu „kontaktów” z cząstkami jej podobnymi. Użycie słowa „ładunek”, nie oznacza, że mówimy tylko o ładunku elektrycznym, chociaż ładunek elektryczny jest najbardziej znany. Pole wokół elektrycznie naładowanej cząstki (np. protonu), to dobrze zbadana fizyczna realność. Lecz weźmy neutron. Choć jest neutralny, a więc nie niesie ładunku elektrycznego, posiada moment magnetyczny, zatem istnieje wokół niego pole magnetyczne też „wyczuwalne” przez inne cząstki. Ponadto wokół protonu i neutronu istnieje pole sił jądrowych, a więc te cząstki posiadają ładunek jądrowy. Rola pól nie ogranicza się do funkcji służebnej — przekazywania oddziaływania od jednej do drugiej cząstki. Pola mogą istnieć samodzielnie,

³ W mechanice kwantowej posiada ona prosty matematyczny sens. Dwie cząstki są tożsame, jeżeli moduł ich funkcji falowej nie zmienia się po formalnym przestawieniu cząstek, tj. po zamianie ich współrzędnych.

rozchodzić się w postaci fal w przestrzeni. Pole to jedna z form istnienia materii. Wybrnięcie z dylematu: „pole — fala czy cząstka — korpuskuła” to chyba najważniejsze osiągnięcie mechaniki kwantowej. Cząstki mają własności falowe, a fale (pola) — korpuskularne.

Spróbujmy na chwilę pozbawić wszystkie cząstki wszystkich ładunków tj. pominać oddziaływanie pomiędzy cząstkami. W ten sposób otrzymujemy gaz doskonały — obiekt znany już z fizyki statystycznej, zgodnie z którą:

- 1) wszystkie gazy doskonałe są identyczne,
- 2) ruch poszczególnych cząstek jest całkowicie niezależny,
- 3) pomiędzy ciśnieniem p , objętością V i temperaturą T istnieje prosty związek zwany prawem Boyle’a-Mariotte’a-Gaya-Lussaca

$$pV = NkT.$$

Z tego wyliczenia należy wyciągnąć dwa wnioski. Jeden, pozornie banalny: „nieoddziałujące cząstki nie oddziałują(?)” (punkt 2). Drugi: „Własności gazu jako układu makroskopowego opisujemy używając zupełnie innych pojęć niż służące do opisu zachowania się pojedynczej cząstki (punkt 3). Pojedyncza cząstka nie ma bowiem temperatury. Ciśnienie zaś powstaje w wyniku zderzeń miliardów molekuł ze ściankami naczynia. Fizyka makroskopowa (termodynamika) wypracowała sobie specjalny język, a mikrofizyka wyjaśniła istotę „słów” używanych w tym języku. Wykazała, że temperatura gazu T równa jest $(2/3)\bar{\epsilon}/k_B$, a ciśnienie $p = (2/3)n\bar{\epsilon}$, gdzie $\bar{\epsilon}$ — to średnia energia cząstki gazu, $n = N/V$, a k_B — stała Boltzmannna.

Prawom kwantowym podlegają zarówno oddzielne cząstki, jak i ich ogromne zespoły. Powstała kwantowa statystyka wyjaśniająca, że między cząstkami istnieje **oddziaływanie „niesiłowe”**. Ruch jednej cząstki wpływa na ruch pozostałych, nawet gdyby, jak to miało miejsce w naszym doświadczeniu myślowym, pozbawić je wszystkich ładunków. Pierwszy, pozornie banalny punkt powyższego wykazu w rzeczywistości dotyczy obszaru stosowania do gazów statystyki klasycznej. Temperatura kondensacji gazu w ciecz jest wyższa od temperatury T_{kw} , poniżej której widoczna jest kwantowa własność istnienia niesiłowego oddziaływania. Tę graniczną temperaturę oszacować można z zależności $T_{kw} \sim n^{2/3} \hbar^2/(mk_B)$. Jeżeli w tym wyrażeniu przyjmiemy gęstość n równą liczbie Loschmidta 10^9 cm^{-3} , masę m równą masie atomu azotu 10^{-23} g , to stwierdzimy, że T_{kw} dla powietrza jest rzędu 10^{-3} K . Pamiętajmy, że tlen krystalizuje w 54,7 K, a azot w 63,3 K i wodór w 14,0 K. Bez wątpienia, kwantowe własności tych gazów nie zdążą się przejawiać. Z drugiej jednak strony, przyroda posiada ogromne zasoby gazów kwantowych w postaci elektronów w metalach, czy gazu nukleonów w gwiazdach neutronowych. Jak się wydaje jest ich znacznie więcej niż gazów klasycznych.

Istnienie oddziaływania niesiłowego (częściej mówimy o korelacji ruchu cząstek) unieważnia pozostałe punkty naszego wykazu. Dlatego jesteśmy zmuszeni jeszcze raz powtórzyć pytanie o naturę gazu nie oddziałujących cząstek elementarnych.

Według sposobu zachowania się w zespole, wszystkie cząstki dzielą się na dwa typy. Dlaczego akurat dwa? Dlatego, że korelację w ruchach dowolnej liczby identycznych cząstek można sprowadzić do korelacji pomiędzy dwoma cząstkami. Z zasadą nierozróżnialności dwóch identycznych cząstek zgadzają się tylko dwa sposoby ich zachowania się. Jedne cząstki (nazywane bozonami) „są towarzyskie”. Bozony nie tylko nie przeszkadzają

jedne drugiemu, a przeciwnie: zgromadzenie bozonów w jednym stanie zwiększa prawdopodobieństwo przejścia do tego stanu następnym bozonów. Inne cząstki nazywane fermionami, to „indywidualiści”. Fermiony podlegają surowemu zakazowi (zasada Pauliego), zgodnie z którym w jednym stanie kwantowym może znajdować się tylko jeden fermion. Elektrony, protony, neutrony, neutrino (wszystkie rodzaje), miony — to fermiony, a fotony, grawitony, piony są bozonami.

W atomie wieloelektronowym, elektrony nie „spadają” na najniższy poziom energetyczny, a tworzą wokół jądra określoną „strukturę” — elektronową powłokę atomu. Ten fakt warunkuje większość własności atomów i odróżnia atom jednego pierwiastka od innego. Jest to konsekwencja zasady Pauliego.

Słuszna jest następująca reguła:

cząstki o zerowym lub całkowitym spinie to bozony,
cząstki o spinie połówkowym są fermionami.

Elektron, proton, neutron, wszystkie neutrino, miony mają spin $1/2$; pion — zero, a foton — spin jednostkowy. Wielkość spinu przejawia się nie tylko w „sposobie zachowania” się cząstek w zespole, ale i w ich własnościach indywidualnych. Ze spinem elektronu związany jest moment magnetyczny.

Nie umiemy wyjaśnić, dlaczego spin elektronu jest równy $1/2$. Jest to (jak dotąd) fakt doświadczalny; ściślej mówiąc, to sposób jednolitego opisu dużej liczby faktów doświadczalnych: struktury linii widmowych, zachowania się w polu magnetycznym itd. Z drugiej strony Pauli używając logicznie poprawnych, matematycznych argumentów pokazał, że cząstki ze spinem połówkowym są fermionami, tj. podlegają zasadzie zakazu Pauliego, a cząstki o całkowitym i zerowym spinie, to bozony.

Spin s jest dla cząstek elementarnych tak samo ich własnością charakterystyczną jak masa czy ładunek. Spin złożonych układów (jąder, atomów, molekuł) jest wektorową sumą spinów cząstek budulca — elektronów, protonów i neutronów. Tylko tracąc lub zyskując elektron, proton lub neutron, bozon o złożonej budowie może przekształcić się w fermion i odwrotnie. Więc para Coopera w nadprzewodniku — kwazimolekuła składająca się z dwu elektronów — jest bozonem. Ten fakt stanowi podstawę mikroskopowej teorii nadprzewodnictwa.

Wróćmy do różnic we własnościach idealnych gazów fermionów i bozonów. Szczególnie wyraziście współzależność (korelacja) w ruchach (nie oddziaływujących siłowo) cząstek przejawia się w temperaturze zera bezwzględnego. Gazy fermionów i bozonów są do siebie zupełnie niepodobne. W gazie bozonów, przy $T = 0$ wszystkie cząstki „spoczywają”, a w gazie fermionów zajmują wszystkie stany o pędzie mniejszym od $p_F = \left(\frac{6\pi^2 n}{2s+1} \right)^{1/3} \hbar$.

Wyraz „spoczywają” ujęty jest w cudzysłów, ponieważ zgodnie z zasadą nieoznaczoności dyspersja średniej wartości położenia cząstek o pędzie równym zero, jest nieskończenie wielka. Stan gazu wygodnie jest przedstawić w przestrzeni pędów, tj. w przestrzeni, w której trzy współrzędne przedstawiają składowe pędu: p_x, p_y, p_z . Przy $T = 0$, fermiony zapełniają

kulę o promieniu p_F (jej powierzchnia jest szczególnym przypadkiem powierzchni Fermiego).

Aby zrozumieć ciepłe własności gazów (i zresztą w ogóle dowolnych układów makroskopowych), konieczne jest uzmysłowienie sobie czym są najprostsze (elementarne) stany wzbudzone.

Dla gazu bozonów wzbudzenie elementarne to po prostu poruszające się cząstki. Jeśli jest ich mało, można gaz bozonów uważać za słabo wzbudzony. Gaz poruszających się cząstek bozonowych (jeśli jest ich niewiele) przypomina gaz cząstek klasycznych, w tym sensie, że korelacja ruchu cząstek jest bardzo słaba, jednak różni się od niego tym, że liczba poruszających się cząstek (o pędach $p \neq 0$) N_{ruch} jest tym większa, im wyższa jest temperatura:

$$N_{\text{ruch}} = N(T/T_0)^{3/2}; \quad T_0 = \frac{2\pi T_{kw}}{(2,6)^{2/3}(2s+1)^{2/3}} \approx T_{kw}.$$

Dla $T < T_0$ średnia energia poruszającej się cząstki wynosi $\bar{\epsilon}_{\text{ruch}} \cong 0,75 k_B T$. W jakiejś mierze (tu należy przywołać zasadę ekwipartycji energii) świadczy to o braku korelacji pomiędzy ruchami cząstek o niezerowych pędach. Oczywiście całkowita energia gazu bozonów nie jest równa $N \cdot 0,75 k_B T$, ponieważ nie wszystkie cząstki poruszają się ($E_{\text{gazu}} \approx N \cdot 0,75 k_B T (T/T_0)^{3/2}$). W naturalny sposób pojawia się tu temperatura, powyżej której wszystkie cząstki poruszają się. Nazywamy ją temperaturą zwyrodnienia Bosego-Einsteina. Natomiast zjawisko zajmowania stanu o pędzie równym zero przez istotną część wszystkich cząstek gazu bozonów nazywa się kondensacją Bosego-Einsteina. Ma ona mało wspólnego z kondensacją gazu cząstek klasycznych w ciecz, ponieważ nie jest związana z siłowym oddziaływaniem pomiędzy cząstkami. W szczególności formalna różnica przejawia się w charakterze przejścia fazowego: przejście gazu w ciecz jest przejściem fazowym 1 rodzaju, a kondensacja Bosego-Einsteina przejściem fazowym 3 rodzaju, zgodnie z klasyfikacją Ehrenfesta. Paradoksalnie, poruszające się cząstki gazu Bosego (pod warunkiem, że jest ich w porównaniu z całkowitą liczbą cząstek bardzo mało) są znacznie bardziej podobne do fal niż do cząstek. Oczywiście, wydaje się to zdumiewające tylko na pierwszy rzut oka: przecież dla zespołu cząstek o małej wartości pędu p długość fali de Broglie'a $\lambda_B = h/p$ jest duża. Zatem dziwić się nie ma czemu, po prostu trzeba nauczyć się myśleć za pomocą kwantowych schematów. Klasyczne zawodzą.

W gazie Fermiego najprostszym wzbudzeniem jest przejście dowolnej cząstki o pędzie $p < p_F$, do stanu o $p > p_F$. Widać, że w ten sposób pojawia się cząstka w tej części przestrzeni pędów, gdzie cząstek nie było, a jednocześnie powstaje puste miejsce — dziura w jej części dotąd równomiernie zapełnionej cząstkami. Brak cząstki też może być wykryty doświadczalnie, czyli dziura jest w pełni materialnym obiektem. Łatwo jest przekonać się, że:

$\begin{aligned} \text{Energia wzbudzenia gazu Fermiego} &= \\ &= \text{energia cząstki} + \text{energia dziury.} \end{aligned}$
--

Energię cząstki i dziury przyjęto odczytywać od energii Fermiego E_F równej $p_F^2/2m$

$$\text{energia cząstki} = \frac{p^2}{2m} - \frac{p_F^2}{2m} \text{ dla } p > p_F$$

$$\text{energia dziury} = \frac{p_F^2}{2m} - \frac{p^2}{2m} \text{ dla } p < p_F.$$

Wtedy obie energie są dodatnie: pojawienie się wzbudzenia elementarnego — cząstki i dziury zwiększa energię układu.

Charakterystyczną cechą gazu Fermiego jest pojawienie się wzbudzeń parami: cząstki i dziury. Przy niezerowej lecz niskiej temperaturze energia gazu Fermiego rośnie wraz z nią kwadratowo a liczba cząstek i dziur liniowo.

Warto podkreślić pewną cechę gazu fermionów: w niskich temperaturach ($T \ll T_{kw}$), kiedy elektronów i dziur jest mało, i większość z nich ma małą energię, prowadzą one „powierzchniowy tryb życia” (oczywiście w przestrzeni pędów), lokując się na powierzchni Fermiego i w jej bezpośredniej bliskości.

Przy wysokich temperaturach (wysokich w porównaniu z temperaturą T_{kw}), gazy Fermiego i Bosego są nierozróżnialne. Ich własności całkiem poprawnie opisuje klasyczna fizyka statystyczna.

W artykule o fizyce ciała stałego niewielki rozdział o gazach kwantowych wydaje się więc całkiem na miejscu. Gaz to przykład do naśladowania. Przekonamy się, że można opisać i zrozumieć wiele własności ciał stałych używając do tego modeli rozrzedzonych gazów kwantowych tak Bosego, jak i Fermiego.

5. Kwazicząstki

Rozreklamowana poprzednio poznawalność (a ściślej — możliwość poznania) własności ciał makroskopowych (wśród nich i stałych), z pewnością powinna oznaczać możliwość obliczenia tych własności na podstawie znajomości praw ruchu cząstek atomowych. Jak przeprowadzić takie obliczenia?

Wyobraźmy sobie technicznie nierealne, ale myślowo możliwe doświadczenie komputerowe. Do wystarczająco dużego i szybkiego komputera wprowadzamy dane o elektronach i jądrach atomów ciała stałego oraz zadajemy odpowiednie warunki zewnętrzne, programujemy ruch cząstek zgodnie z prawami mechaniki kwantowej i... czekamy na wynik, który po pewnym czasie poda komputer. Wynik w postaci krzywych dających się porównać z doświadczeniem. Przypuśćmy, że krzywe doświadczałne i komputerowe pokrywają się. Będzie to oznaczać, że wprowadziliśmy prawidłowe dane, poprawnie skonstruowaliśmy program. Ale czy rzeczywiście zrozumieliśmy jak poruszają się atomy i cząstki subatomowe w ciele stałym? Czym uwarunkowany jest taki czy inny fakt doświadczalny? Poza nielicznymi wyjątkami nikt nie wątpi w to, że cząstki w ciele stałym zachowują się zgodnie z prawami mechaniki kwantowej. A czegoż więcej dowiedzieliśmy się? Obliczenia zastąpiły zrozumienie.

W żadnej mierze nie chodzi nam o krytykę obliczeń numerycznych konkretnych własności ciał stałych. W rzeczywistości we wszelkich obliczeniach wykorzystywane są **modele**,

więc porównanie takich obliczeń z doświadczeniem pozwala na ocenę adekwatności modeli.

Rozważania o obliczeniach komputerowych przytoczono tu by pokazać konieczność wypracowania specjalnego języka (terminologii) służącego objaśnieniu. Aby wyjaśnić makroskopowe własności gazów potrzebujemy cząstek. Wszystkie makroskopowe wielkości (temperatura, ciśnienie, itd.) uzyskały wyjaśnienie w zachowaniu się oddzielnych cząstek⁴, strukturalnych cegiełek substancji i energii gazu.

Elementy struktury ciała stałego (atomy, molekuly, jony i elektrony) nie są elementarnymi składnikami energii ciała stałego. To być może zaskakujące stwierdzenie oznacza, że energia ciała stałego nie jest po prostu sumą energii jego cząsteczek, ponieważ cząstki w ciele stałym oddziałują pomiędzy sobą.

Kiedy kilka cząstek, dwie, trzy... oddziałuje pomiędzy sobą, przy czym oddziaływanie nie zmienia struktury oddziałujących cząstek, to rezultat można przewidzieć na podstawie matematycznej analizy przypadku. Mimo iż na tej drodze mogą pojawić się poważne trudności, to jednak zrozumienie charakteru ruchu oddziałujących cząstek nie wymaga wprowadzenia nowych pojęć, stworzenia nowego języka.

Badanie ruchów makroskopowych zespołów oddziałujących cząstek jest problemem na tyle złożonym, że wymaga wprowadzenia coraz to nowych pojęć i konstrukcji nowych modeli. Jedno z najważniejszych pojęć powstałych w rezultacie zastosowania mechaniki kwantowej do makroskopowych zespołów cząstek to **kwazicząstka**.

Zamiast podawać ogólną definicję kwazicząstki, rozpatrzmy kilka przykładów, pozwalających zrozumieć sens tego pojęcia.

Ale wcześniej krótka dygresja. Rozpatrzenie na podstawie zasad mechaniki kwantowej ruchu elektronu w okresowym polu sieci jonów pozwoliło wyjaśnić naturę elektrycznych własności ciał stałych, tj. odpowiedzieć na pytanie dlaczego jedne ciała są dielektrykami — izolatorami, a inne metalami, przewodnikami. Ten trud opłacił się sownie, bo okazało się, że oprócz dielektryków i metali istnieją jeszcze półprzewodniki i półmetale. W uproszczonym, ale wystarczającym do dalszych rozważań obrazie dielektryk to kryształ złożony z molekuł (atomów) lub jonów, a metal — to sieć jonowa zanurzona w gazie elektronowym. Dlaczego jednak czasem elektrony odrywają się od swoich atomów, a kiedy indziej są z nimi związane? Okazało się, że jest to subtelny efekt kwantowy. Tak więc będziemy uważać, że rozumiemy naturę ciał o różnych właściwościach elektrycznych: dielektryków (izolatorów), metali (przewodników), a ponadto półprzewodników i półmetali.

Zacniemy od dielektryków. Na jakiś czas „zapomnijmy” o drganiach molekuł (atomów) lub jonów, z których się składają, wokół swoich położeń równowagi. Do tych drgań jeszcze wrócimy. Pominięcie ich jest uzasadnione, gdy masy jonów uznamy za nieskończone wielkie w porównaniu z masami elektronów. Jak wiemy, nie jest to całkiem nieuzasadnione założenie.

⁴ W poprzednim rozdziale pokazywaliśmy tylko przykłady wielkości opisujących stany równowagowe, lecz układy mogą być w stanie nierównowagi, np. opisywanym przez równania kinetyki. Własności zjawisk kinetycznych także dają się przedstawić w terminach odnoszących się do poj. dynamicznych cząstek. Na przykład, współczynnik lepkości i przewodnictwa cieplnego są proporcjonalne do średniej drogi swobodnej cząstek.

W dielektryku składającym się z nieruchomych atomów, energia może wzrastać tylko dzięki ruchowi elektronów. Naszym najbliższym zadaniem będzie rozpatrzenie wzbudzeń elementarnych elektronowego podukładu dielektryka. Jak wiemy energia wzbudzenia każdego z atomów tworzących dielektryk jest skwantowana — dopuszczalne energie przedstawiamy w postaci układu poziomów. Oczywiście jest, że najprostsze wzbudzenie dielektryka, to wzbudzenie jednego atomu. Ale którego? Całkowita tożsamość wszystkich komórek kryształu czyni to pytanie bezsensownym. Co więcej, w wyniku kwantowych rozważań można się przekonać, że w stacjonarnym stanie gęstość prawdopodobieństwa wzbudzenia poszczególnych atomów jest taka sama. Odpowiednia amplituda prawdopodobieństwa (funkcja falowa) jest falą płaską. Zatem stanem stacjonarnym kryształu (tzn. stanem o ściśle zadanej energii) nie jest stan kryształu, którego jeden ustalony atom uległ wzbudzeniu. Ta funkcja falowa w postaci fali płaskiej przypomina najprostsze zagadnienie mechaniki kwantowej — cząstkę swobodną. Zespołowi kwantowemu opisującemu cząstkę swobodną o ustalonym pędzie p odpowiada funkcja falowa w postaci fali płaskiej o długości λ i częstości ω . Relacja de Broglie'a pozwala związać pęd p cząstki z długością fali gęstości prawdopodobieństwa, $p = 2\pi\hbar/\lambda$, oraz energię cząstki z częstością: $\varepsilon = \hbar\omega$. W ten sposób okazało się, że wygodnie jest przedstawić wzbudzony stan dielektryka jako pojawienie się (kreację) w kryształcie czegoś podobnego do cząstki o zadanej energii ε i pędzie p . To coś otrzymało nazwę ekscytonu (J. I. Frenkel). „Długość fali” i „częstość” są dla ekscytonu pojęciami pierwotnymi. Wygodniej jednak jest oszacować jego energię i pęd. Energia ekscytonu jest wielkością tego samego rzędu, co energia wzbudzenia odizolowanego atomu. Różnica pomiędzy nimi jest energią propagacji zaburzenia w kryształcie, ściśle zależną od wielkości jego pędu. Z reguły wzbudzenie dielektryka nie ogranicza się do powstania pojedynczego ekscytonu. Jeśli liczba ekscytonów jest wyraźnie mniejsza od liczby atomów w kryształcie (najważniejszy przypadek), to rzeczywiście średnia odległość pomiędzy ekscytonami jest znacznie większa niż średnia odległość pomiędzy atomami i oddziaływanie pomiędzy ekscytonami jest znacznie mniejsze od oddziaływania pomiędzy atomami. Dlatego w przybliżeniu:

Energia stanu wzbudzonego elektronów dielektryka \rightarrow
równa jest sumie energii ekscytonów.

Ekscyton jest pierwszym przykładem kwazicząstki (zauważmy, że także pierwszym historycznie).

A teraz „przypomnijmy sobie”, że atomy ciała stałego mogą drgać, żaden atom sieci nie może drgać niezależnie od innych. Drgania każdego atomu wywołują ruchy sąsiadów i w sieci rozprzestrzeniać się będą fale... A dalej wykorzystajmy schemat użyty już w przypadku ekscytonów.

fala \rightarrow kwazicząstka

⁵ Na razie, by nie komplikować toku rozumowania nie odróżniamy kwazipędu od pędu.

Fale dźwiękowe, to rozchodzące się drgania atomów (P. Debye); kwazicząstki te otrzymały nazwę **fononów**. Tę nazwę wprowadził I. E. Tamm.

Energia ruchu drgających atomów kryształu
równa jest sumie energii fononów.

Równość ta, tak jak i poprzednie jest oczywiście przybliżona. Fonony oddziałują wzajemnie, ale energia tego oddziaływania jest w porównaniu z oddziaływaniem pomiędzy atomami kryształu niezwykle mała.

Masa jest dynamiczną charakterystyką cząstki swobodnej, określa ona związek pomiędzy energią cząstki i jej pędem $p(\epsilon = p^2/2m)$, oraz pomiędzy prędkością i pędem ($v = p/m$). Związek pomiędzy energią kwazicząstki i jej pędem nazywany zależnością dyspersyjną, nie jest aż tak prosty, i na ogół każdy typ kwazicząstek charakteryzuje jemu tylko właściwa zależność dyspersyjna. Jednak zależności dyspersyjne wszystkich typów kwazicząstek mają wspólną cechę.

Energia kwazicząstek jest okresową funkcją pędu.

Okres tej funkcji zależy od struktury kryształu, a nie od typu kwazicząstki.

Przyczyną tej zależności okresowej jest bardzo podstawowa własność przyrody. Możliwość zadania stacjonarnego stanu cząstki w próżni za pomocą pędu, lub inaczej mówiąc prawo zachowania pędu, jest konsekwencją jednorodności przestrzeni. Kwazicząstki występują nie w jednorodnej, ale w okresowej przestrzeni sieci krystalicznej. Dlatego pęd nie jest dobrą liczbą kwantową pozwalającą klasyfikować słabo wzbudzone stany kryształu. Jednak właśnie dzięki okresowości kryształu, kwazicząstce można przypisać wektor bardzo podobny do wektora pędu. Nazywamy go **kwazipędem**. Aż dotąd mówiąc o pędzie kwazicząstek po prostu opuszczaliśmy przedrostek „kwazi-”.

Fakt, że elementarny stan wzbudzony kryształu przypomina cząstkę — bynajmniej nie jest banalny. Przecież, wydaje się, że nie ma żadnych podstaw by jakikolwiek stan ciała stałego — układu praktycznie nieskończenie dużej liczby cząstek — dał się opisać z pomocą pojęć stosowanych do pojedynczej cząstki. Oczywiście musi istnieć przyczyna pozwalająca wprowadzić opis jednokwazicząstkowy. Przyczyna ta, to okresowość sieci krystalicznej — nieco metaforycznie mówiąc, przestrzeni w której „żyją” kwazicząstki. W badaniach substancji amorficznych, taki jednokwazicząstkowy opis nie jest adekwatny. I chociaż w ostatnich latach w rozumieniu zjawisk kwantowych w ciałach amorficznych osiągnięto znaczne postępy, to do tej pory nie udało się wypracować prostego obrazowego modelu, pozwalającego w równie poglądowy i popularny sposób wyjaśnić strukturę ich widma elektronowego.

W kryształach istnieje wiele typów wzbudzeń. Stąd istnieje wiele typów kwazicząstek.

Kwazicząstki, jak i zwykle cząstki, bywają zarówno bozonami jak i fermionami. Statystyka kwazicząstek (fermiony, czy bozony?) nie zależy od własności atomów, z których składa się kryształ. Fonon jest zawsze bozonem zarówno w kryształach tlenu, w którym opi-

suje drgania molekuł podlegających statystyce Bosego-Einsteina, jak i w egzotycznym kryształach składającym się z atomów lekkiego izotopu ^3He — typowych przedstawicieli cząstek podlegających statystyce Fermiego-Diraca. Typ statystyki kwazicząstek zależy ostatecznie od charakteru wzbudzenia i da się wyjaśnić z pomocą mechaniki kwantowej.

Jak się wydaje, istnienie kwazicząstek-fermionów zawsze związane jest z ruchem oddzielnych cząstek — fermionów w kryształach. Jak dotąd, najlepiej poznano ruch elektronów w metalach i półprzewodnikach. Kwazicząstek bozonów jest bardzo dużo. Ze względu na ich pochodzenie można je (jednak bardzo umownie) podzielić na dwa typy. Pierwszy, to kwantowane drgania klasyczne. Przykładami tych wzbudzeń są fonony, magnony — kwanty drgań momentów magnetycznych w ferromagnetykach i antyferromagnetykach. Typ drugi, to stany związane dwóch fermionów, na przykład ekscyton.

Wzbudzony stan atomu lub molekuly można rozpatrywać jak stan związany elektronu znajdującego się na niezapełnionej dotąd orbicie i dziury — stanu na orbicie częściowo opróżnionej. Ścisłej, związane w takim stanie elektron i dziura przenosząc się od atomu do atomu „przekształcają się” w ekscyton. Własności zespołów kwazicząstek — bozonów przypominają własności gazu cząstek bozonowych poniżej temperatury kondensacji. Liczba tych bozonowych kwazicząstek podobnie jak liczba cząstek poruszających się w gazie Bosego poniżej temperatury kondensacji, nie podlega prawu zachowania — zależy od stopnia wzbudzenia ciała stałego. W zerze absolutnym nie ma ich w ogóle. Uważając za kwazicząstki w gazie fermionów cząstki i dziury, możemy podać ogólne stwierdzenie

Stan podstawowy kryształu, to próżnia kwazicząstek.

Jak to przed chwilą powiedzieliśmy, kwazicząstki opisujące ruch oddzielnych elektronów są fermionami. Najważniejsze z nich, to elektrony i „dziury” w metalach, które są ośrodkami anizotropowymi. Natomiast ciekły ^3He jest ośrodkiem jednorodnym i izotropowym. Dla niego powierzchnia Fermiego jest kulą. Dla kryształów — ośrodków okresowych i anizotropowych powierzchnie Fermiego często mają bardzo wymyślną — charakterystyczną dla każdego metalu, postać. Szczegóły geometrii powierzchni Fermiego są przedmiotem badań ostatnich dziesięcioleci. Ale elektrony i dziury otrzymały przedrostek „kwazi-”, nie tylko dlatego, że ich zależność dyspersyjna „wyczuwa” okresowość przestrzeni, w której istnieją. Zauważmy, że oddziaływanie pomiędzy elektronami nie jest małe. Czy więc w ogóle można mówić o jakiejś powierzchni Fermiego, o wzbudzeniach jednocząstkowych, o tym wszystkim co było wykorzystywane w teorii gazu Fermiego? Okazuje się, że można, jeżeli od cząstek „przejsz” do kwazicząstek. Ruch każdego oddzielnego elektronu nie jest niezależny od ruchu pozostałych. Przejawia się to w tym, że energia elektronu — kwazicząstki (dla danej wartości kwazipędu), przestaje być indywidualną cechą elektronu, a zależy od stanu wszystkich elektronów. Jeżeli stopień wzbudzenia układu elektronów jest niewielki, to udaje się opisać własności metalu bez wprowadzenia bardzo wielu nowych pojęć (L. D. Landau, W. P. Silin). Co więcej, wiele własności można opisać tak, jakby gazowy model był poprawny i możliwy do stosowania, jakby oddziaływania pomiędzy elektronami nie było w ogóle. (To jest bardzo interesujący przykład: model okazuje się poprawny w szerszym zakresie wartości parametrów, niż ten dla opisu którego powstał.)

Półprzewodnik pod względem swej struktury elektronowej różni się od dielektryka tylko ilościowo, a nie jakościowo⁶: atomy półprzewodnika dają się łatwo zjonizować. Powstają przy tym w chmurze elektronów atomu „swobodne” elektron i dziura. Nie tylko elektron swobodnie przemieszcza się wewnątrz kryształu, dziura też może się w kryształcie poruszać, prowadzić „niezależne życie”. Elektron i „dziura” są przykładami kwazicząstek — fermionów. W półprzewodnikach wzbudzenia Fermiego też powstają parami.

Wprowadzenie kwazicząstek pozwala zobrazować słabo wzbudzone stany kryształów, przekształcając ciało stałe w zbiornik — naczynie z gazem kwazicząstek. Jest to obraz nie tylko do podziwiania. Ciepłne, wysokoczęstotliwościowe, galwano i termomagnetyczne oraz inne własności ciał stałych można przedstawić przy użyciu modelu gazu kwazicząstek przyporządkowując makroskopowym własnościom ciał stałych odpowiednie ruchy słabo z sobą oddziałujących kwazicząstek. Inaczej mówiąc wyjaśnienie wielu makroskopowych własności kryształów prowadzi się poprzez badania ruchu kwazicząstek. Po rozszyfrowaniu, makroskopowe pojęcia okazują się uśrednionymi parametrami opisu ruchu oddzielnych kwazicząstek.

Poznawczy sens wprowadzenia kwazicząstek i wyjaśnienia z ich pomocą własności ciał stałych staje się wyraźniejszy, jeżeli zwrócić uwagę na następujące okoliczności. Kwazicząstka nie opisuje ruchu pojedynczej cząstki — strukturalnego elementu ciała stałego. Przeciwnie, kwazicząstka jest formą opisu ruchu wszystkich cząstek ciała stałego — ruchu, który nie da się rozłożyć na prostsze.

Zbadajmy energię klasycznego ruchu odpowiadającego cząstce kwantowej. Bez szczególnej trudności można oszacować amplitudę drgań każdego atomu uczestniczącego w tym ruchu, a więc i energię tego ruchu. Łatwo jest się przy tym przekonać, że energia atomu jest tego samego rzędu co energia jego oddziaływania z sąsiadami. Wyjaśnia to użyty wcześniej zwrot o „nieredukowalności” do prostych ruchów.

W kwantowym opisie wzbudzeń elementarnych nieredukowalność ta przejawia się jeszcze ostrzej: oddzielna cząstka układu nie może znajdować się w stacjonarnym stanie ruchu, jeżeli pozostałe są w stanie spoczynku.

Mimo tego że w pojawieniu się (krecacji) kwazicząstki, co tak uporczywie już podkreślaliśmy, biorą udział wszystkie atomy kryształu, kwazicząstka jest obiektem mikroskopowym w tym sensie, że jej energia i pęd są rzędu wielkości atomowych. Na przykład średnia energia fononu w niskich temperaturach jest rzędu $k_B T$, a ekscytynu — rzędu energii wzbudzenia oddzielnego atomu. W rzeczywistości, liczba kwazicząstek istniejących w ciele stałym, nawet w niskich temperaturach jest ogromna. Choć w temperaturze 0 K kwazicząstek nie ma w ogóle.

Na przykład, przy 1 K w 1 cm^3 praktycznie każdego ciała stałego jest około 10^{16} fononów (jeden fonon przypada na milion atomów).

Przytoczyliśmy kilka przykładów typów kwazicząstek. Oczywiście nie wyczerpuje to wszystkich możliwości — jak już mówiliśmy jest ich bardzo dużo. W magnetykach istnieją

⁶ Użyto tu formalnej definicji półprzewodnika, jako dielektryka o małej przerwie energetycznej. Prawdziwe, używane w technice półprzewodniki zawierają pewną ilość defektów i domieszek, które zasadniczo zmieniają ich własności elektronowe. Na przykład silnie domieszkowane półprzewodniki w pobliżu zera bezwzględnie zachowują się jak metale o małej liczbie elektronów.

magnony — specyficzne kwazicząstki opisujące elementarne wzbudzenia układu momentów magnetycznych (spinów); w kryształach jonowych — polarony — elektrony, których ruch wiąże się z przemieszczeniami lokalnej polaryzacji sieci jonowej; w półprzewodnikach istnieją specjalne ekscytony (Wanniera — Motta) — podobne do atomów obiekty składające się z elektronu i dziury itd.

6. Modele czy realność?

Terminy „model”, „modelowanie” mają odcień podmiany, podrobienia tego co prawdziwe. Złożoną rzeczywistość zamienia się czymś uproszczonym — niezupełnie prawdziwym. Opisując ruchy zespołów cząstek mikroskopowych z pomocą kwazicząstek tworzymy wygodny, poglądowy, ale uproszczony model tych ruchów. Zatem, czy cząstki atomowe poruszają się tak jak to sobie wyobrażamy? Innymi słowy: czy fonony, magnony, itd. rzeczywiście istnieją, czy też wprowadzenie ich to tylko chwyt rachunkowy? Wydawałoby się, że trudność ta nie dotyczy elektronów, jąder, protonów i neutronów. Można je obserwować bezpośrednio: pojedynczy elektron, pojedynczy proton, pojedynczy neutron — oddzielnie, na zewnątrz jądra. Ale czy dowód istnienia przez wyodrębnienie jest przekonujący? Dowód, w którym wykorzystuje się zasadę: jeżeli coś można wyodrębnić z..., to znaczy, że to coś tam... istnieje? Przecież w trakcie rozpadu β z jądra wylatuje elektron lub pozyton, mimo że doskonale wiadomo, że elektronów i pozytonów w jądrze nie ma. Powstają one w procesie rozpadu neutronu należącego do jądra. Jeszcze bardziej niezwykły jest przypadek kwarków (o czym już wspomnieliśmy). Coraz większa liczba faktów potwierdza hipotezę budowy protonów i neutronów z kwarków. Na przykład okazało się, że rozproszenie elektronów na nukleonach przebiega tak, jakby nukleon składał się z nieoddziałujących cząstek. A wiemy, że swobodne kwarki nie istnieją. Zatem czy kwarki są rzeczywiste?

Fononu, magnonu, dziury, nie da się „wyciągnąć” z ciała stałego. Natomiast elektron metalu lub półprzewodnika opuszczając go przekształca się w zwykłą cząstkę⁷. Mimo to, wszystkie kwazicząstki są absolutnie realne. Neutron ulegając niesprężystemu rozproszeniu na kryształ, zmienia swój pęd o wielkość kwazipędu fononu, a energię o energię fononu. Rozproszenie neutronów jest jedną z ważniejszych metod badania zależności dyspersyjnych fononów (i innych kwazicząstek). Kwazicząstki oddziałują też ze światłem, dźwiękiem, mikrofalami itd. Szkoda, że znamy tak niewiele sposobów „bezpośredniego dotknięcia” oddzielnej kwazicząstki, ale przecież oddzielne atomy i elektrony są w tym względzie równie odporne.

W ostatnich dziesięcioleciach powstał specjalny dział fizyki — spektroskopia ciała stałego. Kwazicząstki (elektrony, dziury półprzewodników i metali, fonony, magnony itd.) poznane są dziś nie gorzej niż atomy, cząstki czy jony z których składają się ciała stałe — „pojemniki” na kwazicząstki. Nie ma podstaw do powątpiewania w realność kwazicząstek. Zatem pytanie ujęte w cudzysłów należy sformułować inaczej: „W jakim stopniu modele są realne?”

⁷ Należy jednak pamiętać o tym, że o elektronie kwazicząstce, tzn. elektronie wzbudzonym ponad poziom Fermiego można mówić tylko, gdy powierzchnia Fermiego istnieje, tzn. tylko w przypadku zbioru elektronów metalu (przyp. tłum.).

Wprowadzenie kwazicząstek zawsze wiąże się z przybliżeniem, to jest zaniedbaniem czegoś, co (według specjalistów) jest nieistotne. W konstrukcji modeli, ważną ale niestety nie zawsze przestrzeganą zasadą jest wyodrębnienie jakiegoś małego parametru fizycznego umożliwiającego dokonania przejścia granicznego. Z jednej strony jakościowo upraszcza ono obraz zjawiska, a z drugiej strony nie jest alogiczne, to znaczy nie jest sprzeczne z prawami fizyki⁸. W tym miejscu należy rozpatrzyć kilka przykładów.

Liczba stopni swobody w ciałach stałych jest olbrzymia. Równoczesne rozpatrzenie ich wszystkich jest wręcz niemożliwe, a w dodatku jak wiemy bezsensowne. Taka próba doprowadziłaby do obrazu zjawiska skomplikowanego w takim stopniu, że nie mógłby on już być pomocny do wyjaśnień. Analiza pokazuje, że w rzeczywistości stopnie swobody układu dzielą się na grupy. Każda z takich grup słabo zależy od pozostałych, przy czym słabość zależności (słabość oddziaływania) znajduje odbicie w istnieniu jakiegoś małego parametru. Spotkaliśmy już podobną sytuację rozpatrując przykłady kwazicząstek: ekscytyny (elektronowe stopnie swobody), fonony — drgania środków mas atomów, jonów czy molekuł (oscylacyjne stopnie swobody). Małym parametrem w ostatnim przypadku jest stosunek mas elektronu i atomu m/M . Przybliżenie polegające na pominięciu oddziaływania oscylacyjnych stopni swobody z elektronami (tzn. przyjęcie, że $m/M \approx 0$) nosi specjalną nazwę przybliżenia adiabatyicznego. Łatwo uzasadnić tę nazwę: szybkie i ruchliwe elektrony łatwo dostrajają się do powolnych ruchów jonów. Przybliżenie adiabatyiczne zostało skrupulatnie przeanalizowane, znaleziono analityczne wyrażenia i na ich podstawie oszacowano wielkości poprawek określających oddziaływania pomiędzy wzbudzeniami elektronowymi a fononami. Istnienie takich oddziaływań nie przeczy niezależnemu istnieniu kwazicząstek różnego typu.

Pora teraz uściślić nasze uwagi o realności kwazicząstek. O istnieniu kwazicząstek jest sens mówić tylko wtedy, gdy czas życia stanu wzbudzonego kryształu, opisywanego za ich pomocą, τ , jest długi. Nie wolno naruszyć zasady nieoznaczoności dla energii: $\epsilon \gg \hbar/\tau$. Z podanego przez nas określenia kwazicząstek wynika, że czas ich życia jest skończony (przypomnijmy — mówiliśmy o stanie kwazistacjonarnym). Ze wzrostem liczby kwazicząstek, czyli ze wzrostem temperatury ciała, kwazicząstki częściej zderzają się ze sobą, co skraca ich czas życia. Dlatego kwazicząstki są szczególnie wygodne przy opisie własności ciał stałych w niskich temperaturach. Ale przecież i zwykły, składający się z cząstek gaz, ze wzrostem gęstości coraz mniej przypomina gaz doskonały — coraz większa jest rola oddziaływania pomiędzy cząstkami, które przy małych gęstościach gazu można było zupełnie zaniedbać.

Powróćmy jeszcze raz do zagadnienia struktury elektronowej metali. Powiedzieliśmy już, że wprowadzenie naładowanych kwazicząstek (elektronów i dziur) pozwala zbudować mikroskopową teorię metali z uwzględnieniem oddziaływań pomiędzy cząstkami (teorię naładowanej cieczy Fermiego). To jedyny znany przykład, w którym za podstawę opisu przyjmuje się nie układ nieoddziałujących cząstek (jak w gazach rzeczywistych) lub kwa-

⁸ Do ostatniego wymogu należy podchodzić z dużą ostrożnością, ponieważ podczas przejścia granicznego często mamy do czynienia z obiektem wyobrażonym, którego nie ma w przyrodzie (patrz niżej). W jakiej mierze podlega on prawom przyrody? W wyborze przybliżenia ogromną rolę gra intuicja i doświadczenie (także badawcze).

zicząstek (jak w kryształach). Oddziaływanie między kwazicząstkami nie jest małe. Teoria ta ograniczona jest do słabo wzbudzonych stanów bliskich podstawowemu, mających strukturę podobną do stanu podstawowego doskonałego gazu Fermiego. Wszystkie elektrony zajmują stany o energiach mniejszych niż energia Fermiego. Ponieważ dla metali energia Fermiego $E_F/k_B \sim 10^5$ K, to teoria jest słuszna dla praktycznie wszystkich temperatur, w których istnieją kryształy. Teorię cieczy Fermiego początkowo zbudowano (L. D. Landau) dla wyjaśnienia własności ciekłego lekkiego izotopu ^3He , w zastosowaniu do którego jest słuszna dla $T < 0,1$ K. Niestety teoria ta nie opisuje ^3He w najniższych temperaturach. Bo dla $T \lesssim 10^{-3}$ K ^3He przechodzi w stan nadciekły.

Także własności wielu metali w temperaturach bliskich 0 K, nie można opisać za pomocą modelu cieczy Fermiego, ponieważ również one przechodzą w stan nadprzewodzący.

7. Gazowy model ciała stałego

Mimo, że wszyscy z nas bez trudu potrafią wyobrazić sobie ciało stałe, wcale nie jest łatwo podać jego ścisłą definicję. Czasem ciało stałe przypomina ciecz — potrafi jak ona płynąć, zaś ciecze bywają niekiedy kruche jak szkło. Różnorodność mechanicznych własności żywic w różnych warunkach skłania do ostrożności w określaniu czym one są: miękkim ciałem stałym, czy stałą cieczą. Jednak w tytule rozdziału idzie o coś zupełnie innego. W ciele stałym wyróżniamy wiele stopni swobody o różnej naturze: jonowe, elektronowe, spinowe, itd. Jedne opisują ruch jonów, inne elektronów a jeszcze inne momentów magnetycznych. Wiemy już, że zwykle, przynajmniej w pewnym przybliżeniu, stopnie swobody jednego typu można rozpatrywać niezależnie od innych. Tak więc, mimo że pojęcie stanu skupienia odnosi się do substancji w całości (jest ona w stanie stałym, ciekłym lub gazowym), niektóre stopnie swobody zachowują się jak gazy, inne jak ciecze, a jeszcze inne jak ciała stałe — kryształy.

Powyższe uwagi zilustrujemy kilkoma przykładami. Elektrony w metalu — to ciecz Fermiego o wszystkich własnościach typowych dla cieczy. Przepływ prądu w przewodniku przypomina przepływ cieczy w rurce. Oczywiście prawdziwa ciecz jest hamowana tylko przez ściany rury, a elektrony — dodatkowo przez wszystkie nieregularności sieci krystalicznej. Ponieważ elektrony posiadają ładunek, to pod wieloma względami ciecz elektronowa przypomina plazmę.

Fonony opisujące stopnie swobody drgających atomów (molekuł) lub jonów to gaz Bosego, przy czym nawet w pobliżu temperatury topnienia, kiedy liczba fononów wioleset razy przewyższa całkowitą liczbę atomów kryształu oddziaływanie pomiędzy nimi jest na tyle słabe, że nie można odmówić fononom „tytułu” gazu (niedoskonałość nie jest przyczyną wystarczającą, ponieważ średnia droga swobodna fononów jest zawsze większa od średniej odległości między nimi).

A na przykład układ spinów ciała stałego może być w różnych temperaturach w różnych stanach skupienia. Mowa o spinach (momentach magnetycznych) paramagnetyka. W wysokich temperaturach spiny są zupełnie nieuporządkowane, a energia ich oddziaływania (liczona na cząstkę) jest w porównaniu z energią termiczną $k_B T$ mała, jak to ma

miejsce w gazie rozrzedzonym. Ponieważ atomy do których należą te spiny są „uwięzione” w określonych komórkach kryształu, to mówimy o **gazie sieciowym**, ale jednak gazie. W niskich temperaturach wszystkie spiny w „poszukiwaniu” stanu o najniższej energii porządkują się zajmując określone położenie w przestrzeni. To już kryształ. Zwróćmy uwagę, że nie zawsze struktura kryształu spinowego pokrywa się ze strukturą, w której w kryształach ułożone są atomy ciała stałego. Bywają przypadki, w których komórki obydwu tych kryształów są w ogóle niewspółmierne.

W temperaturze różnej od zera spiny nie są całkowicie uporządkowane — zawsze pomiędzy nimi są „niezdyscyplinowane” odchylające się od prawidłowego położenia. Te odchylenia nie są na stałe zlokalizowane, a rozchodzą się w kryształach w postaci fal. Nazywamy je falami spinowymi, a odpowiadające im kwazicząstki — magnonami. W niskich temperaturach magnonów jest niewiele, rzadko się zderzają. To typowy gaz. Zwykle pomiędzy fazą gazową i krystaliczną ma miejsce ciekła. Również spiny w pobliżu temperatury Curie (dla ferromagnetyków), lub temperatury Néela (dla antyferromagnetyków), zachowują się jak ciecz: energia ich oddziaływania (liczona na cząstkę) jest rzędu $k_B T$. Oczywiście to nie jest zwykła ciecz, a sieciowa.

Gazy cząstek (w przypadku spinów) lub kwazicząstek (fononów, magnonów...) charakteryzujących wewnętrzne stopnie swobody cząstek ciała stałego, zajmują szczególne miejsce. Ponieważ cząstki (kwazicząstki) słabo oddziałują między sobą, to szczególnie w przypadku gazu średnie charakterystyki (ciepło właściwe, ciśnienie, przewodnictwo cieplne itp.) można uzyskać uśredniając parametry ruchu oddzielnych cząstek lub kwazicząstek⁹. Podstawowe osiągnięcia fizyki ciała stałego związane są z możliwością opisu własności ciał stałych z pomocą pojęć i metod służących do opisu gazów. W rezultacie, zewnętrzne parametry opisujące ciało stałe mają strukturę uśrednionych wielkości opisujących własności oddzielnych cząstek lub kwazicząstek (ich prędkości, średnich dróg swobodnych itp.).

A więc teorię ciała stałego budujemy w następujący sposób: układ silnie oddziałujących cząstek „sprowadza się” do układu słabo oddziałujących kwazicząstek (do gazu kwazicząstek) lub wydziela się podukład stopni swobody (cząstki), który zachowuje się jak gaz. Tak więc, paradoksalnie, teoria ciała stałego sprowadza się do teorii gazów kwantowych.

W tym schemacie istnieje ogniwo nietrywialne również z gnoseologicznego punktu widzenia. Najistotniejszy element, podstawę opisu ciał stałych, stanowi kwazicząstka. Lecz kwazicząstka to kwant ruchu, w którym uczestniczą wszystkie atomy ciała stałego. Czy nie mamy tu do czynienia z błędnym kołem? By odpowiedzieć na tę wątpliwość zauważmy, że własności, to jest ruchy złożone, opisuje się z pomocą ruchów prostych. Mówiąc ściślej ruchów prostszych.

Oczywiście, że ogólnie biorąc, teoria ciała stałego jest bogatsza od teorii gazów kwazicząstek. Wspominaliśmy już o sieciowej cieczy spinowej w pobliżu temperatury przejścia, kiedy to nie można stosować żadnego przybliżenia gazowego — ani w języku cząstek ani kwazicząstek. Układ spinów w pobliżu punktu przejścia to przykład układu rzeczywi-

⁹ Odnosi się to również do cieczy Fermiego.

ście skondensowanego. Do opisu takich układów wypracowano zupełnie inny język. Język ten opisuje całą klasę obiektów fizycznych o zupełnie różnej naturze, ale mających jednak wspólną cechę. We wszystkich układach, o których mówimy, w wyniku pojawienia się nowej własności *skokowo zmienia się symetria ciała*. Tą nową własnością może być namagnesowanie lub uporządkowanie magnetyczne w ferro- i antyferromagnetykach, nie znikający prąd w nadprzewodniku, superstruktury w porządkujących się stopach itd. Tak radykalne zmiany własności nazywamy przemianami fazowymi.

W ten sposób natknęliśmy się na nowe ważne zagadnienie: niereducowalności ruchów w ciele stałym do ruchów oddzielnych cząstek czy kwazicząstek.

Jeszcze do tego wrócimy.

8. Mikro... i makro...

Kwazicząstka jest oczywiście obiektem mikroskopowym. Energia i kwazipęd pojedynczej kwazicząstki są wielkościami rzędu atomowych. W większości przypadków obserwowane zjawisko makroskopowe jest efektem ruchów ogromnej (makroskopowej) liczby kwazicząstek. Powodem, dla którego podkreślamy tę okoliczność, jest udział makroskopowej liczby cząstek (najczęściej wszystkich atomów ciała stałego) w ruchu, którego kwantem jest kwazicząstka.

Już to zestawienie czyni pojęcia makro... i mikro... nie tak przeciwstawnymi jak to wyglądało na pierwszy rzut oka. Zazwyczaj uważa się, że mikro... zawsze jest mniejsze od makro... (oczywiście wtedy, gdy w ogóle dają się one porównywać).

Oto przykład. Długość drogi swobodnej elektronu jest bez wątpienia mikroparametrem. W zwykłych warunkach długość drogi swobodnej elektronu w metalu l jest rzędu 10^{-6} cm. Milionowa część centymetra to rzeczywiście mała wielkość. Jest ona mała na przykład w porównaniu z grubością, na którą fala elektromagnetyczna wnika w głąb metalu (grubością warstwy naskórkowej). Ale w czystych specjalnie przygotowanych próbkach metali, długość drogi swobodnej rośnie ze spadkiem temperatury i może się okazać równą jednemu lub kilku milimetrom. W tych warunkach stosunki, do których przywykliśmy przestają być prawdziwe, długość drogi swobodnej, a więc parametr uważany za mikroskopowy — jest większa niż oczywiście makroskopowa wielkość taka jak grubość drutu lub grubość warstwy naskórkowej. Mikro... staje się porównywalne lub przewyższa makro...! Z taką sytuacją spotykamy się nie tylko w fizyce ciała stałego. W rozrzedzonej gazie długość drogi swobodnej molekuł może znacznie przewyższyć rozmiary naczynia, a w gazie kosmicznym osiągać kosmiczne rozmiary.

Główna, sformułowana wyżej i poparta przykładami myśl w istocie jest bardzo prosta: Zawsze objaśniamy makro... z pomocą mikro... Niebanalność rozpatrzonej wyżej sytuacji przejawia się w tym, że mikro..., to nie wprost molekuly, atomy i elektrony, a znacznie bardziej złożone, lecz mimo to niereducowalne do ruchów bardziej elementarnych, kwazicząstki.

No to spróbujmy teraz opowiedzieć o takich ruchach makroskopowych w ciałach stałych, które nie są zwykłą sumą elementarnych ruchów w mikroskopii.

Zacznijmy od stanu podstawowego ciała stałego. To stan nieosiągalny, ponieważ może zostać zrealizowany jedynie w temperaturze zera bezwzględnego. I mimo że umiemy zbliżać

się do zera na „odległość” rzędu tysięcznych stopnia i mniej, ściśle mówiąc osiągnięcie temperatury absolutnego zera nie jest możliwe. Lecz badać stan podstawowy ciała stałego oczywiście można. Choćby dlatego, że na jego tle „żyją” kwazicząstki i to „tło” wpływa na „warunki ich życia”. Stan podstawowy można zmieniać drogą zewnętrznych oddziaływań (poddając ciało stałe ciśnieniu, działając nań polem magnetycznym itp.) i badać rezultaty tych oddziaływań.

Zatem skupmy uwagę na stanie podstawowym. W sensie, który już wyjaśnialiśmy, ciało stałe zarówno w stanie podstawowym, jak i wzbudzonym, składa się z atomów (lub cząsteczek) albo jonów i elektronów. W stanie podstawowym ciało stałe ma ściśle określoną strukturę, na przykład strukturę periodyczną. Ale pojęcia „struktura periodyczna” i „skład”¹⁰ warunkują się nawzajem i w sposób raczej niezwykły. Zazwyczaj uważa się, że jeżeli atomy są ułożone w okresowej sieci krystalicznej, to każdy atom, każdy elektron, zajmuje w niej określone miejsce. Ale w mechanice kwantowej takie precyzowanie stwierdzeń nie jest możliwe. Mikrocząstki są nierozróżnialne. Zasadniczo nierozróżnialne. A stwierdzenie, że „taki to atom znajduje się w takiej to komórce kryształu” przeczy nierozróżnialności cząstek... Więcej: pojęcie „skład” wiązaliśmy z addytywnością części składowych. Ta część energii stanu podstawowego, która nie jest związana z energią spoczynkową cząstek (ale grająca ważną rolę w określaniu fizycznych własności ciał np. temperatury topnienia lub sprężystości) nie jest sumą energii mikrocząstek ciała. Określa ją energia oddziaływania cząstek. Zasada nierozróżnialności występuje nie tylko jako zasada filozoficzna. Jak każde prawo fizyczne, opisujące realne własności cząstek, może doprowadzić do rzeczywistych efektów, które można zweryfikować doświadczalnie. Z powodu nierozróżnialności energia oddziaływania pomiędzy cząstkami nie sprowadza się do dobrze znanej postaci energii klasycznej. Jej część, nazywana energią wymiany, nie ma odpowiednika znanego w fizyce klasycznej. Energia wymiany to bezpośrednia konsekwencja nierozróżnialności cząstek.

Podstawowy stan ciała stałego to próżnia kwazicząstek. W stanie podstawowym kwazicząstek nie ma. Jednak nie każdemu stanowi odpowiada kreacja kwazicząstek. Inaczej mówiąc, w ciele stałym zachodzą ruchy, których nie można opisać w języku kwazicząstek.

Taki ruch to na przykład nadprzewodnictwo. Poświęćmy mu więc trochę uwagi.

Szereg metali przy odpowiednio niskich temperaturach przewodzi prąd bez oporu. Te metale nazwano nadprzewodnikami. Jeżeli z nadprzewodnika wykonać pierścien i wzbudzić w nim prąd, to prąd w nadprzewodniku popłynie dopóki nie zniszczymy nadprzewodnictwa przez podwyższenie temperatury metalu lub umieszczenie tego pierścienia w dostatecznie silnym polu magnetycznym. Nie znikający, nie tłumiony charakter ruchu elektronów w nadprzewodniku wskazuje, że nadprzewodnictwo jest zupełnie nowym zjawiskiem, nie mającym analogii w fizyce klasycznej. Prąd nadprzewodzący jest bez wątpienia prądem makroskopowym. Rejestrujemy go makroskopowymi przyrządami, a magnes nadprzewodzący (nadprzewodzący solenoid, w którym płynie prąd) może przyciągać ciężkie żelazne przedmioty. Ale w odróżnieniu od każdego innego ruchu makroskopowego nad-

¹⁰ Zauważmy: pojęcie „skład” i „składa się” należy do chemii, a „struktura periodyczna” do fizyki.

przewodzącego prądu nie trzeba z zewnątrz podtrzymywać. W tym sensie za analogię ruchu elektronów w nadprzewodniku można uważać „wieczny” ruch elektronów w atomie, a nie ruchy ciał makroskopowych, czy mikroskopowych zespołów cząstek. Energia nadprzewodnika, w którym płynie prąd, jest większa niż energia nadprzewodnika, w którym elektrony (średnio) spoczywają, ale nie tłumiony charakter ruchu elektronów upodabnia stan prądowy do stanu podstawowego. To stan podstawowy o określonej wartości prądu.

Niestety, nie mamy tu możliwości szczegółowo opisywać mikroskopowej teorii nadprzewodnictwa. Z konieczności będzie to opis bardzo powierzchowny: fermionowe kwazicząstki jakimi są elektrony przewodnictwa na dostatecznie dużych odległościach przyciągają się wzajemnie. Przekaznikami tego przyciągającego oddziaływania są kwazicząstki bozonowe — fonony. W rezultacie takiego przyciągania elektrony tworzą kwazimolekuły — „pary”. Lecz „pary” fermionów, to bozony. Pary w temperaturze niższej od pewnej temperatury krytycznej tworzą kondensat. By wyrwać elektron z kondensatu trzeba zerwać „parę”. Ruch kondensatu par (każda o ładunku $2e$) jest równoważny prądowi nadprzewodzącemu.

Rozumiemy, że na podstawie tego schematu nie da się wyjaśnić wszystkich szczegółów zjawiska nadprzewodnictwa. Przedstawiliśmy go jedynie po to, by podkreślić, że teoria zbudowana jest przy użyciu pojęć mikro... Mówimy o elektronach przewodnictwa, fononach, „parach”. Nadprzewodnictwo jest zjawiskiem kolektywnym, nie dopuszczającym wyjaśnienia z pomocą pojęć właściwych modelom gazowym.

Wróćmy na chwilę do przedstawionego zjawiska. Analizując go można nabrać przekonania, że podstawową istotą nadprzewodnictwa jest istnienie par. Trzeba jednak mieć na uwadze, że pary powstają tylko wtedy, kiedy oddziałujących elektronów jest makroskopowo dużo. Gdyby dwa izolowane elektrony przyciągały się tą samą siłą co elektrony rzeczywiste, para nie powstałaby. Jeżeli znowu przywołać nierozróżnialność elektronów, narzuca się taki poglądowy obraz: Oto elektrony, wzięwszy się za „ręce” powiązały się w „pary”, ale wszyscy uczestnicy tej dziwnej gry nieustannie zamieniają się miejscami.

I jeszcze jeden cios dla potocznych wyobrażeń o mikro... i makro....: charakterystyczny rozmiar „pary” jest rzędu $10^{-5} - 10^{-4}$ cm. A więc więcej niż tysiąc odległości atomowych oddziela elektron od jego towarzysza w „parze”. Między nimi porusza się wiele milionów podobnie połączonych w pary elektronów. Właśnie to wszystko stanowi kondensat par. Możliwe, że wyobrażenie o parach to tylko wygodny, poglądowy obraz. Obraz pozwalający używać w dalszym ciągu dobrze znane pojęcia („pary” są molekułami) i z ich pomocą opisywać to co jest nie do opisanego? Zapewne w jakimś sensie tak jest. Mimo to, nie można wątpić w realność „par”. Istnieje bezpośredni eksperymentalny dowód na to, że ładunek elementarny poruszających się nośników ładunku, tworzących prąd nadprzewodzący wynosi $2e$, gdzie e jest ładunkiem elektronu. Z drugiej strony, liniowe rozmiary „pary” można nie tylko zmierzyć, ale i wykorzystać. Istnieje klasa nadzwyczajnie czułych przyrządów, których najważniejszym elementem jest „przegroda” — bariera. Elektrony przenikają przez nią jedynie dlatego, że cząstki tworzące parę oddziałują ze sobą w odległości rzędu rozmiarów pary.

Mówiliśmy o nadprzewodnictwie, by pokazać przykład ruchu mikroskopowego, nie sprowadzalnego do ruchu kwazicząstek. Prąd nadprzewodzący był właśnie przykładem

takiego ruchu. Kondensat par porusza się jako całość. W szczególności przejawia się to w tym, że ten ruch można opisać tylko za pomocą pojęć makro... No a „pary”? Czyż nie grają roli kwazicząstek? Otóż nie! Zbiór „par” porusza się tylko jako całość — ich ruchy są skorelowane. Chaotyczne ruchy ciepłe wykonują tylko elektrony, które „wyrwały” się z pary. W $T = 0$ takich elektronów nie ma w ogóle. Wraz ze wzrostem temperatury pojawia się coraz więcej „wolnych” elektronów, a „par” w kondensacie ubywa. W końcu w charakterystycznej, określonej dla każdego nadprzewodnika temperaturze, wszystkie „pary” rozpadają się — metal przechodzi w stan normalny.

Powtórzmy (nawet narażając się na zarzut pewnej natarczywości) jeszcze raz: w naszych rozważaniach nadprzewodnictwo służy wykazaniu istnienia sytuacji, w których w opisie własności ciała stałego, opisie istotnie mikroskopowym nie można posługiwać się zbiorem słabo oddziałujących mikroobiektów (cząstek lub kwazicząstek). W rzeczywistości należy posłużyć się wielkością w swej istocie makroskopową, lecz należącą do arsenału teorii kwantowych, mianowicie funkcją falową kondensatu. Mimo że jej pojawienie się można uzasadnić (czego, rzecz jasna nie możemy tu zrobić), i na tym właśnie polega budowa mikroskopowych teorii nadprzewodnictwa, jest ona nieredukowalna w tym sensie, że nie można przypisać poszczególnej cząstce lub kwazicząstce wielkości, których sumowanie (lub uśrednienie) da funkcję falową kondensatu.

Warto w końcu podkreślić kwantowy charakter ruchu nadprzewodzącego.

Zauważmy, że połączenie słów „makroskopowy” i „kwantowy” jest równie niezwykle. Przecież dobrze znany schemat wygląda następująco:

mikro ...	kwantowy ...
makro...	klasyczny...

Oczywiście schemat ten jest dość umowny. Bez mechaniki kwantowej nie da się zrozumieć struktury atomów i molekuł, a więc i budowy jakichkolwiek ciał makroskopowych. Słowa „kwantowy charakter ruchu nadprzewodzącego” oznaczają coś innego. Zwykle, kwantowość „mieści się” na poziomie głębszym niż ten, z którym związane są własności makroskopowe ciała stałego. Na przykład by wyjaśnić lepkość, przewodnictwo ciepłe i inne kinetyczne własności wielu gazów, wystarczy wyobrazić sobie atomy jako „nieskończenie” sztywne kule o stałych, niezmiennych promieniach (przybliżenie kul sztywnych): mechanika kwantowa wyjaśnia dlaczego atomy są właśnie takie. Kinetyczne własności gazu dają się wyjaśnić właśnie z pomocą zderzeń takich kul, które nigdy nie ulegają rozbiciu i są nieprzenikalne. Ale nigdy o takich gazach nie powiemy — kwantowe...

A do magnetyzmu przyłgnał epitet „kwantowy” dlatego, że w granicy klasycznej ($\hbar \rightarrow 0$) wypadkowy moment magnetyczny każdego układu w dowolnym stanie skupienia znika. Nazywając nadprzewodnictwo zjawiskiem kwantowym myślimy o ważnej własności prądu nadprzewodzącego. W mechanice klasycznej nie ma dla niej miejsca. Wyjątkowe własności nadprzewodnikowe są rezultatem specjalnej struktury widma energetycznego. Zaś tę ostatnią można zrozumieć jedynie w ramach mechaniki kwantowej.

9. Morał opowieści

Spróbujmy ustalić czego uczy (w sensie gnoseologii) kwantowa fizyka ciała stałego? Przede wszystkim, kwantowa fizyka ciała stałego wyjaśnia, a czasem nawet przewiduje własności ciał stałych. To jest jej główne zadanie, dla rozwiązania którego powstała. Jednocześnie, będąc częścią fizyki, dostarcza ona wiedzy konkretnej dla filozofii i gnoseologii. To ogólne stwierdzenie odnosi się do każdej dyscypliny nauk przyrodniczych.

W tym artykule wyróżnione miejsce zajmuje rozdział piąty pt. „Kwazicząstki”. Chcielibyśmy w nim pokazać, że budując teorię mikroskopową nie można posługiwać się gotowymi, zastanymi pojęciami. Niezbędne jest tworzenie nowych pojęć. Jednym z nich jest pojęcie kwazicząstki, wprowadzenie którego pozwala wyjaśnić wiele dynamicznych i kinetycznych własności ciał stałych.

Kwantowa fizyka ciała stałego nie obiecuje panaceum: pojęcie przydatne w jednym obszarze wartości parametrów, okazuje się bezużyteczne poza jego granicami.

Wiele nieporozumień wywołuje słowo redukcja. Często uważa się, że redukowalność likwiduje specyfikę zjawisk. Jest wręcz przeciwnie. Cała fizyka ciała stałego jest tego przekonującym dowodem. Sprowadzając ruchy makroskopowe do ruchów atomowych i subatomowych cząstek, mikroskopowa teoria zjawisk makroskopowych pokazuje, że redukcja wyjaśnia specyfikę zjawisk. Tym problemem właściwie nie zajmowaliśmy się, dlatego pozwólmy sobie jeszcze na kilka uwag. Najbardziej przekonującym przykładem mikroskopowego wyjaśnienia specyfiki może być wyprowadzenie zasady wzrostu entropii na podstawie badania ruchów mikroskopowych. We wzroście entropii przejawia się specyfika ruchu makroskopowego, jego nieodwracalności, podczas gdy ruchy mikroskopowe są odwracalne. W trakcie uzasadniania zasady wzrostu entropii wyjaśnia się różnicę w zasadach opisu zjawisk mikroskopowych i makroskopowych i przekonująco wykazuje, że spójna zasada wzrostu entropii to konsekwencja tych mikroskopowych praw. Co więcej, takie postępowanie pozwala ocenić możliwość naruszenia praw makroskopowych (w szczególności, prawa wzrostu entropii). Dział fizyki statystycznej zawierający wyprowadzenie praw makroskopowych w ramach teorii mikroskopowej wyjaśnia także rolę fluktuacji — odchyłeń różnych wielkości od ich wartości średnich. Badanie fluktuacji jest potrzebne nie tylko z poznawczego punktu widzenia (należy pokazać, że one są małe), ale i po to by głębiej wyjaśnić naturę obserwowanych zjawisk makroskopowych. Na przykład, błękit nieba, jak się okazało, jest wynikiem rozproszenia światła przez fluktuacje gęstości atmosfery Ziemi.

I ostatnia uwaga. W artykule prawie nie ma wzorów. Pojawienie się wzorów w tym tekście autor uważałby za metodyczne potknięcie: oznaczałoby to, że nie udało się znaleźć odpowiednich słów, by wyrazić przedstawioną myśl. Rzecz jasna, zapis formuły za pomocą słów trudno uznać za zadowalające rozwiązanie. Ale fizyka, a w szczególności fizyka teoretyczna — to bardzo zmatematyzowana dyscyplina. Doświadczenie odkrywając zjawiska ustala konkretne związki pomiędzy mierzonymi wielkościami. Teoria wprowadza relacje, które powinny te związki potwierdzić! Na tym polega wyjaśnienie zjawiska. Być może słowa są w ogóle zbędne? Wiele specjalistycznych książek z fizyki teoretycznej w rzeczywistości prawie ich nie zawiera. Przy czym „prawie” odzwierciedla kondensację wy-

kładu: działania, które należy wykonać krok po kroku, opuszcza się zadowolając się ich opisem i wskazaniem ich kolejności.

Wydaje mi się, że słowa są potrzebne. My ludzie odczuwamy potrzebę rozumienia ogólnego obrazu świata. Nauka go tworzy. Ale jej osiągnięcia, rozwijające technologię, tym samym wzbudzając szacunek, w swej istocie są niedostępne dla niespecjalistów. „Przekład” na niehermetyczny, ogólnoludzki, niespecjalistyczny język jest konieczny. Co więcej, również specjaliści odczuwają potrzebę takiego „przekładu”. Praca nie funkcjonuje w świadomości specjalistów, jeśli nie jest opowiedziana. Jest to szczególnie widoczne, na specjalistycznych seminariach i konferencjach. Oczywiście, język używany na konferencjach i seminariach jest dla niespecjalistów hermetyczny (niestety, często jest zrozumiały tylko dla wąskiej grupy specjalistów!). Odwołując się do konferencji i seminariów chcę tylko podkreślić potrzebę słowa.

Nasza cywilizacja szczeni się rolą nauki i jej osiągnięciami. Ocena poziomu rozwoju nauki, włączenie w tę ocenę choćby zarysów tworzonego przez naukę nadzwyczaj szczegółowego obrazu świata jest niemożliwe bez zrozumienia zasad naukowego wyjaśniania. Niemożliwe jest także bez próby popatrzenia na naukę od wewnątrz, zwracając przy tym uwagę nie na osiągnięcia technologiczne (niebawale wysokie), ale na to jaka jest wewnętrzna logika nauki i jej metody.

Moskwa—Dubna—Wrocław 1980—88 r.

Tłumaczył *Stanisław Jakubowicz*

Instytut Fizyki Doświadczalnej UW.
Wrocław

ZAGADNIENIA DYDAKTYKI FIZYKI W SZKOŁACH WYŻSZYCH

Waldemar Gorzkowski

Instytut Fizyki PAN
Warszawa

Przed XX Międzynarodową Olimpiadą Fizyczną * Before the XX International Physics Olympiad

Abstract: The International Physics Olympiad is an annual competition in physics for high school students involving, at present, about 30 countries. The history of this competition has been described. Certain problems concerning the present state and the future development have been discussed.

Wstęp

Artykuł niniejszy został napisany przed jubileuszową, XX Międzynarodową Olimpiadą Fizyczną, która odbędzie się w naszym kraju. Prawdopodobnie jednak ze względów technicznych ukaże się on tuż po niej. Niemniej jednak wydaje się, że imprezie tej z okazji jej jubileuszu warto poświęcić uwagę, tym bardziej, że w jej powstaniu i rozwoju Polska odegrała i odgrywa istotną rolę.

Międzynarodowe Olimpiady Fizyczne (MOF) są corocznym konkursem dla młodzieży szkół średnich w zakresie fizyki. Pierwsza MOF została zorganizowana przez Czesława Ścisłowskiego (już niestety nieżyjącego) w r. 1967 w Warszawie. Od tego czasu MOF są organizowane praktycznie corocznie (z kilkoma tylko wyjątkami omówionymi dalej), każdego roku w innym kraju.

Problem zorganizowania MOF był dość szeroko omawiany w środowisku osób zainteresowanych nauczaniem fizyki na długo przed rokiem 1967. Istniała już wtedy Międzynarodowa Olimpiada Matematyczna. Jej sukcesy oraz doświadczenia zebrane przy jej organizowaniu bardzo stymulująco oddziaływały na środowisko fizyków zarówno w kraju jak i za granicą. Warto tu wspomnieć szczególną aktywność R. Kostiala z Czechosłowacji, R. Kunfalviego z Węgier i Cz. Ścisłowskiego z Polski. Każdy z nich próbował zorganizować pierwszą MOF w swoim kraju. Najbardziej sprzyjająca ku temu atmosfera była w Polsce. Atmosfera ta oraz ogromne osobiste zaangażowanie Czesława Ścisłowskiego zaowocowały pierwszą MOF w Warszawie.

* W artykule wykorzystano materiały zebrane do artykułu o Międzynarodowych Olimpiadach Fizycznych dla UNESCO oraz dla *Fizyki w Szkole*.

Warto tu podkreślić istotną różnicę między Międzynarodową Olimpiadą Matematyczną i Międzynarodową Olimpiadą Fizyczną. Zawody matematyczne są zawodami wyłącznie teoretycznymi, natomiast w przypadku fizyki oprócz zawodów teoretycznych należy jeszcze zorganizować zawody doświadczalne, co jest znacznie trudniejsze i znacznie bardziej kosztowne.

Krótką historia

Kilka miesięcy przed planowanymi zawodami I MOF do wszystkich krajów socjalistycznych rozesłano zaproszenia, które zostały przyjęte przez Bułgarię, Czechosłowację, Węgry i Rumunię (5 krajów wliczając Polskę jako gospodarza zawodów). Każda drużyna składała się wówczas z trzech zawodników i jednego opiekuna. Zawody odbywały się tak, jak trzeci stopień naszej krajowej Olimpiady Fizycznej. Jedyną różnicą było to, że prace trzeba było od razu sprawdzić i wyłonić zwycięzców. W czasie oczekiwania na wyniki zorganizowano uczestnikom wycieczkę do Krakowa i do Gdańska. Wycieczki w czasie oczekiwania na wyniki stały się potem tradycją MOF. W czasie I MOF uczestnicy otrzymali do rozwiązania cztery zadania teoretyczne i jedno zadanie doświadczalne.

II MOF została zorganizowana przez R. Kunfalwiego w Budapeszcie w r. 1968. Uczestniczyło w niej osiem krajów. Do poprzednio wymienionych doszły: NRD, ZSRR i Jugosławia. Tak, jak poprzednio, każdy kraj był reprezentowany przez trzech zawodników i jednego opiekuna. Przed zawodami gospodarze opracowali wstępną wersję Statutu MOF oraz Zakresu Materiału obowiązującego jej uczestników. Później dokumenty te zostały przyjęte przez Komisję Międzynarodową złożoną z opiekunów wszystkich krajów biorących udział w zawodach w czasie specjalnie w tym celu zorganizowanego spotkania w Brnie (CSRS) jesienią 1968 r., tj. w kilka miesięcy po zawodach II MOF. Należy tu podkreślić, że pomimo późniejszych różnego rodzaju zmian, wszystkie zasadnicze rozwiązania zawarte w pierwszym statucie obowiązują do tej pory.

III MOF została zorganizowana przez R. Kostiala w Brnie w r. 1969. Każda drużyna składała się z pięciu zawodników i dwóch opiekunów. Zawody odbywały się zgodnie z poprzednio przyjętym Statutem.

Następna MOF odbyła się w Moskwie w r. 1970. Każdy kraj reprezentowało wówczas sześciu zawodników i dwóch opiekunów. W czasie tej Olimpiady do Statutu wprowadzono kilka drobnych zmian.

Począwszy od piątej MOF, która została zorganizowana w Sofii w r. 1971, aż do tej pory każdy kraj ma prawo przysłać na zawody pięciu uczniów i dwóch opiekunów.

VI MOF odbyła się w r. 1972 w Bukareszcie. Była to ważna Olimpiada, gdyż wśród uczestników znalazły się wtedy: pierwszy kraj pozaeuropejski (Kuba) i pierwszy kraj niesocjalistyczny (Francja).

W r. 1973 nie było MOF, gdyż żaden z krajów uczestniczących nie podjął się jej zorganizowania. Wydawało się, że MOF zmarły. Wtedy Polska zdecydowała się na „reanimację” tej ważnej imprezy i w r. 1974 zorganizowała VII MOF w Warszawie. Oprócz państw uczestniczących poprzednio, na zawody zaproszono RFN, co wtedy niewątpliwie miało pewien dodatkowy, symboliczny charakter.

Komitet Organizacyjny wprowadził wtedy do tekstu Statutu zmiany przyjęte w czasie poprzedniej Olimpiady w Bukareszcie, których sformułowanie w drodze głosowania korespondencyjnego zostało przyjęte przy jednym tylko głosie sprzeciwu.

Oto najważniejsze z nich:

- a) liczbę zadań teoretycznych ustalono na trzy (poprzednio zawodnicy otrzymywali na ogół cztery takie zadania);
- b) liczbę języków roboczych Olimpiady zmniejszono do dwóch (angielski i rosyjski);
- c) postanowiono wprowadzić dzień odpoczynku między zawodami teoretycznymi i doświadczalnymi;
- d) postanowiono, że nagrody będą przydzielane w zależności od wyników wyrażonych w procentach w stosunku do najlepszego wyniku osiągniętego w danych zawodach, a nie w stosunku do maksymalnej liczby punktów możliwych do zdobycia, jak było poprzednio.

Wiosną r. 1977 w Ułan Bator w Mongolii odbyła się Konferencja Ministrów Oświaty Krajów Socjalistycznych, na której podjęto decyzję, że kraje socjalistyczne będą organizować olimpiady naukowe co drugi rok. Wyjaśnia to dlaczego w latach 1978 i 1980 nie było MOF. Podjęta decyzja była całkiem naturalna: liczba krajów biorących udział w olimpiadach naukowych (matematyka, fizyka, chemia) szybko wzrastała, koszty organizacji zawodów i wysiłek organizacyjny również. Wspomniana bardzo racjonalna i głęboka decyzja została powszechnie zinterpretowana jako forma zaproszenia innych krajów do organizowania zawodów.

Pierwszą MOF zorganizowaną przez kraj niesocjalistyczny była XIII MOF (Malente, RFN, 1982 r.). W czasie tej Olimpiady uczniowie po raz pierwszy otrzymali do rozwiązania dwa zadania doświadczalne zamiast jednego.

W r. 1983 MOF odbyła się w Bukareszcie. Liczba zadań teoretycznych przygotowanych przez organizatorów dla uczniów była znacznie większa niż zezwalał na to Statut i Komisja Międzynarodowa spędziła mnóstwo czasu na dyskusji nad Statutem i nad przyszłością samych Olimpiad.

Jeżeli chodzi o przyszłość MOF, to był wtedy tylko jeden jasny punkt: wiadomo było, że następna MOF odbędzie się w Sigtunie w Szwecji w 1984 r. Natomiast na lata 1985, 1986 i 1987 nie było żadnych, nawet potencjalnych, kandydatów na organizatorów. W tej sytuacji, zgodnie z sugestią Guntera Linda (RFN), Komisja Międzynarodowa postanowiła utworzyć stały, jednoosobowy Sekretariat MOF, którego celem byłaby koordynacja długofalowych działań organizacyjnych oraz popularyzacja Olimpiady. Na Sekretarza wybrano autora niniejszego artykułu. Zdecydowano wtedy również, że Sekretariat wspólnie z Larsem Silverbergiem, organizatorem Olimpiady mającej odbyć się w Szwecji, zbierze odpowiednie materiały i przygotuje nową wersję Statutu uwzględniającą przebieg dotychczasowych dyskusji.

Praca ta została wykonana i nowy Statut został przyjęty podczas XV MOF w Szwecji w r. 1984. Różnice między nową i starą wersją Statutu są w istocie niewielkie. Jedną z większych zmian było zalegalizowanie istnienia stałego Sekretariatu złożonego z dwóch osób: sekretarza i wicesekretarza (na wicesekretarza wybrano Andrzeja Kotlickiego z IFD UW). Inna zmiana polegała na ustaleniu liczby zadań doświadczalnych na jedno lub dwa (po-

przednio mogło być tylko jedno). Poza tym wiele spraw zostało sformułowanych w sposób znacznie prostszy, przejrzystszy i dokładniejszy. Można powiedzieć, że najważniejszą zmianą wprowadzoną do Statutu była jego większa precyzja.

Opiekunowie drużyn, po dwie osoby z każdego kraju, tworzący Komisję Międzynarodową, praktycznie co roku są ci sami. Znają się oni wzajemnie bardzo dobrze i w Komisji Międzynarodowej panuje bardzo serdeczna, przyjacielska atmosfera. Dzięki niej i dzięki wzajemnej dużej życzliwości Sekretariatowi bez nadmiernego wysiłku udało się pomyślnie rozwiązać problem organizacji zawodów w latach 1985, 1986 i 1987.

Warto tu podkreślić, że Wielka Brytania zorganizowała XVII MOF w zaledwie dwa lata od przystąpienia po raz pierwszy do zawodów, i to mimo braku tradycji w tej dziedzinie. O ile wiadomo autorowi tego artykułu, było to wynikiem wielkiego entuzjazmu i dużego osobistego wysiłku Cyryla Isenberga, Guya Bagnalla i Williama Jarvisa.

Wspólnym wysiłkiem Sekretariatu oraz organizatorów Olimpiad w latach 1985 (Anton Moljk i Bojan Golli) i 1986 (Cyril Isenberg i Guy Bagnall) został opracowany nowy, znacznie nowocześniejszy niż przedtem *Zakres Materiału* obowiązującego uczestników zawodów. Jego część teoretyczna została przyjęta w r. 1985, a doświadczalna — w r. 1986.

W tabelach 1, 2 i 3 podano dane statystyczne dotyczące organizatorów i uczestników dotychczasowych MOF.

Tabela 1

Międzynarodowe Olimpiady Fizyczne

I	1967	Warszawa (Polska)
II	1968	Budapeszt (Węgry)
III	1969	Brno (Czechosłowacja)
IV	1970	Moskwa (ZSRR)
V	1971	Sofia (Bułgaria)
VI	1972	Bukareszt (Rumunia)
VII	1974	Warszawa (Polska)
VIII	1975	Güstrow (NRD)
IX	1976	Budapeszt (Węgry)
X	1977	Hradec Kralove (Czechosłowacja)
XI	1979	Moskwa (ZSRR)
XII	1981	Warna (Bułgaria)
XIII	1982	Malente (RFN)
XIV	1983	Bukareszt (Rumunia)
XV	1984	Sigtuna (Szwecja)
XVI	1985	Portoroż (Jugosławia)
XVII	1986	Londyn—Harrow (Wielka Brytania)
XVIII	1987	Jena (NRD)
XIX	1988	Bad Ischl (Austria)

Tabela 2

Przyszłe Międzynarodowe Olimpiady Fizyczne

XX	1989	Warszawa (Polska)
XXI	1990	Groningen (Holandia)
XXII	1991	Kuba
XXIII	1992	Finlandia (lub USA?)
XXIV	1993	Australia(?)

Tabela 3

Kraje uczestniczące w Międzynarodowej Olimpiadzie Fizycznej

Olimpiada	1...																			
	1	2	3	4	5	6	7	8	9	0	1	2	3	4	5	6	7	8	9	
Rok	196...197...									198...										
	7	8	9	0	1	2	4	5	6	7	9	1	2	3	4	5	6	7	8	
1. Australia	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	0	#	#
2. Austria	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	#	#	#	#	#	#	#	H
3. Belgia	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	0	#
4. Bułgaria	#	#	#	#	H	#	#	#	#	#	#	H	#	#	#	#	#	#	#	#
5. Chiny	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	0	0	#	#	#	#
6. Cypr	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	#
7. Czechosłowacja	#	#	H	#	#	#	#	#	#	H	#	#	#	#	#	#	#	#	#	#
8. Dania	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	0
9. Finlandia	-	-	-	-	-	-	-	-	0	#	#	#	#	#	#	#	#	#	#	#
10. Francja	-	-	-	-	-	#	-	#	#	#	-	#	#	#	-	-	-	-	-	-
11. Grecja	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	#	-	-	-	-	-	-	0	-
12. Hiszpania	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	0
13. Holandia	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	#	#	#	#	#	#	#	#
14. Iran	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	0
15. Islandia	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	#	#	#	#	#	#
16. Jugosławia	-	#	#	#	-	-	-	-	-	#	#	#	#	#	#	H	#	#	#	#
17. Kanada	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	0	#	#	#	#	#
18. Kolumbia	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	0	#
19. Kuba	-	-	-	-	-	#	-	-	-	-	-	-	-	#	#	#	#	#	#	#
20. Kuwejt	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	0	#	#	#
21. Norwegia	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	#	#	#	#	#	#
22. NRD	-	#	#	#	#	#	#	H	#	#	#	#	#	#	#	#	#	#	H	#
23. Polska	H	#	#	#	#	#	H	#	#	#	#	#	#	#	#	#	#	#	#	#
24. RFN	-	-	-	-	-	#	#	#	#	#	#	H	#	#	#	#	#	#	#	#
25. Rumunia	#	#	#	#	H	#	#	#	#	#	#	#	H	#	#	#	#	#	#	#
26. Singapur	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	W
27. Szwecja	-	-	-	-	0	-	-	#	#	#	#	#	#	#	H	#	#	#	#	#
28. Turcja	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	#	#	#	-
29. USA	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	0	#	#	#	#
30. Węgry	#	H	#	#	#	#	#	H	#	#	#	#	#	#	#	#	#	#	#	#
31. Wielka Brytania	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	0	#	#	#	H	#	#	#
32. Wietnam	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	#	#	#	#	#	-	#	#	#
33. Włochy	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	#	#	-	-	0	-	#	#	#
34. ZSRR	-	#	#	H	#	#	#	#	#	H	#	#	#	#	#	#	#	#	#	#
UNESCO	-	0	-	-	-	-	-	-	-	-	-	0	-	-	-	-	0	0	0	0
EPS	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	0	0	0	0	0	0

: uczestniczenie

- : nieuczestniczenie

H : gospodarz zawodów

O : obserwator

W : zadeklarowana chęć udziału w następnym roku.

Jeżeli chodzi o *Statut* i *Zakres Materiału* (stanowiący załącznik do *Statutu*), to można powiedzieć, że dokumenty te są całkiem dobre. Tym niemniej Komisja Międzynarodowa zawsze jest gotowa do wprowadzenia poprawek, zmian lub uzupełnień w celu udoskonalenia funkcjonowania Olimpiady, np. obecnie trwają prace w podkomisji Komisji Międzynarodowej nad tak zwaną „kolumnową” wersją *Zakresu Materiału*, która będzie wskazywać nie tylko „szerokość” zakresu materiału obowiązującego uczestników, lecz również głębokość ujęcia poszczególnych tematów. W MOF nigdy nie było niezdrowego, nadmiernego konserwatyzmu ani też równie niezdrowej, nadmiernej pogoni za nowoczesnością.

Zawody

Właściwe zawody trwają dwa dni: jeden dzień jest przeznaczony na rozwiązywanie trzech zadań teoretycznych (obejmujących tematycznie co najmniej cztery działy fizyki wykładanej w szkole średniej) i jeden dzień na rozwiązywanie zadań doświadczalnych (jednego lub dwóch). Dni te są rozdzielone dla odpoczynku co najmniej jednym dniem wolnym. Czas przeznaczony na rozwiązywanie zadań każdego dnia wynosi pięć godzin. Każda drużyna składa się z nie więcej niż pięciu zawodników — uczniów szkół średnich. Wiek zawodników w dniu 30 czerwca w roku, w którym odbywają się zawody, nie może przekraczać 20 lat. Każdej drużynie towarzyszą dwie osoby dorosłe, które wchodzi w skład Komisji Międzynarodowej, najwyższej władzy MOF.

Zadania konkursowe na zawody są wybierane (bądź układane) i przygotowywane przez organizatorów. Teksty zadań oraz rozwiązań są bardzo szczegółowo analizowane w czasie zebrań Komisji Międzynarodowej, która po wszelkich niezbędnych zmianach zatwierdza ostateczne sformułowania zadań w językach roboczych, tj. po angielsku i po rosyjsku. Teksty zadań i rozwiązań są dodatkowo przygotowywane po niemiecku i po francusku, ale Komisja nie analizuje ich i nie zatwierdza (pełnią one rolę jedynie pomocniczą). Poza tym Komisja Międzynarodowa ustala wytyczne co do sposobu oceniania rozwiązań. Posiedzenia Komisji w sprawie zadań odbywają się przed każdym dniem zawodów.

Po ustaleniu ostatecznej treści zadań członkowie Komisji Międzynarodowej przystępują do ich tłumaczenia na języki ojczyste swych zawodników. Każdy uczeń otrzymuje więc zadania w swoim języku i w swoim języku pisze rozwiązania.

Sprawdzenia rozwiązań uczniowskich dokonują organizatorzy z pomocą własnych tłumaczy zgodnie z wytycznymi ustalonymi przez Komisję Międzynarodową. Oceny wystawione przez organizatorów są omawiane (a w uzasadnionych przypadkach zmieniane) z opiekunami poszczególnych delegacji. Ostateczne oceny są zatwierdzane przez Komisję Międzynarodową na specjalnym posiedzeniu.

Liczbę punktów możliwych do zdobycia za poszczególne zadania proponują organizatorzy zawodów, jednakże łączna liczba punktów możliwych do zdobycia za zadania teoretyczne powinna wynosić 30, a odpowiednia liczba punktów za zadania doświadczalne powinna równać się 20. W praktyce za każde zadanie teoretyczne można zdobyć 10 punktów, a za każde zadanie doświadczalne 10 (gdy są dwa takie zadania) lub 20 (gdy jest tylko jedno).

Na podstawie osiągniętych wyników zawodnicy otrzymują nagrody pierwszego, dru-

giego i trzeciego stopnia oraz wyróżnienia bądź tylko zaświadczenia o uczestnictwie w zawodach zgodnie z poniższym schematem:

Średnią wartość całkowitej liczby punktów uzyskanych przez trzech najlepszych zawodników przyjmuje się za sto procent. Zawodnicy, którzy uzyskali ponad 90% punktów, otrzymują pierwsze nagrody. Zawodnicy, którzy uzyskali między 78% a 89% punktów, otrzymują drugie nagrody. Zawodnicy, którzy uzyskali między 65% a 77% punktów, otrzymują trzecie nagrody. Zawodnicy, którzy uzyskali między 50% a 64% punktów, otrzymują wyróżnienia. Zawodnicy, którzy uzyskali poniżej 50% punktów, dostają zaświadczenia o uczestnictwie w zawodach. Zawodnik, który uzyskał wynik bezwzględnie najlepszy, otrzymuje specjalną nagrodę. Ponadto zwykle przyznaje się i inne nagrody specjalne w zależności od możliwości organizatorów i w zależności od konkretnej sytuacji.

Warto tu zwrócić uwagę, że liczba pierwszych nagród nie jest ograniczona. To samo dotyczy i innych nagród. Dzięki temu poprawienie komuś wyniku w rezultacie dyskusji opiekunów poszczególnych delegacji z komisjami sprawdzającymi rozwiązania nie powoduje obniżenia kategorii nagrody żadnego z pozostałych uczestników. Opiekunowie delegacji nie muszą więc „walczyć” między sobą o swoich zawodników „Walczą” oni wyłącznie o poprawność ocen. Zresztą nie jest to ostra „walka”, gdyż komisje sprawdzające z reguły bardzo dobrze wywiązują się ze swoich zadań. Jedyne błędy, jakie powstają, wynikają przede wszystkim z błędów przy tłumaczeniu rozwiązań i są łatwe do sprostowania.

Sprawdzanie rozwiązań oraz weryfikacja ocen trwają zwykle kilka dni, w czasie których zarówno organizatorzy jak i Komisja Międzynarodowa są bardzo zajęci. Uczniowie są jednak wtedy wolni i jest to bardzo miły dla nich okres, gdyż wtedy organizuje się im różnego rodzaju wycieczki, gry, konkursy itp.

Na koniec Olimpiady organizuje się jej uroczyste zamknięcie połączone z rozdaniem nagród. Zazwyczaj na uroczystość tę zaprasza się przedstawicieli ministerstwa oświaty kraju organizatora, przedstawicieli organizacji naukowych, sławnych fizyków itp.

Współpraca międzynarodowa

Samo istnienie MOF jest wynikiem pewnej współpracy międzynarodowej, co jest stwierdzeniem trywialnym. Znacznie ważniejsza jest długofalowa współpraca między opiekunami poszczególnych delegacji. Wymieniają oni między sobą zadania z fizyki, książki, czasopisma, artykuły fizyczne, wymieniają też swoje doświadczenia w organizowaniu zawodów i w pracy z młodzieżą szczególnie uzdolnioną. W wyniku tej stałej współpracy związanej z istnieniem MOF niektóre kraje zorganizowały u siebie nie istniejące wcześniej ogólnokrajowe olimpiady fizyczne lub inne równoważne konkursy z fizyki (np. ZSRR, RFN, Wielka Brytania, Singapur itd.) bądź też zmodyfikowały olimpiady lub konkursy istniejące dotychczas. W wielu krajach doświadczenia olimpijskie zostały uwzględnione przy modyfikacjach programów nauczania np. przez wprowadzenie tematów zupełnie przedtem nie występujących (np. teoria względności), przez zmianę sposobu ujęcia tematów wykładanych do tej pory (np. termodynamika), przez usunięcie lub zmniejszenie partii materiału o charakterze bardzo tradycyjnym (np. optyka geometryczna) itp.

Znaczenie MOF wzrasta z roku na rok. Warto przy tym wspomnieć o roli UNESCO oraz Europejskiego Towarzystwa Fizycznego (EPS), które dostrzegły ważność Olimpiad

w kształceniu młodzieży i postępie w nauczaniu fizyki i popierają ich rozwój różnymi dostępnymi środkami. Od pewnego czasu instytucje te współpracują w popularyzacji MOF przy czym UNESCO corocznie, w miarę swych możliwości, częściowo dofinansowuje, publikację materiałów poolimpijskich oraz różnego rodzaju książek poświęconych zawodom międzynarodowym (zob. spis na końcu artykułu).

Jeżeli chodzi o EPS, to nie ma ono zbyt dużych możliwości pomocy finansowej, jednakże bardzo przyczynia się ono do rozpowszechniania informacji o Olimpiadach. Z inspiracji EPS powstała też broszura [9] opracowana przez W. Gorzkowskiego, A. Kotlickiego i L. Silverberga, wydana prywatnie przez L. Silverberga, stanowiąca zbiór artykułów o olimpiadach krajowych w różnych państwach i o sposobach tworzenia i przygotowywania drużyn do zawodów MOF. Broszura ta jest niezwykle pożyteczna dla krajów, które mają zamiar przystąpić do zawodów międzynarodowych po raz pierwszy.

Przyszłość międzynarodowych olimpiad fizycznych

Organizacja MOF odbywa się na następujących zasadach finansowych:

— każdy kraj uczestniczący w Olimpiadzie pokrywa koszty podróży uczniów i osób towarzyszących do miejsca zawodów i z powrotem,

— wszystkie pozostałe koszty od przyjazdu do wyjazdu ponosi kraj organizujący zawody; w szczególności dotyczy to wydatków na zakwaterowanie i wyżywienie uczniów i osób towarzyszących, wydatków na nagrody, wycieczki itp.

Widać stąd, że zdecydowaną większość wydatków ponoszą organizatorzy i że organizacja zawodów jest poważnym obciążeniem finansowym dla kraju organizującego Olimpiadę. Tymczasem liczba krajów uczestniczących stale wzrasta. Koszty organizacyjne również. Wzrastają też bardzo trudności związane z ustawieniem zadania doświadczalnego w taki sposób, by wszyscy uczestnicy mieli takie same lub zbliżone warunki pracy.

Można tu zapytać, jaka będzie w końcu maksymalna liczba krajów uczestniczących w zawodach, czy struktury zawodów nie trzeba by zmienić, czy w końcu nie trzeba będzie budować „wiosek olimpijskich”?

Dotychczas organizatorzy byli w stanie rozwiązać wszystkie problemy związane ze stale wzrastającą liczbą krajów uczestniczących bez konieczności wprowadzania zmian do struktury organizacyjnej Olimpiady. I wydaje się, że tak będzie nadal. Autor sądzi, że maksymalna liczba krajów uczestniczących nie przekroczy 60, co daje 300 uczestników, którym trzeba zorganizować zadanie doświadczalne. Jest to dużo, nawet bardzo dużo. Jednakże są kraje, które mogą zapewnić jednakowe warunki pracy takiej liczbie uczniów. Mniejsze kraje mogą organizować zawody doświadczalne w dwóch turach: rano i po południu. Zmniejsza to liczbę niezbędnych stanowisk doświadczalnych do 150, zmniejsza też nieco koszty, ale 150 stanowisk to również niemało, choć sporo krajów jest w stanie zawody przeprowadzić.

Wydaje się, że organizowanie zawodów w ich obecnym kształcie przy więcej niż 60 krajach uczestniczących byłoby nierealne. Czy liczba ta może zostać osiągnięta? Teoretycznie tak, ale praktycznie zapewne nie i ub nieprędko.

Istotną rolę mogą tu odegrać koszty podróży, które w przypadku krajów odległych od miejsca zawodów są niebagatelne. Prawdopodobnie wiele krajów nie będzie w stanie

każdego roku wysyłać drużyny, tym bardziej że oprócz MOF istnieją Międzynarodowa Olimpiada Matematyczna i Międzynarodowa Olimpiada Chemiczna, a także inne konkursy naukowe, które również obciążają kosztami podróży budżet instytucji wysyłającej drużynę na zawody (zwykle odpowiednie ministerstwo oświaty). Na podstawie dotychczasowego rozwoju sytuacji można przypuszczać, że w stanie równowagi liczba krajów uczestniczących będzie oscylować koło 50 i że nie zajdzie konieczność budowy „wiosek olimpijskich”.

Jeżeli chodzi o sytuację finansową kraju organizującego zawody, to bywa ona bardzo różna. W przypadku krajów, w których wszystkie koszty organizacyjne pokrywa ministerstwo oświaty, sytuacja finansowa organizatorów jest dość prosta. Jednakże w części krajów MOF jest traktowana jako przedsięwzięcie prywatne. Wtedy budżet organizatorów składa się z różnego rodzaju datków ofiarowanych przez różne przedsiębiorstwa i organizacje i bardzo silnie zależy od aktywności i przedsiębiorczości Komitetu Organizacyjnego. Wprowadzie wiele przedsiębiorstw z bardzo zróżnicowanych powodów jest skłonnych do finansowania zawodów, jednakże nie zawsze jest to sprawa prosta i zawsze wymaga dobrego rozeznania i dodatkowego trudu ze strony Komitetu Organizacyjnego.

Tak więc w dotychczasowej strukturze MOF nie ma potrzeby niczego istotnego zmieniać, zwłaszcza teraz, gdy liczba krajów uczestniczących wynosi około 30. Można być przekonanym, że jeszcze bardzo długo wszelkie trudności finansowe będą pokonywane dzięki finansowemu wsparciu odpowiednich ministerstw oświaty bądź różnych przedsiębiorstw i instytucji. Nie widać zatem powodów do tworzenia jakichś sztucznych barier ograniczających liczbę krajów uczestniczących. Naturalne bariery okażą się zapewne zupełnie wystarczające, by uniknąć poważniejszych trudności.

Następny ważny punkt dotyczący przyszłości Olimpiad wiąże się z zadaniami konkursowymi, ich stopniem trudności, zdolnościami twórczymi i rozległością wiedzy, wymagany do ich rozwiązania itp. Wydaje się, że pod tym względem w ostatnich latach nastąpił w MOF pewien regres w porównaniu z sytuacją, jaka była na początku jej istnienia: zadania wymagają od uczestników coraz mniej zdolności twórczych, są zbyt trudne technicznie, obliczenia często górują nad treścią fizyczną. Nie jest łatwo powiedzieć, co jest tego przyczyną. Prawdopodobnie wiąże się to częściowo ze wzrastającą liczbą uczestników. Aby ułatwić sobie pracę, organizatorzy czasami formułują zadania tak, by rozwiązania było łatwo sprawdzać. Na przykład, w niektórych zadaniach jest wiele podpunktów wskazujących jednoznacznie sposób rozwiązania — wystarczy wtedy dość mechanicznie i bez zbyteńnego wysiłku umysłowego wykonywać to, czego treść zadania wymaga. Inny przykład: niektóre zadania kierują prawie cały wysiłek ucznia na obliczenia (mające mało wspólnego ze zrozumieniem fizyki), w których łatwo o błąd. Inną przyczyną omawianej sytuacji wydaje się to, że organizatorzy mając okazję do zaprezentowania tego, co u nich najlepsze, starają się zawrzeć w zadaniach zbyt wiele rzeczy dotyczących bądź to fizyki współczesnej bądź to osiągnięć swego kraju czy ośrodka, co powoduje, że zadania są zbyt długie. Nierzadko zrozumienie, o co chodzi w zadaniu, wymaga tyle czasu, że nie starcza go już na rozwiązanie.

I jeszcze jedna uwaga o zadaniach. Chodzi o zadania komputerowe. Należy sobie zdać sprawę z tego, że zadań komputerowych nie da się uniknąć, szczególnie wtedy, gdy wśród przedsiębiorstw wspierających finansowo zawody jest jakieś przedsiębiorstwo kom-

puterowe. Nie byłoby to zresztą celowe. Trzeba jednak pamiętać, że nawet najwspanialszy komputer jest tylko pewnym instrumentem i niczym więcej! Eksperymenty komputerowe nie są rzeczywistymi eksperymentami. Odbývają się one w zupełnie innej rzeczywistości i normalnych doświadczeń nie zastępują. Ruchy Browna obserwowane przez mikroskop są rzeczywistym zjawiskiem. Ale ruchy Browna obserwowane na ekranie komputera to tylko pewna symulacja, niewątpliwie kształcąca, pewnego rzeczywistego zjawiska, ale nie są one rzeczywistymi ruchami Browna zachodzącymi w przyrodzie. Różnica jest tu mniej więcej taka, jak między jakimś przedmiotem a jego zdjęciem lub między jakimiś wydarzeniami a filmem o nich. Autor jest „bardzo za” komputerami na zawodach MOF, jednakże należy je wykorzystywać z dużą ostrożnością pamiętając, że są to zawody z fizyki, a nie z modelowania numerycznego czy więc z informatyki. Należy też mieć na uwadze, że nie wszystkie kraje są jednakowo skomputeryzowane i wykorzystanie komputerów na zawodach nie może łamać zasady równych szans dla wszystkich zawodników.

Powyższe uwagi krytyczne dotyczące zadań konkursowych z ostatnich kilku lat wynikają z porównania z zadaniami dawanymi uczniom dawniej. Aby uniknąć wszelkich nieporozumień należy tu wyraźnie powiedzieć, że w bezwzględnej skali i dawniejsze, i nowsze zadania są bardzo ciekawe, ich poziom jest bardzo wysoki, wymagają one od uczniów dużej wiedzy i dużych zdolności twórczych przy rozwiązywaniu. Jednakże szczypta krytycyzmu może się przydać.

Ostatnim problemem wartym omówienia jest sprawa tłumaczeń. Ma ona kilka aspektów.

Pierwszy z nich dotyczy wszelkiego rodzaju materiałów przygotowywanych przez organizatorów w formie pisemnej przed zawodami. Materiały te z reguły są przygotowane w sposób nie budzący żadnych zastrzeżeń.

Następny odnosi się do tłumaczeń w czasie zebrań Komisji Międzynarodowej. Jak już wspomnieliśmy, od kilkunastu lat używane są tylko dwa języki robocze: angielski i rosyjski. Istnieje więc tylko jeden „kanał” tłumaczeń: angielski \leftrightarrow rosyjski. Mimo to trzeba powiedzieć, że tłumaczenia z reguły są niezadowolające i sytuacja bezwzględnie musi ulec poprawie. Znalezienie tłumacza łączącego biegłą znajomość obu języków roboczych ze znajomością fizyki jest niełatwe (i bardzo kosztowne!). Prawdopodobnie w przyszłości nie obędzie się tu bez pomocy UNESCO lub innej organizacji międzynarodowej zdolnej do oddelegowania jednego ze swych tłumaczy do pomocy w MOF.

Następny aspekt dotyczy tłumaczeń prac uczniowskich przy ich ocenianiu przez Komitet Organizacyjny. W przypadku języków popularnych (do których i polski się zalicza, gdyż chyba nie ma na świecie kraju, gdzie by nie było większego lub mniejszego skupiska Polaków) na ogół nie ma większych trudności. Natomiast w przypadku języków rzadkich, takich jak np. islandzki, norweski czy fiński, organizatorzy mają poważne trudności ze znalezieniem odpowiednich tłumaczy. Tak się jednak szczęśliwie składa, że wszelkie błędy popełnione przy ocenianiu prac, a spowodowane niezbyt dobrym tłumaczeniem można zawsze sprostować podczas obowiązkowych dyskusji opiekunów odpowiednich drużyn z komisjami sprawdzającymi, chociaż zajmuje to zwykle mnóstwo czasu. Dobro zawodników i sprawiedliwość są jednak warte tego wysiłku. Autor nie ma żadnego dobrego pomysłu na ulepszenie sytuacji pod tym względem.

Ostatni aspekt dotyczy tłumaczy (z i na języki ojczyste) dla uczniów w czasie różnego

rodzaju wycieczek, spotkań, konkursów itp. organizowanych w czasie wolnym. Ten aspekt jest najmniej ważny. Wszelkie spotkania, zabawy, gry i wycieczki odbywają się w bardzo miłej, nieformalnej, przyjacielskiej atmosferze. Jakość tłumaczeń nie jest wtedy zbyt ważna. Można nawet powiedzieć, że złe tłumaczenia są wtedy pożądane, gdyż uczniowie starają się wtedy próbować swych sił w językach obcych, a taki trening językowy jeszcze nikomu nie zaszkodził, tym bardziej że bez znajomości języków obcych nie można poważnie myśleć o przyszłych sukcesach w nauce i nie tylko w nauce.

Literatura

(Uwzględniono tu tylko najpopularniejsze pozycje książkowe)

- [1] R. Kunfalvi. *Collection of Competition Tasks from the I through XV International Physics Olympiads 1967—1984*, Węgierskie Towarzystwo Fizyczne im. Rolanda Eötvösa i UNESCO, Budapeszt 1985 (rozszerzone tłumaczenie książki wydanej wcześniej po węgiersku, zawierającej zadania z 10 pierwszych MOF).
- [2] *Recueil des Sujets de Concours des Olympiades Internationales de Physique (1967—1984) et des Mathématiques (1978—1985)*, D. CROS — C.I.F.E.C. — UNESCO, Paryż 1988.
- [3] O. B. Kabardin, W. A. Orłow, *Mezhdunarodnyje Fizicheskiye Olimpiady Shkolnikov*, Nauka, Moskwa 1985.
- [4] Gunter Lind, *Physikalische Olympiade-Aufgaben*, Aulis Verlag Deubner & Co., Kolonia 1986.
- [5] *Proceedings of 15. International Physics Olympiad, Sigtuna, Sweden, AVC*, Lund 1984 (dofinansowane przez UNESCO).
- [6] *16th International Physics Olympiad, Portorož, Yugoslavia*, opr. przez A. Moljka i B. Gollięgo, Towarzystwo Matematyków, Fizyków i Astronomów Słowenii, Ljubljana 1985 (dofinansowane przez UNESCO).
- [7] *17 International Physics Olympiad, Harrow—London, England*. Komitet Organizacyjny XVII MOF, Harrow 1986 (dofinansowane przez UNESCO).
- [8] *18th International Physics Olympiad Report*, Ministerstwo Oświaty NRD i Komitet Organizacyjny XVIII MOF, Eggersdorf 1987 (dofinansowane przez UNESCO).
- [9] *Procedures for Selecting Teams to the International Physics Olympiads (a compilation of reports from different delegations)*, opr. przez W. Gorzkowskiego, A. Kotlickiego, L. Silverberga, wyd. prywatne przez L. Silverberga, Lund 1988.

NOWOŚCI NAUKOWE

*Jan Kalinowski*Instytut Fizyki Teoretycznej
Uniwersytet Warszawski
Warszawa**Sektor Higgsa w teorii oddziaływań elektroślabych****The Higgs sector in the electroweak theory**

Abstract: The structure of the standard electroweak model is examined, with emphasis on the Higgs sector. The possibility of finding a Higgs boson in the future colliders is discussed. Problems with the Higgs sector are addressed and possible extensions of the standard model are outlined.

1. Wstęp

Rok 1983 przejdzie do historii fizyki jako rok odkrycia bozonów W i Z pośredniczących w oddziaływaniach elektroślabych. Przekonanie o ich istnieniu było tak silne, że jeszcze 5 lat przed ich odkryciem twórcy modelu oddziaływań elektroślabych: S. L. Glashow, A. Salam i S. Weinberg, zostali uhonorowani nagrodą Nobla [1]. W sto lat po połączeniu przez Maxwella elektryczności i magnetyzmu w jedną teorię elektromagnetyzmu, prace Glashowa, Salama, Weinberga i wielu innych fizyków doprowadziły do powstania modelu unifikującego oddziaływania elektromagnetyczne ze słabymi. Obserwacja doświadczalna [2] bozonów W i Z o masach zgodnych z przewidywaniami (za ich odkrycie C. Rubbia również otrzymał nagrodę Nobla) była spektakularnym potwierdzeniem poprawności tego modelu, określanego obecnie mianem modelu standardowego (MS).

Jak do tej pory, MS spisuje się doskonale. Nie ma nawet pojedynczej obserwacji doświadczalnej, która byłaby sprzeczna z jego przewidywaniami. Można by więc powiedzieć, że mamy teorię oddziaływań elektroślabych. Wiele jednak aspektów MS, np. bezpośrednie oddziaływanie W i Z , sposób spontanicznego złamania symetrii cechowania (SZSC), nie było jeszcze weryfikowanych doświadczalnie. Model standardowy nie jest również w stanie przewidzieć wielkości mas i kątów mieszania fermionów. Parametry te muszą być zadane w MS, aby można było opisać dane doświadczalne. Taka sytuacja nie zadowala fizyków. Od teorii oczekuje się, że powinna zawierać znacznie mniejszą liczbę wolnych parametrów, a zwłaszcza, że masy fermionów pojawią się jako jej przewidywania. Dlatego też MS nazywany jest tylko modelem, a nie teorią oddziaływań elektroślabych.

Wszystkie poruszone tutaj problemy wiążą się z polami Higgsa i sposobem SZSC. Celem tego artykułu jest omówienie tzw. sektora Higgsa w MS. Badanie doświadczalne tego sektora będzie jednym z głównych celów badawczych dla budowanych obecnie (lub projektowanych) nowych akceleratorów. Dlatego też omówione zostaną możliwości odkrycia za ich pomocą bozonu Higgsa. Na zakończenie powrócimy do trudności związanych z sektorem higgsowskim i przedstawimy dyskutowane obecnie kierunki modyfikacji modelu standardowego.

2. Sektor Higgsa w modelu standardowym

Model standardowy został zbudowany na podstawie mieszaniny niskoenergetycznych danych doświadczalnych i rozsądnych założeń o zachowaniu się amplitud rozpraszania w zakresie wysokoenergetycznym. Punktem wyjścia rozważań jest model Fermiego oddziaływań słabych zaproponowany jeszcze w latach trzydziestych. Opisuje on dobrze rozpady słabe, np. neutronu i mionu, zachodzące przy energii rzędu 1 GeV. Model ten nie jest jednak renormalizowalny, co oznacza, że próby jego zastosowania przy wyższych energiach muszą skończyć się niepowodzeniem. Źródłem nierenormalizowalności modelu jest istnienie lokalnego oddziaływania czterech fermionów. „Rozmywając” to oddziaływanie, tzn. zakładając, że fermiony oddziałują za pośrednictwem pewnego naładowanego pola (tak jak elektrony oddziałują elektromagnetycznie za pomocą fotonu — kwantu pola elektromagnetycznego) można „poprawić” strukturę modelu Fermiego. Kwanty tego pola, bozony wektorowe W^\pm , obdarzone są ładunkiem elektrycznym i mają spin $s = 1$.

Załóżmy teraz, że konstruowany przez nas model powinien dopuszczać stosowanie rachunku zaburzeń ze względu na obecność małej stałej sprzężenia. Jednym z kryteriów stosowalności tego rachunku jest warunek unitarności, który mówi, że parcjalne przekroje czynne σ_j powinny spełniać nierówność

$$\sigma_j \leq 1/E^2, \quad (1)$$

gdzie E jest energią zderzenia, a całkowity przekrój czynny wynosi

$$\sigma = 4\pi \sum_{j=0}^{\infty} (2j+1)\sigma_j. \quad (2)$$

Obliczając σ_0 dla procesu $\nu\bar{\nu} \rightarrow W_T^+ W_T^-$, gdzie W_T oznacza spolaryzowany poprzecznie bozon W^\pm , sprawdzamy, że unitarność jest respektowana. Aby tak poprawiony model w granicy niskich energii odtwarzał model Fermiego, bozony W^\pm muszą mieć masę m_W rzędu 100 GeV (przyjeliśmy tu konwencję, w której $c = 1$). W przeciwnym przypadku oddziaływanie słabe byłyby długozasięgowe. Ale obdarzona masą cząstka o spinie 1, oprócz dwóch poprzecznych składowych polaryzacji, może mieć też polaryzację podłużną (W_L^\pm). Obliczając teraz przekrój czynny dla $\nu\bar{\nu} \rightarrow W_L^+ W_L^-$ stwierdzamy, że warunek unitarności załamuje się dla $E \geq m_W$. Poprawne zachowanie wysokoenergetyczne procesu produkcji podłużnie spolaryzowanych W_L można uzyskać zakładając istnienie jeszcze jednego, neutralnego pola wektorowego Z ze ściśle określonym sprzężeniem do pól W^\pm , tak aby spełnione były relacje komutacyjne grupy SU(2). W ten sposób dochodzimy do lokalnej

teorii z cechowaniem nieabelowym. Aby włączyć do niej oddziaływania elektromagnetyczne, grupę symetrii trzeba rozszerzyć do $SU(2) \times U(1)$. Lecz to jeszcze nie koniec kłopotów. Udało nam się uratować unitarność, ale okazuje się, że tym razem podłużnie spolaryzowane stany W^\pm i Z łamią renormalizowalność teorii. Pierwotna teoria Fermiego załamuje się przy energiach $E \ll m_W$. Model z bozonami W^\pm i Z o niezerowej masie przesuwa granicę stosowalności do $E \approx m_W$. Formalnie mówiąc, brak renormalizowalności wiąże się z tym, że człony masowe W^\pm i Z w lagranżjanie nie spełniają postulowanej symetrii $SU(2) \times U(1)$.

Chwytem pozwalającym pogodzić zdawałoby się sprzeczne żądania renormalizowalności i lokalnej symetrii cechowania z niezerową masą bozonów pośredniczących W^\pm i Z , jest tzw. mechanizm Higgsa [3] spontanicznego łamania symetrii cechowania. Punktem wyjścia jest teoria bezmasowych bozonów pośredniczących z grupą symetrii $SU(2) \times U(1)$ z dodatkowym polem skalarnym Φ , zwanym polem Higgsa. Samooddziaływanie pola Φ opisane jest potencjałem

$$V(\Phi) = \frac{1}{2}\mu^2 |\Phi|^2 + \frac{1}{4}\lambda |\Phi|^4, \quad (3)$$

a oddziaływanie z polami pośredniczącymi opisane jest wzorem

$$|(i\partial_\mu - g \sum_{a=1}^3 C_\mu^a T^a - \frac{1}{2}g' Y B_\mu)\Phi|^2. \quad (4)$$

Pola pośredniczące grupy cechowania $SU(2) \times U(1)$ oznaczyliśmy tutaj następująco: C^a ($a = 1, 2, 3$) tworzą tryplet, a pole B — singlet grupy $SU(2)$. Postąpiliśmy tak, gdyż końcowe pola W^\pm , Z i pole elektromagnetyczne A będą ich pewną kombinacją. Parametry g i g' są stałymi sprzężenia, a T^a i Y — generatorami odpowiednio grupy $SU(2)$ i $U(1)$.

Spontaniczne łamanie symetrii cechowania $SU(2) \times U(1)$ można osiągnąć zakładając, że masa pola Higgsa Φ jest urojona, tzn. w równaniu (3) parametr μ^2 jest ujemny. Wówczas minimum potencjału V wypada dla niezerowej wartości pola Φ

$$|\Phi|^2 = -\frac{\mu^2}{\lambda} > 0. \quad (5)$$

Oznacza to, że stan o najniższej energii (próżnia) nie jest „pusty”, lecz jest wypełniony wirtualnymi cząstkami skalarnymi o urojonej masie. W żargonie teorii pola mówimy, że pole Higgsa ma niezerową wartość próżniową

$$\langle 0|\Phi|0\rangle \equiv \frac{v}{\sqrt{2}} = \sqrt{-\mu^2/\lambda} \quad (6)$$

i próżnia łamie wyjściową symetrię teorii.

W teorii pola stany fizyczne są konstruowane przez działanie operatorami pola na stan próżni. Operatory pola reprezentują fizyczne cząstki i ich wartość próżniowa musi znikać, gdyż próżnia nie zawiera fizycznych, rzeczywistych cząstek. Dlatego użyteczne jest pole

$$H = \Phi - \frac{v}{\sqrt{2}}, \quad (7)$$

o znikającej wartości próżniowej.

Zobaczmy teraz co dzieje się z bozonami C i B . Ich propagacja w próżni ulegnie zmianie na skutek oddziaływania z wirtualnymi cząstkami skalarnymi wypełniającymi próżnię. To oddziaływanie ma wpływ na ich bezwładność — uzyskują masę! Aby uzyskać pola W^\pm i Z o niezerowej masie, tzn. dodatkowe pola W_L^\pm i Z_L , potrzebne są nam co najmniej trzy pola skalarne, gdyż zmiana znaku członu μ^2 w równaniu (3) nie może zmienić liczby stopni swobody w teorii. Pole Φ musi również wejść do teorii w sposób niezmienniczy względem grupy $SU(2) \times U(1)$. Minimalną reprezentacją grupy $SU(2) \times U(1)$ dla pola skalarnego jest dublet zespolony $\Phi = (\phi^+, \phi^0)$ z czterema stopniami swobody, a więc o jeden więcej niż jest to konieczne. Dotychczas byliśmy niezbyt precyzyjni w wyrażeniach zawierających Φ . Aby nie pogwałcić zasady zachowania ładunku elektrycznego musimy przyjąć, że tylko składowa elektrycznie obojętna ϕ^0 pola Φ ma wartość próżniową różną od zera. W równaniach (6) i (7) należy więc podstawić ϕ^0 zamiast Φ .

Po wstawieniu

$$\Phi = \begin{pmatrix} \phi^+ \\ H + \frac{v}{\sqrt{2}} + i \operatorname{Im} \phi^0 \end{pmatrix} \quad (8)$$

do równań (3) i (4), zaczynają działać się cuda. Z wyrażenia (4) dostajemy m. in.

$$\frac{1}{4}v^2g^2W_\mu^+W^{-\mu} + \frac{1}{8}v^2(g^2+g'^2)Z_\mu Z^\mu + 0A_\mu A^\mu, \quad (9)$$

gdzie oznaczyliśmy

$$\begin{aligned} W^\pm &= C^1 \pm iC^2, \\ Z &= C^3 \cos \theta_W - B \sin \theta_W, \\ A &= C^3 \sin \theta_W + B \cos \theta_W, \end{aligned} \quad (10)$$

a kąt Weinberga θ_W i stała sprzężenia oddziaływań elektromagnetycznych α_{em} wyrażają się w następujący sposób

$$\operatorname{tg} \theta_W = g'/g, \quad \alpha_{em} = \frac{e^2}{4\pi} = \frac{g^2 \sin^2 \theta_W}{4\pi}. \quad (11)$$

Otrzymaliśmy więc człony masowe dla pól W^\pm i Z o masach

$$m_W = \frac{1}{2}gv, \quad m_Z = \frac{1}{2}v(g^2+g'^2)^{1/2} \quad (12)$$

i bezmasowy foton A . Co więcej, niefizyczne pola $\operatorname{Re} \phi^+$, $\operatorname{Im} \phi^+$ i $\operatorname{Im} \phi^0$ znikają. Mówiąc obrazowo, zostają „zjedzone” przez bezmasowe bozony cechowania C i B , przez co pojawiają się pola W^\pm i Z o niezerowej masie. Czwarta składowa pola Higgosa pozostaje jedynym posiadającym masę neutralnym polem skalarnym H , tzw. bozonem Higgosa lub higgsonem, z masą daną wzorem

$$m_H = \sqrt{\lambda v^2} = \sqrt{-\mu^2}. \quad (13)$$

Wartość próżniowa pola Higgosa wiąże się ze stałą Fermiego oddziaływań słabych wzorem

$$G_F/\sqrt{2} = \frac{1}{2v^2}. \quad (14)$$

Wstawiając $G_F = 1.166 \times 10^{-5}$ GeV, otrzymujemy $v = 246$ GeV. Znajomość G_F , α_{em} i θ_W pozwala wyznaczyć masy W i Z oraz sprzężenia higgsonu do bozonów cechowania

$$g_{HV} = 2m_V^2/v, \quad V = W, Z. \quad (15)$$

Ale to nie wszystko, zachodzi jeszcze jeden cud. Wyjściowa teoria wyklucza fermiony o niezerowej masie — leptony i kwarki. W modelu standardowym fermiony lewoskrętne jednej generacji tworzą dublet

$$Q_{iL} = \begin{pmatrix} u_i \\ d_i \end{pmatrix}_L, \quad L_L = \begin{pmatrix} \nu_i \\ e_i \end{pmatrix}_L, \quad (16)$$

a prawoskrętne u_{iR} , d_{iR} i e_{iR} są singletami grupy $SU(2)$. Z tego powodu należy raczej mówić o grupie symetrii $SU(2)_L \times U(1)$. Wskaźnik i numeruje generacje fermionów, $i = 1, 2, 3$. Symetria $SU(2)_L \times U(1)$ wyklucza obdarzone masą fermiony, gdyż człon typu $m\bar{\psi}\psi$ dla dowolnego pola fermionowego ψ nie jest niezmienniczy względem tej grupy. Dopuszczalne są natomiast sprzężenia Yukawy fermionów z higgsonem następującej postaci

$$Y_u \bar{Q}_L \tilde{\Phi} u_R + Y_d \bar{Q}_L \Phi d_R + Y_L \bar{L}_L \Phi e_R, \quad (17)$$

gdzie $\tilde{\Phi} = (\phi^{0*}, \phi^-)$, Y_j są stałymi sprzężenia Yukawy, a dla uproszczenia notacji opuściliśmy wskaźnik i . Rozpisując powyższe wyrażenie na składowe, dostajemy między innymi

$$Y_u \bar{u}_L \phi^{0*} u_R + Y_d \bar{d}_L \phi^0 d_R + Y_L \bar{e}_L \phi^0 e_R. \quad (18)$$

Na skutek SZSC fermiony uzyskują masę

$$m_a = Y_a v, \quad a = u, d, l. \quad (19)$$

Innymi słowy, sprzężenie higgsonu z fermionem jest proporcjonalne do masy fermionu, $Y_a \sim m_a$.

Można teraz postawić pytanie: czy SZSC nie niszczy ponownie renormalizowalności teorii? Przecież próżnia łamie wyjściową symetrię $SU(2)_L \times U(1)$. Intuicyjny argument za renormalizowalnością jest następujący. Nierenormalizowalność oznacza naszą niezdolność kontrolowania rozbieżnych całek biorących się z granicy wysokoenergetycznej zmiennej całkowania. Ale w granicy nieskończonych energii różnica między symetryczną próżnią $v = 0$ i próżnią łamiącą symetrię $v \neq 0$ jest znikomo mała ($v \ll \infty$). Dlatego w tej granicy symetria jest efektywnie odtwarzana i stąd wynika renormalizowalność. Ścisły dowód renormalizowalności wcale nie jest taki prosty. Po raz pierwszy został podany przez G. 't Hoofta w roku 1971 [4].

Jak już wspomniałem na początku, istotna część MS nie była dotychczas poddana sprawdzianom doświadczalnym. Obecnie nie posiadamy informacji pozwalających na wyznaczenie stałej sprzężenia λ pola Higgsa. Z tego powodu masa higgsonu dana wzorem (13) nie jest znana i praktycznie niewiele wiemy o sektorze Higgsa. Związek między m_H i λ pozwala jednak wyciągnąć bardzo interesujący wniosek. Jeżeli masa higgsonu jest duża (≥ 1 TeV), to stała sprzężenia λ też jest duża. Oznacza to, że sektor Higgsa staje się silnie oddziałujący i rachunek zaburzeń traci sens. Możemy więc spodziewać się jednej z kilku możliwości: $m_H < 1$ TeV i rachunek zaburzeń ma sens, nowe efekty fizyczne (np. technikolor,

supersymetria) muszą pojawić się w okolicy 1 TeV, higgson jest ciężki i teoria jest nieperturbacyjna itd. Do problemu masy higgsonu i zagadnień z nim związanych powrócimy po krótkim omówieniu możliwości doświadczalnych znalezienia higgsonu w obecnie budowanych akceleratorach.

3. Poszukiwanie higgsonu

Obecne ograniczenia doświadczalne na masę higgsonu są bardzo słabe. Dane z fizyki atomowej i jądrowej wykluczają $m_H < 15$ MeV, rozpady $K \rightarrow \pi l^+ l^-$ pozwalają wykluczyć $50 \text{ MeV} < m_H < 210 \text{ MeV}$, a ostatnie poszukiwania higgsonu w rozpadach $Y \rightarrow H + \gamma$ wskazują, że $m_H > 4,9 \text{ GeV}$. Poszukiwania higgsonu są utrudnione z powodu nieznaności jego masy. Oznacza to, że należy zbadać mechanizmy produkcji oraz kanały jego rozpadu w funkcji przyjętej wartości m_H i na tej podstawie zdecydować, które procesy są najbardziej obiecujące w jego poszukiwaniach. Cechą charakterystyczną higgsonu jest to, że jego sprzężenie z innymi cząstkami jest proporcjonalne do ich masy (wzory (15) i (19)). Stąd też należy szukać go w reakcjach z udziałem najcięższych, dostępnych kinematycznie cząstek.

W ostatnich kilku latach perspektywom znalezienia higgsonu poświęcono wiele konferencji i setki opublikowanych prac. W tym artykule możemy dać jedynie przedsmak trudności, jakie trzeba będzie pokonać przy analizie zebranych danych doświadczalnych, aby móc „zobaczyć” higgson.

Rozpatrzmy najpierw poszukiwania w zderzeniach e^+e^- w SLC (w ośrodku SLAC w Stanford) i LEP I (w ośrodku CERN w Genewie), które rozpoczęły pracę w tym roku przy energii zderzenia równej masie bozonu Z , $E = m_Z \approx 92 \text{ GeV}$. Najbardziej obiecującymi procesami produkcji są

$$e^+e^- \rightarrow Z \rightarrow H + \gamma, \quad e^+e^- \rightarrow Z \rightarrow H + l^+l^-.$$

W modelu standardowym higgson nie sprzęga się bezpośrednio z $Z\gamma$. Sprzężenie to pojawia się na poziomie poprawek kwantowych, gdy uwzględnimy diagramy z pętlą fermionową i bozonową. Z tego powodu rozpad ten zachodzi bardzo rzadko. Dla $m_H \leq 40 \text{ GeV}$ należy spodziewać się kilku takich przypadków na 10^6 wyprodukowanych bozonów Z (co zajmie około roku). Istotną zaletą tego procesu (oraz rozpadu toponium $\Theta \rightarrow H + \gamma$, jeżeli będzie w zasięgu tych urządzeń) jest to, że w rozpadach dwuciałowych produkty rozpadu mają ściśle określone energie i pomiar energii fotonu wyznacza jednoznacznie m_H . Proces $Z \rightarrow H + l^+l^-$ nie pozwala na tak bezpośredni pomiar m_H , ale będzie zachodził trzydziestokrotnie częściej niż poprzedni. Na podstawie szczegółowych obliczeń numerycznych typu Monte Carlo sądzi się, że przypadki produkcji H będzie można zidentyfikować, o ile $m_H < 40 \text{ GeV}$. Jeśli higgson okaże się cięższy, trzeba będzie poczekać na drugi etap akceleratora LEP II, który ok. 1991 r. powinien osiągnąć energię 200 GeV. Najbardziej obiecującym dla poszukiwań H będzie wówczas proces

$$e^+e^- \rightarrow Z^* \rightarrow H + Z,$$

gdzie następnie bozon Z może rozpaść się na: parę leptonów (18 przypadków), parę neutrin (55), parę kwarków (230).

W każdej z powyższych możliwości higgson byłby obserwowany w rozpadzie na parę kwarków typu b , $H \rightarrow b\bar{b}$. W nawiasach powyżej podano oczekiwaną rocznie liczbę przypadków produkcji higgsonu o masie 80 GeV. Oczekiwana liczba przypadków tła, tzn. przypadków pochodzących od innych procesów, ale z tymi samymi cząstkami w stanie końcowym, wynosi ok. 1000 dla pierwszych dwóch kanałów i 50000 dla trzeciego. Jednak obecność w stanie końcowym pary fermionów pochodzących z rozpadu Z dostarcza bardzo silnego kryterium selekcji przypadków. Z dużym prawdopodobieństwem para ta będzie miała masę niezmienniczą bliską masy m_Z . Dokładna analiza numeryczna pokazuje, że będzie możliwe zaobserwowanie higgsonu dla $m_H \leq 70 - 80$ GeV. Dla cięższego higgsonu sygnał jest zbyt słaby. Jeżeli $80 \text{ GeV} \leq m_H \leq 600 \text{ GeV}$, to dopiero akcelerator e^+e^- typu CLIC (CERN Linear Collider) o energii rzędu 1000–2000 GeV mógłby pomóc. Możliwość budowy CLIC-u jest jednak dopiero dyskutowana.

Szanse odkrycia higgsonu w zderzeniach ep (np. w urządzeniu HERA budowanym w ośrodku DESY w Hamburgu) są bardzo małe z trzech powodów: przekrój czynny na produkcję higgsonu i świetlność HERY będzie mniejsza niż w e^+e^- , natomiast tło będzie większe. W zderzeniach pp o energii 1800 GeV w TEVATRON-ie (w Laboratorium Fermiego k. Chicago) tło jest również zbyt duże. Dopiero budowa planowanego akceleratora pp o energii 40000 GeV, tzw. SSC (Superconducting Super Collider), pozwoli zbadać obszar $180 \text{ GeV} \leq m_H \leq 700 \text{ GeV}$. W CLIC-u i w SSC dominującym procesem produkcji higgsonu jest tzw. synteza bozonów W_L

$$W_L^+ + W_L^- \rightarrow H \rightarrow W_L^+ + W_L^-,$$

gdzie początkowe W_L emitowane są przez elektrony (CLIC) lub kwarki znajdujące się w protonach (SSC). Przekrój czynny dla tego procesu jest stosunkowo duży, gdyż higgson sprzęga się bezpośrednio z W^\pm . Należy oczekiwać kilkudziesięciu przypadków produkcji H dziennie. W SSC higgson może być produkowany dodatkowo w procesie syntezy gluonów (sprzężenie gluonów z H przez pętlę kwarkową). Obliczenia metodą Monte Carlo pokazują, że w CLIC-u separacja sygnału od tła powinna być bardzo prosta. W SSC tło jest bardzo duże i prawdopodobnie do obserwacji higgsonu konieczny będzie pomiar polaryzacji W w stanie końcowym.

Z tego pobieżnego przeglądu widać, że poszukiwanie higgsonu nie będzie łatwe. Sektor Higgsa nie chce „ujawnić” się zbyt silnie w przewidywaniach teoretycznych, które można by łatwo sprawdzić doświadczalnie. W ciągu najbliższych kilku lat mamy szansę dowiedzieć się, czy higgson modelu standardowego istnieje w obszarze do ok. 80 GeV.

4. Kłopoty z higgsonem

Poza trudnościami natury doświadczalnej, higgson przysparza kłopotów również teoretykom. Teoretycy nie są zadowoleni z sektora Higgsa w modelu standardowym z kilku powodów. Po pierwsze, jak dotąd nie zaobserwowano żadnych faktów doświadczalnych związanych bezpośrednio z sektorem Higgsa. Jedynym uzasadnieniem przedstawionego sposobu SZSC jest bardzo silna przesłanka teoretyczna: nie potrafimy w inny sposób zbudować renormalizowalnej teorii bozonów wektorowych z masą. W związku z tym

można spotkać skrajne opinie, że jakiegokolwiek przewidywania teoretyczne oparte o sektor Higgsa są z gruntu fałszywe. Być może, mechanizm Higgsa jest jedynie przybliżeniem głębszej, nieznannej teorii.

Po drugie, istnieją silne przesłanki teoretyczne, że teoria skalarna typu $\lambda\phi^4$ (jak sektor Higgsa) jest trywialna, to znaczy, że bez względu na początkową wartość stałej sprzężenia λ , stała zrenormalizowana λ_R jest równa zero. Wynik ten uzyskano metodami nieperturbacyjnymi w rachunkach numerycznych na siatkach. Stawia on pod znakiem zapytania wszelkie nasze rozważania oparte na rachunku zaburzeń. Ale MS nie jest teorią $\lambda\phi^4$, zawiera również bozony wektorowe i fermiony i można mieć nadzieję, że dla niezbyt dużej wartości λ dla pełnej teorii rachunek zaburzeń ma sens. Obecnie podejmowane są próby przeanalizowania teorii $\lambda\phi^4$ z sektorem bozonowym.

Nawet jeśli założymy, że $m_H \leq 1$ TeV (żeby ratować rachunek zaburzeń), to model standardowy nie pozwala zrozumieć, dlaczego higgson miałby być taki lekki. Warto tutaj porównać problem masy dla cząstki skalarnej z analogicznym problemem dla bozonów wektorowych cechowania i fermionów. Dzięki niezmienniczości względem transformacji cechowania, poprawki radiacyjne do masy bozonów wektorowych są rozbieżne co najwyżej logarytmicznie. Z kolei przybliżona symetria chiralna fermionów gwarantuje ich małe masy. W przypadku pól skalarnych Higgsa nie ma żadnej symetrii, która gwarantowałaby małą wartość m_H . Poprawki radiacyjne δm_H do masy higgsonu są rozbieżne kwadratowo i dlatego

$$\delta m_H^2 \sim g^2 \Lambda^2, \quad (20)$$

gdzie Λ jest skalą energii, do której możemy jeszcze stosować teorię. Na skutek poprawek radiacyjnych dostajemy więc

$$m_H \sim g\Lambda. \quad (21)$$

Jeśli myślimy o unifikacji oddziaływań elektroslabych z silnymi i grawitacyjnymi, to Λ jest rzędu 10^{19} GeV. Można w zasadzie utrzymać $m_H \leq 10^3$ GeV i Λ rzędu $10^{15} - 10^{19}$ GeV, ale kosztem dopasowania parametrów modelu, rząd po rządzie rachunku zaburzeń, z fantastyczną wprost dokładnością 10^{-24} . Jest to tzw. problem hierarchii lub nienaturalności MS: w ramach tego modelu nie można wytłumaczyć przyczyny pojawienia się tak różnych skal energii, m_H i Λ , czy też v i Λ . Stąd też od wielu lat podejmowane są liczne próby wyjścia poza MS i znalezienia bardziej fundamentalnej teorii.

Jedną z możliwości jest przyjęcie, że $m_H \leq 1$ TeV i wówczas należy pogodzić się z tym, że MS łączy się przy energiach rzędu kilku TeV. Ten punkt widzenia przyjmowany jest w modelach opartych na koncepcji technicoloru, gdzie obserwowane obecnie cząstki są złożone i ich struktura powinna ujawnić się przy skali 1 TeV. Modele te przewidują bogate widmo nowych cząstek, które powinny być zaobserwowane w nowych akceleratorach. Innym rozważanym wariantem jest przyjęcie, że higgson jest bardzo ciężki. Teoria jest wówczas nieperturbacyjna, higgson i podłużnie spolaryzowane W_L i Z_L (które wzięły się z niefizycznych pól Higgsa) silnie oddziałują i można spodziewać się ich stanów związanych. Możliwość ta powinna się przejawiać w wyraźnym odstępstwie zmierzonego przekroju czynnego w CLIC lub SSC dla procesu syntezy $W_L + W_L \rightarrow W_L + W_L$ od przewidywań modelu standardowego.

Najbardziej popularną metodą stabilizacji $m_H \leq 1$ TeV jest wprowadzenie jednakowej liczby fermionów i bozonów z identycznymi sprzężeniami. Ponieważ poprawki kwantowe do δm_H od bozonów i fermionów są przeciwnego znaku, to ich sumaryczny wkład do renormalizacji masy m_H będzie rzędu różnicy mas fermionów i bozonów $|m_F - m_B|$. Zakładając, że różnica ta jest rzędu 1 TeV, uzyskujemy pożądaną wartość $m_H \ll 1$. Tego typu postępowanie można precyzyjnie sformułować opierając się na supersymetrii (SUSY). W modelu SUSY każda cząstka ma swojego partnera supersymetrycznego — mamy więc skalarnych partnerów fermionów: skwarki i sleptony, partnerów W i Z o spinie $\frac{1}{2}$: Wino i Zino (oraz gluino — partner gluonu przenoszącego oddziaływania silne) i partnerów higgsonu o spinie $\frac{1}{2}$: chargino i neutralino. Transformacje SUSY wiążą własności cząstek i supercząstek. W granicy ścisłej symetrii SUSY masy bozonów i fermionów są równe i higgson jest bezmasowy. Przybliżona symetria SUSY pozwala zrozumieć istnienie lekkich, neutralnych skalarów w teorii. Wszystkie modele SUSY wymagają jednak co najmniej dwóch dubletów Higgsa, tzn. ośmiu pól skalarnych. Trzy z nich są „zjedzone” przez W^\pm i Z . Pozostaje pięć fizycznych higgsonów: trzy neutralne i para naładowanych. Okazuje się, że mimo tak znacznego rozszerzenia MS, model SUSY jest silnie ograniczony. W odróżnieniu od MS, gdzie m_H jest dowolnym parametrem, model SUSY przewiduje jednoznacznie, że jeden z neutralnych higgsonów musi być lżejszy niż Z . Powinien być więc widoczny w rozpadzie $Z \rightarrow H\gamma$ w akceleratorach SLC i LEP I. Oczywiście, sama obserwacja higgsonu nie jest sygnałem potwierdzającym SUSY. Trzeba będzie zbadać jego naturę. Ale brak takiej obserwacji definitywnie wyklucza minimalną wersję modelu SUSY z dwoma dubletami Higgsa.

Szczegółowe omówienie tych możliwości wykracza poza ramy tego artykułu. W każdym z wymienionych przypadków przesłanki teoretyczne wskazują jednak na to, że należy spodziewać się nowej fizyki w okolicy 1 TeV. Jaka to będzie fizyka? Czy struktura wewnętrzna, czy silnie oddziałujący sektor Higgsa, czy SUSY, czy może jeszcze coś innego? Trudno teraz odpowiedzieć na to pytanie. Każda z możliwości jest interesująca, szczególnie teraz, gdy nowe akceleratory rozpoczynają pracę, a budowa jeszcze potężniejszych o energiach rzędu kilkudziesięciu TeV jest obecnie dyskutowana.

Literatura

- [1] S. L. Glashow, *Postępy Fizyki* **32**, 49 (1981); S. Weinberg, *ibid.* **32**, 135 (1981); A. Salam, *ibid.* **32**, 361 (1981).
- [2] K. Rybicki, *Postępy Fizyki* **35**, 305 (1984); C. Rubbia, *ibid.* **37**, 311 (1986); J. A. Zakrzewski, *ibid.* **37**, 311 (1986).
- [3] P. W. Higgs, *Phys. Rev. Lett.* **12**, 132 (1964).
- [4] G. 't Hooft, *Nucl. Phys.* **B33**, 173 (1971); **B35**, 167 (1971).

Zapewniamy! Dozymetr DKS-04 ustali każdą dawkę promienio- wania jonizującego

DOZYMETR DKS-04

- wykrywa i określa za pomocą sygnalizacji świetlnej i dźwiękowej gęstość strumienia neutronów termicznych, promieniowania rentgenowskiego, gamma i twardego promieniowania beta
- dokonuje pomiaru mocy dawki ekspozycyjnej promieniowania rentgenowskiego i gamma

Może pracować nieprzerwanie przez 150 godzin bez ponownego ładowania akumulatora przy temperaturze otoczenia 10 - 35°C

Zakres mocy, MW 0,05 - 3,0
Liczba stopni sygnalizacji 9
Zasilanie akumulatorowe 7(D-0,1)
Masa, kg 0,2

Jako detektor stosowany jest licznik Geigera-Müllera z ekranem.



TENEX 

Eksporter: V/O „Techsnabexport”

ZSRR, 109180 Moskwa, Staromonetnyj pier. 26

Telefon: 233-48-46

Telex: 411328 TSE SU, 411239 TSE SU

ZE ZJAZDÓW I KONFERENCJI

Międzynarodowa Konferencja Fizyki Półprzewodników w Warszawie

W dniach 15—19 sierpnia 1988 odbyła się w Warszawie 19-ta z kolei Międzynarodowa Konferencja Fizyki Półprzewodników. Konferencje z tej serii odbywają się co dwa lata i stanowią najpoważniejszy przegląd osiągnięć fizyki półprzewodników. Komisja Półprzewodników Międzynarodowej Unii Fizyki Czystej i Stosowanej (IUPAP) powierzyła fizykom polskim organizację tej konferencji po raz drugi — poprzednia odbyła się 16 lat temu również w Warszawie. Mimo że od 1972 r. kilkakrotnie wzrosła liczba fizyków zajmujących się półprzewodnikami, nie zmieniła się od tego czasu liczba uczestników — na obu konferencjach warszawskich było ich 800. Związane jest to częściowo z ograniczoną przez Komitet Programowy liczbą przyjmowanych prac (do 400), z gwałtownym wzrostem zainteresowania fizyką nadprzewodników wysokotemperaturowych (co pociągnęło za sobą „przebranżowanie” części kolegów), oraz z trudnościami jakie ma część fizyków amerykańskich z przeznaczeniem funduszy z programów wojskowych na przyjazd do Polski. Najpoważniejszym jednak powodem stosunkowo niewielkiej liczby uczestników było zorganizowanie niemal w tym samym czasie siedmiu konferencji towarzyszących: 1) Płytkie Domieszki w Półprzewodnikach, Linköping; 2) Supersieci, Mikrostruktury i Mikroprzyrządy, Triest; 3) Wysokie Ciśnienia w Fizyce Półprzewodników, Tomaszów Mazowiecki; 4) Defekty w Półprzewodnikach, Budapeszt; 5) Zastosowania Silnych Pól Magnetycznych w Fizyce Półprzewodników, Würzburg; 6) Optyczne Nieliniowości i Bistabilności w Półprzewodnikach, Berlin; 7) Półprzewodniki Polikrystaliczne, Malente k. Hamburga.

W Konferencji Warszawskiej wzięli udział fizycy z 35 krajów. Jednym z celów urzędzenia konferencji w Warszawie było ułatwienie uczestnictwa z krajów bloku wschodniego. Zamiar ten powiódł się całkowicie: w Warszawie było blisko 10-krotnie więcej fizyków z tych krajów niż na poprzedniej konferencji w Sztokholmie.

Zaszczytną funkcję Przewodniczącego Konferencji powierzono prof. R. R. Gałązce (IF PAN), który ze swadą pełnił obowiązki pana domu podczas samej Konferencji i podczas jej przygotowań. Powiedzmy od razu, że w naszym przekonaniu Konferencja była dużym sukcesem naukowym i organizacyjnym. Było to wynikiem ogromnego, kilkuletniego wkładu pracy Przewodniczącego Komitetu Programowego prof. M. Grynberga z UW i Sekretarza Konferencji doc. J. Kossuta z IF PAN. W końcowej fazie przygotowań uczestniczyło prawie całe środowisko warszawskie. Szczególnie zaangażowani byli koledzy z IF PAN skupieni wokół doc. A. Mycielskiego, którzy rozwiązywali problemy logistyczne. Wybór PKiN na miejsce obrad okazał się trafny. Odpowiednia liczba klimatyzowanych sal pozwoliła na zorganizowanie 4 sesji równoległych, a przestronne korytarze były dobrym miejscem do rozmów.

Program naukowy obejmował 4 referaty plenarne, 27 referatów zamówionych i 400 komunikatów, z których połowę wygłoszono a połowę przedstawiono w formie plakatów. Poniżej omawiamy prace, które zwróciły naszą uwagę. Wybór ten jest siłą rzeczy subiektywny, i być może przeoczyliśmy prace, które okażą się przełomowe dla dalszego rozwoju fizyki półprzewodników. Ostrzeżeniem dla nas jest fakt, że 16 lat temu w swym sprawozdaniu [*Postępy Fizyki* 24, 261 (1973)] R. R. Gałązka nie odnotował pierwszego w świecie doniesienia o efektach nadstruktury w supersieci GaAs/AlGaAs wyhodowanej metodą wiązek molekularnych (MBE) przez Esakiego i in.

Merytoryczną część Konferencji otworzył wykład plenarny, w którym J. Chadi (Xerox) przedstawił strukturę atomową powierzchni Si, Ge i związków III—V. Było to piękne przedstawienie bogatych danych doświadczalnych o bardzo nieraz złożonych rodzajach rekonstrukcji, oraz wyników teoretycznych pozwalających na zrozumienie czynników (polarność materiału, polarność powierzchni, gęstość zerwanych wiązań) decydujących o rekonstrukcji. Do własności powierzchni powrócono jeszcze w 4 sesjach, podczas których była mowa nie tylko o własnościach powierzchni swobodnych, lecz także o procesach zachodzących na niej podczas adsorpcji, trawienia, czy wreszcie tworzenia się bariery Schottky'ego. Warto tu zauważyć, iż mimo ponad 45-letniego okresu jaki upłynął od pracy Schottky'ego i stosowania najsilniejszych

narzędzi (np. skaningowego mikroskopu tunelowego, co omówione zostało w referacie Feenstry z IBM), wciąż brak ogólnie akceptowanego modelu międzypowierzchni metal-półprzewodnik.

Podstawowym wykładem dotyczącym zastosowań i technologii był plenarny wykład o metodzie MBE, ogłoszony przez pioniera tej dziedziny A. Y. Cho (ATT Bell). Ostatnie osiągnięcia tej technologii są oczywiście ciekawe, ale powoli przyzwyczailiśmy się do tego, że da się zrobić wszystko co da się pomyśleć. Najważniejszą wydaje się być realna perspektywa budowy układu wielokomorowego do przewodzenia pełnego procesu technologicznego, tj. MBE plus maskowanie plus trawienie plazmowe..., w warunkach ultrawysokiej próżni. Powinno to umożliwić produkcję układów optoelektronicznych o wysokiej skali integracji.

Przed 16 laty, we wspomnianym sprawozdaniu, R. R. Gałązka uważał fizykę domieszek („problem tak stary jak półprzewodniki, ale ciągle nowy”) za jeden z trzech podstawowych kierunków rozwoju. Własności domieszek w półprzewodnikach są nadal i pozostaną w centrum uwagi, bowiem — jak powiedział S. Pantelides (IBM) w swym plenarnym wykładzie — idealny półprzewodnik jest materiałem kompletnie bezużytecznym z punktu widzenia zastosowań. Wykład dotyczył domieszek i defektów w układach o wielkiej skali integracji, i pięknie ilustrował fakt, że od problemów „fundamentalnych” do zastosowań droga jest bardzo krótka. Przedstawiony materiał, jak przystało na wykład plenarny, był niekontrolersyjny.

Znacznie żywsze dyskusje toczyły się wokół trzech domieszek, mianowicie EL2, DX, oraz wodoru w krzemie. (W podsumowaniu konferencji prof. L. Sham apelował o znajdowanie bardziej „seksownych” nazw, w czym celują koledzy z działu wysokich energii.) Badania stymulowane są tu potrzebami technologii, bowiem EL2 i DX ograniczają wydajność przyrządów. EL2 jest najsłynniejszym defektem w GaAs, zidentyfikowanym jako defekt antystrukturalny, tj. atom As zajmujący pozycję Ga. Brak jednak było mikroskopowego wyjaśnienia mechanizmu przejścia do stanu metatrwałego. Dwa lata temu J. Baranowski i in. (UW) zasugerowali, że przejście to wiąże się z przesunięciem się As z węzła do położenia międzywęzłowego. Model ten został obecnie potwierdzony przez dokładne rachunki J. Dąbrowskiego (IF PAN) i M. Schefflera (Berlin Zach.). Jak jednak podkreślił w referacie „na zaproszenie” G. Baraff (Bell), model ten nie tłumaczy wyników ENDOR pokazujących że EL2 jest defektem złożonym. Struktura EL2 pozostaje więc nadal otwartą kwestią.

Centrom DX poświęcona została osobna sesja. Podobnie jak w wypadku EL2, centra DX wykazują zachowanie metatrwałe związane z relaksacją sieci. Nazwa DX powstała w okresie gdy uważano, że defekt ten jest kompleksem donoru (D) z nieznanym centrum (X), np. luką. Jednakże przeprowadzone ostatnio rachunki (J. Chadi, Xerox, wykład plenarny) pokazały, że centra DX są najprawdopodobniej defektami prostymi. Co więcej, przejście do stanu metatrwałego wiąże się ze znacznym przesunięciem się donora, podobnie jak to ma miejsce w przypadku EL2, a relaksacja sieci w obu przypadkach jest prawie identyczna. Model Chadiego został określony przez J. M. Langerę z IF PAN (który wraz z kolegami wniósł duży wkład w zrozumienie fizyki DX-ów) jako krok we właściwym kierunku. Należy oczekiwać weryfikacji doświadczalnej przewidywań tego modelu, z którego wynika np. że DX jest układem o ujemnej energii korelacji U. Osobnym i ciekawym zagadnieniem, które pojawiło się w związku z centrami DX (i nieciągłością pasm energetycznych w heterozłączach) jest zależność własności głębokiego defektu od struktury pasmowej półprzewodnika. L. Samuelson (Lund) poświęcił temu swój wykład zamówiony. Cennym narzędziem są tu wysokie ciśnienia hydrostatyczne (J. Nahara i in., Saporro; T. Suski i in., Unipress; M. F. Li i in., Pekin; D. D. Nolte i in., Berkeley).

Trzecią z kolei domieszką skupiającą od paru lat uwagę jest wodór w krzemie i innych materiałach. Zainteresowanie związane jest z pasywacją domieszek, tj. tworzeniem nieaktywnych kompleksów H-domieszka. Przedmiotem sporu jest droga dyfuzji oraz stabilne położenie wodoru w kryształach idealnym i w pobliżu domieszki. I tak grupa z IBM (C. Van de Walle i S. Pantelides) przewiduje, że trwałym połączeniem H⁺ jest środek wiązania Si-Si, które ulega wydłużeniu o ponad 1 Å, zaś dyfuzja odbywa się drogą przeskoków między wiązaniami. Rachunki w skończonej temperaturze wykonane metodą Car-Parinello podważają ten obraz. Wynika z nich mianowicie, że ruch atomów Si, znacznie cięższych od H, jest zbyt wolny by wodór mógł wejść w wiązanie wydłużając je, a w konsekwencji dyfuzja przebiega raczej przez obszar międzywęzłowy.

Sama zaś metoda Car-Parinello została zaprezentowana 2 lata temu w Sztokholmie. Rachunki prowadzone są metodami dynamiki molekularnej, a zastosowanie realistycznych pseudopotencjałów atomowych powoduje, że są one niezwykle czasochłonne. Metoda znalazła zastosowanie do wielu złożonych sytuacji,

jak np. struktura małych, kilkuatomowych agregatów krzemu, którą Wanda Andreoni (IBM Zurych) omówiła w wykładzie „na zaproszenie”. W agregatach takich, jak się okazało, wiązania Si-Si mają inną długość i koordynację, czyli inny charakter, niż w krzemie krystalicznym.

Osobną grupę stanowią defekty lub domieszki, których poziomy znajdują się w obszarze *continuum* stanów pasmowych. Stanowią one przedmiot badań od wielu lat. Ostatnio prowadzone badania $Hg_{1-x}Fe_xSe$ (w którym poziom żelaza $Fe^{+2/+3}$ zdegenerowany jest z pasmem przewodnictwa) dały znaczny postęp w zrozumieniu wpływu stanów rezonansowych na zjawiska transportu elektronowego. Wyniki badań ciśnieniowych $HgSe:Fe$ oraz kryształów mieszanych $HgSe_{1-y}Te_y:Fe$ podsumował w referacie „na zaproszenie” A. Mycielski z IF PAN. Uwypuklił on wpływ kulombowskich oddziaływań międzywęzłowych, z których wynika m. in. anomalnie duża ruchliwość elektronów pasmowych w obszarze mieszanej walencyjności Fe. Zgodnie z modelem Jerzego Mycielskiego oddziaływania te prowadzą do korelacji położenia jonów Fe^{2+} (kondensacji Wignera dziur zlokalizowanych w paśmie stanów rezonansowych), co zmniejsza wydajność rozpraszania elektronów przez jony Fe^{2+} i osłabia mieszanie się stanów pasmowych ze zlokalizowanymi. Model ten jest zgodny z wynikami EPR jonów Fe^{2+} (Z. Wilamowski i in., IF PAN) oraz znajduje ilościowe potwierdzenie w symulacjach numerycznych K. Świątka i in. (IF PAN).

Półprzewodniki półmagnetyczne zawierające Fe mają także nietypowe własności magnetyczne związane ze zniesieniem degeneracji stanu podstawowego jonu Fe^{2+} przez oddziaływanie spinowo-orbitalne. Uważa się, że moment magnetyczny w tych związkach indukowany jest przez pole magnetyczne (mechanizm Van Vlecka). Założenie to pozwala na opis własności termodynamicznych (A. Twardowski i in., UW) oraz zrozumienie położenia i szerokości linii rozpraszania ramanowskiego z odwróceniem spinu elektronów zlokalizowanych na donorach wodoropodobnych w $n-CdFeSe$ (D. Heiman i in., MIT). W sześciu pracach przedstawiono własności magnetyczne półprzewodników półmagnetycznych zawierających Mn, w tym trzy R. R. Gałązki i współpracowników dotyczyły własności $p-PbSnMnTe$, gdzie duża gęstość stanów bocznego maksimum pasma walencyjnego prowadzi do silnego oddziaływania RKKY i pojawienia się przejścia ferromagnetycznego. Zgodnie z pracą R. V. Parfenieva i in. z Leningradu maksimum wpływa także na własności nadprzewodzące $PbSnInTe$.

Program Konferencji objął także wysokotemperaturowe nadprzewodnictwo. Referat plenarny na ten temat, który miał wygłosić V. L. Ginzburg z Moskwy, nie odbył się. Nadesłano też małą liczbę prac z tej tematyki, co pokazuje, że uwzględnienie jej w programie było niecelowe.

Wiele prac wiązało się z zagadnieniami lokalizacji. Jaki się obecnie uważa przejście metal-izolator w układach trójwymiarowych ma charakter kwantowy i wynika przede wszystkim z wpływu nieporządku na oddziaływanie elektron-elektron. Wpływ oddziaływania wymiany $sp-d$ na zjawiska magnetotransportowe w okolicy przejścia stanowił temat referatu „na zaproszenie” T. Dietla z IF PAN. Większość wyników milikelwinowych pomiarów półprzewodników półmagnetycznych stanowi silne wsparcie dla współczesnych modeli teoretycznych. Istnieją jednak rezultaty dowodzące obecności zlokalizowanych wzbudzeń spinowych w fazie metalicznej. Sugerować to może częściową lokalizację cieczy Fermiego jeszcze przed przejściem metal-izolator. Do tego wniosku prowadzi także wyniki pomiarów rezonansu spinowego dla $Si:P$, zebrane w referacie „na zaproszenie” przez Ikehatę z Tokio.

W układach dwuwymiarowych, tj. gdy szerokość studni potencjału, w której znajdują się elektrony jest mniejsza od ich drogi swobodnej, problemy lokalizacji są szczególnie ciekawe przy rozważaniu natury kwantowego efektu Halla. Wyniki H. P. Weia z Princeton dla heterostruktur $In_{0.57}Ga_{0.43}As/InP$, w których dominuje krótkozasięgowe rozpraszanie stopowe, potwierdzają teorię A. M. M. Pruijsena z Uniwersytetu Columbia w Nowym Jorku. W przypadku heterostruktur $GaAs/AlGaAs$ oraz przypowierzchniowych warstw inwersyjnych w $p-Si$ duże znaczenie mają długozasięgowe fluktuacje potencjału i z tego względu lokalizacja oraz ekranowanie mają przypuszczalnie charakter klasyczny (perkolacyjny). Model ten, omawiany m. in. przez G. Gerhardtta i in. ze Stuttgartu jest jakościowo zgodny z doświadczalnymi wynikami zależności gęstości stanów od energii i pola magnetycznego. Jak przekonująco wykazał w referacie plenarnym V. B. Timofiejew z Czernogółowki oraz M. S. Skolnick i in. z Malvern, gęstość stanów można wyznaczyć nie tylko z pomiarów termodynamicznych, ale także z analizy widma fotoluminescencji.

Znaczącym osiągnięciem ostatnich dwóch lat jest bezpośrednia obserwacja metodami spektroskopii w podczerwieni (grupa J. Kotthausa z Hamburga) oraz spektroskopii pojemnościowej (T. P. Smith III i in. z IBM) podpasm magnetoelektrycznych w strukturach jednowymiarowych. Jak stwierdzono doświadczalnie, w „kwantowych drutach” zanika kwantowy efekt Halla (H. Hirai i in., Tokio; M. L. Roukes i in.,

Bell Communications; T. J. Thornton i in., Cambridge), a w jego miejsce pojawiają się aperiodyczne fluktuacje przewodnictwa elektrycznego w funkcji pola magnetycznego (S. Yamada i in., Tokio). Jak się obecnie uważa, fluktuacje te odzwierciedlają wpływ pola magnetycznego na kwantowe interferencje fal dyfundujących elektronów. W przypadku gdy wszystkie wymiary liniowe struktury są mniejsze od drogi jaką przebywa elektron nim rozproszy się niesprężysto (na fononach lub na elektronach), aperiodyczne fluktuacje mają charakter uniwersalny: ich średnia amplituda wynosi e^2/h , niezależnie od rodzaju struktury i liczby centrów rozproszeń sprężystych. Ta i inne niezwykle cechy układów mezoskopowych stanowiły temat zamówionych referatów B. L. Altshulera z Leningradu — czołowego teoretyka w tej dziedzinie — oraz A. B. Fowlera z IBM-u.

Powstaje naturalne pytanie: jakie własności transportowe będą miały układy zerowymiarowe, tzn. takie których wszystkie trzy wymiary liniowe są mniejsze od drogi swobodnej (a więc nie ma w nich żadnych centrów rozpraszających). Czy zgodnie z klasyczną intuicją zniknie wtedy oporność elektryczna? Doświadczenia B. J. van Weesa z Delftu wykonane przy współpracy z laboratoriami Philipsa oraz D. A. Wharama i in. z Cambridge wykazują, że przewodnictwo elektryczne układów zerowymiarowych jest skończone i przyjmuje wartości skwantowane $2ne^2/h$, gdzie n jest liczbą całkowitą rosnącą z wymiarami geometrycznymi struktury. Wyniki te potwierdzają kwantowy opis przewodnictwa elektrycznego rozpoczęty wiele lat temu przez R. Landauera z IBM-u. Eksperymenty wykonano w geometrii punktowego kontaktu, który stanowił kanał o długości ok. 1 μm i szerokości ok. 250 nm lub mniejszej, wytworzony w modulacyjnie domieszkowanej heterostrukturze GaAs/AlGaAs z metalową bramką o kontrolowanym napięciu. Doświadczenia te, bodaj najpiękniejsze z przedstawionych na Konferencji, ilustrują dobitnie postęp w nanolitografii jaki dokonał się w ostatnich latach. Nanostruktury, w których transport gorących elektronów jest balistyczny, będą stanowiły także — zdaniem S. Muto z Fujitsu — ultraszybkie tranzystory nowej generacji.

Od konferencji w Edynburgu w 1978 r., gdy H. L. Störmer i in. z Laboratoriów Bella przedstawili ideę oraz pierwszą praktyczną realizację modulacyjnie domieszkowanej heterostruktury GaAs/AlGaAs, jesteśmy świadkami szybkiego i systematycznego wzrostu ich jakości. Przedstawione w Warszawie prace dowodzą, że już co najmniej cztery grupy (po dwie z Europy Zachodniej i USA) otrzymują próbki o ruchliwościach elektronów rzędu $5 \cdot 10^6 \text{ cm}^2/\text{Vs}$. W próbkach tych ujawnia się niezwykle bogate widmo ułamkowego kwantowego efektu Halla. Dla przykładu, V. J. Goldman i in. z Princeton wykryli anomalie ρ_{xx} i ρ_{xy} przy obsadzeniu zerowego poziomu Landaua, $\nu = 1/7$, podczas gdy R. G. Clark i in. z Oxfordu oraz J. P. Eisenstein i in. (współpraca ATT Bell, MIT i Princeton) obserwują głębokie minima ρ_{xx} oraz plateau ρ_{xy} dla ν o parzystym mianowniku, $\nu = 5/2$. Ten nieoczekiwany wynik wiązany jest z małym rozszczepieniem spinowym elektronów w GaAs umożliwiającym oddziaływanie kulombowskie elektronów o przeciwnych spinach. Trwają także poszukiwania krystalizacji Wignera, która powinna zachodzić przy dostatecznie małej wartości ν oraz w próbkach o odpowiedniej jakości, tak by rozpraszanie elektronów nie prowadziło do lokalizacji Andersona. Grupa francusko-amerykańska (B. Etienne i in.) zaobserwowała dla $1/7 < \nu < 1/5$ i w temperaturach milikelwinowych rezonansową absorpcję MHz-owych fal elektromagnetycznych. Dowodzi to obecności wzbudzeń poprzecznych (ścinających). Wzbudzeń takich nie ma kwantowa ciecz Laughlina, ale są one oczekiwane dla kryształu Wignera. Była to bodaj najbardziej kontrowersyjna praca na Konferencji i spośród wielu — mniej lub bardziej elegancko sformułowanych zarzutów — najsilniejszy dotyczył możliwości sprzęgania się fal elektromagnetycznych z fononami powierzchniowymi sieci GaAs.

W ostatnich trzech latach zaobserwowano wiele ciekawych wieloelektronowych zjawisk w widmach międzypasmowego pochłaniania i emisji światła przez dwuwymiarowy gaz elektronowy w heterostrukturach. Słuchając referatów „na zaproszenie” C. Delalande’a z Paryża i N. Miury z Tokio odnosiło się wrażenie, że zjawiska te są już znane z optycznych badań metali i domieszkowanych półprzewodników. Można mieć jednak nadzieję, że układy dwuwymiarowe, w których tak łatwo można zmieniać koncentrację nośników, pozwolą na dokładniejszą weryfikację doświadczalną złożonych obliczeń wieloelektronowych.

Ponad 30 prac omawiało własności supersieci. Buduje się je z półprzewodników III—V, II—VI oraz grupy IV, te ostatnie zarówno w fazie krystalicznej jak i amorficznej. Wpływ oddziaływań wymiennych *sp-d* na ekscytyny zlokalizowane w supersieci ZnMnSe/ZnTe przedstawił w referacie „na zaproszenie” A. V. Nurmikko z Uniwersytetu Browna. Ciekawą odmianą supersieci są struktury kwaziperiodyczne (supersieci Fibonacciego) omawiane przez G. Fasola i in. z Cambridge, oraz D. Paqueta i in. z Bagneux

Bell Communications; T. J. Thornton i in., Cambridge), a w jego miejsce pojawiają się aperiodyczne fluktuacje przewodnictwa elektrycznego w funkcji pola magnetycznego (S. Yamada i in., Tokio). Jak się obecnie uważa, fluktuacje te odzwierciedlają wpływ pola magnetycznego na kwantowe interferencje fal dyfundujących elektronów. W przypadku gdy wszystkie wymiary liniowe struktury są mniejsze od drogi jaką przebywa elektron nim rozproszy się niesprężycie (na fononach lub na elektronach), aperiodyczne fluktuacje mają charakter uniwersalny: ich średnia amplituda wynosi e^2/h , niezależnie od rodzaju struktury i liczby centrów rozproszeń sprężystych. Ta i inne niezwykle cechy układów mezoskopowych stanowiły temat zamówionych referatów B. L. Altshulera z Leningradu — czołowego teoretyka w tej dziedzinie — oraz A. B. Fowlera z IBM-u.

Powstaje naturalne pytanie: jakie własności transportowe będą miały układy zerowymiarowe, tzn. takie których wszystkie trzy wymiary liniowe są mniejsze od drogi swobodnej (a więc nie ma w nich żadnych centrów rozpraszających). Czy zgodnie z klasyczną intuicją zniknie wtedy oporność elektryczna? Doświadczenia B. J. van Weesa z Delftu wykonane przy współpracy z laboratoriami Philipsa oraz D. A. Wharama i in. z Cambridge wykazują, że przewodnictwo elektryczne układów zerowymiarowych jest skończone i przyjmuje wartości skwantowane $2ne^2/h$, gdzie n jest liczbą całkowitą rosnącą z wymiarami geometrycznymi struktury. Wyniki te potwierdzają kwantowy opis przewodnictwa elektrycznego rozpoczęty wiele lat temu przez R. Landauera z IBM-u. Eksperymenty wykonano w geometrii punktowego kontaktu, który stanowił kanał o długości ok. 1 μm i szerokości ok. 250 nm lub mniejszej, wytworzony w modulacyjnie domieszkowanej heterostrukturze GaAs/AlGaAs z metalową bramką o kontrolowanym napięciu. Doświadczenia te, bodaj najpiękniejsze z przedstawionych na Konferencji, ilustrują dobitnie postęp w nanolitografii jaki dokonał się w ostatnich latach. Nanostruktury, w których transport gorących elektronów jest balistyczny, będą stanowiły także — zdaniem S. Muto z Fujitsu — ultraszybkie tranzystory nowej generacji.

Od konferencji w Edynburgu w 1978 r., gdy H. L. Stoermer i in. z Laboratoriów Bella przedstawili ideę oraz pierwszą praktyczną realizację modulacyjnie domieszkowanej heterostrukturze GaAs/AlGaAs, jesteśmy świadkami szybkiego i systematycznego wzrostu ich jakości. Przedstawione w Warszawie prace dowodzą, że już co najmniej cztery grupy (po dwie z Europy Zachodniej i USA) otrzymują próbki o ruchliwościach elektronów rzędu $5 \cdot 10^6 \text{ cm}^2/\text{Vs}$. W próbkach tych ujawnia się niezwykle bogate widmo ułamkowego kwantowego efektu Halla. Dla przykładu, V. J. Goldman i in. z Princeton wykryli anomalie ρ_{xx} i ρ_{xy} przy obsadzeniu zerowego poziomu Landaua, $\nu = 1/7$, podczas gdy R. G. Clark i in. z Oxfordu oraz J. P. Eisenstein i in. (współpraca ATT Bell, MIT i Princeton) obserwują głębokie minima ρ_{xx} oraz plateau ρ_{xy} dla ν o parzystym mianowniku, $\nu = 5/2$. Ten nieoczekiwany wynik wiązany jest z małym rozszczepieniem spinowym elektronów w GaAs umożliwiającym oddziaływanie kulombowskie elektronów o przeciwnych spinach. Trwają także poszukiwania krystalizacji Wignera, która powinna zachodzić przy dostatecznie małej wartości ν oraz w próbkach o odpowiedniej jakości, tak by rozpraszanie elektronów nie prowadziło do lokalizacji Andersona. Grupa francusko-amerykańska (B. Etienne i in.) zaobserwowała dla $1/7 < \nu < 1/5$ i w temperaturach milikelwinowych rezonansową absorpcję MHz-owych fal elektromagnetycznych. Dowodzi to obecności wzbudzeń poprzecznych (ścinających). Wzbudzeń takich nie ma kwantowa ciecz Laughlina, ale są one oczekiwane dla kryształu Wignera. Była to bodaj najbardziej kontrowersyjna praca na Konferencji i spośród wielu — mniej lub bardziej elegancko sformułowanych zarzutów — najsilniejszy dotyczył możliwości sprzęgania się fal elektromagnetycznych z fononami powierzchniowymi sieci GaAs.

W ostatnich trzech latach zaobserwowano wiele ciekawych wieloelektronowych zjawisk w widmach międzypasmowego pochłaniania i emisji światła przez dwuwymiarowy gaz elektronowy w heterostrukturach. Słuchając referatów „na zaproszenie” C. Delalande’a z Paryża i N. Miury z Tokio odnosiło się wrażenie, że zjawiska te są już znane z optycznych badań metali i domieszkowanych półprzewodników. Można mieć jednak nadzieję, że układy dwuwymiarowe, w których tak łatwo można zmieniać koncentrację nośników, pozwolą na dokładniejszą weryfikację doświadczalną złożonych obliczeń wieloelektronowych.

Ponad 30 prac omawiało własności supersieci. Buduje się je z półprzewodników III—V, II—VI oraz grupy IV, te ostatnie zarówno w fazie krystalicznej jak i amorficznej. Wpływ oddziaływań wymiennych *sp-d* na ekscytyny zlokalizowane w supersieci ZnMnSe/ZnTe przedstawił w referacie „na zaproszenie” A. V. Nurmikko z Uniwersytetu Browna. Ciekawą odmianą supersieci są struktury kwaziperiodyczne (supersieci Fibonacciego) omawiane przez G. Fasola i in. z Cambridge, oraz D. Paqueta i in. z Bagneux

k. Paryża. Jak wiadomo, stanowią one pośredni przypadek między układami periodycznymi (dla których obowiązuje twierdzenie Blocha) i nieuporządkowanymi (dla których w jednym wymiarze wszystkie stany są zlokalizowane).

W trakcie Konferencji poruszano także wiele zagadnień związanych z elektronową i krystaliczną strukturą międzypowierzchni półprzewodnik-półprzewodnik i półprzewodnik-izolator. Podstawowymi zagadnieniami są obecnie: a) nieciągłość pasma na międzypowierzchni, czemu poświęcono osobną sesję; b) hipoteza o istnieniu samoistnych stanów zlokalizowanych, wysunięta przez O. A. Pankratowa i in. (Moskwa), która spotykała się z pewnym krytycyzmem dotyczącym zasadności stosowania przybliżenia masy efektywnej; c) tworzenie się i jakość międzypowierzchni, badane wysokorozdzielczą mikroskopią elektronową z monoatomową rozdzielczością (wykłady „na zaproszenie” A. Ourmazda, ATT Bell, i R. D. Bringansa, Xerox).

Materiały Konferencji ukazały się nakładem Instytutu Fizyki PAN pod redakcją W. Zawadzkiego na przełomie 1988/89. Następną konferencja z tej serii odbędzie się w Salonikach (Grecja) w dniach 6—10 sierpnia 1990 r.

Zorganizowanie Konferencji w Warszawie i towarzyszące jej informacje w środkach masowego przekazu składają do refleksji nt. miejsca i perspektyw Polski w światowej fizyce półprzewodników, czy szerzej, w fizyce fazy skondensowanej i inżynierii materiałowej. Fizycy polscy przedstawili 30 komunikatów (w tym większość w formie plakatów) oraz dwa wspomnienie wyżej referaty „na zaproszenie”. Z punktu widzenia statystyki udział Polaków wypadła więc okazale. W szczególności wypredziiliśmy np. W. Brytanię o 10 prac, a z Francją przegraliśmy o 9 prac. Wyniki krajowych badań, zogniskowanych tradycyjnie na fizyce defektów i półprzewodnikach półmagnetycznych, spotkały się naszym zdaniem ze sporym oddźwiękiem. „Polskie specjalności” pozostały więc polskimi specjalnościami, co potwierdza znany fakt iż otrzymanie znaczących wyników wymaga dzisiaj silnego skupienia całego potencjału intelektualnego, aparaturowego i technologicznego na rozwiązywaniu kilku wybranych tematów. Zespoły naukowe, które nie przekroczyły pewnej masy krytycznej i nie podejmują współpracy z innymi grupami, rzadko otrzymują wyniki proporcjonalne do włożonego wysiłku badawczego. Z tego względu celowa byłaby ściślejsza niż obecnie współpraca między ośrodkami krajowymi. Następną refleksją po Konferencji jest to, że wiele polskich laboratoriów fizyki półprzewodników zaczyna dysponować aparaturą pomiarową pozwalającą na przeprowadzanie doświadczeń na światowym poziomie. Zdają się tu procentować lata żmudnego gromadzenia aparatury oraz stosunkowo łatwy i uczący skutecznego działania kontakt z laboratoriami zagranicznymi. Nie jest jak się wydaje przypadkiem, że tematem polskich referatów zamówionych były wyniki doświadczalne otrzymane w całości w Polsce. Dla porównania, dwa polskie referaty zamówione na Międzynarodową Konferencję Magnetyzmu (która odbyła się w Paryżu kilka tygodni przed Konferencją Warszawską) miały charakter teoretyczny i przedstawiały wyniki otrzymane podczas pobytu na Zachodzie.

Czy więc przyszłość polskiej fizyki półprzewodników rysuje się pomyślnie? Z pewnością nie. Od przynajmniej 6 lat ton tej dziedzinie nadają nieopanowane jak dotychczas w Polsce nowe technologie wytwarzania materiałów, a przede wszystkim MBE. Metoda ta, sprzężona z odpowiednimi urządzeniami diagnostycznymi, pozwala nie tylko kontrolować średnią koncentrację domieszek czy skład stopu, ale również położenie poszczególnych atomów w sieci krystalicznej. Daje to niewyczerpane bogactwo możliwych do skonstruowania struktur półprzewodnikowych, a często również pozwala otrzymać półprzewodniki, których nie można wyhodować innymi metodami. Należy podkreślić, że omawiana metoda nie ogranicza się do otrzymywania układów o zmniejszonej wymiarowości. MBE stosuje się dzisiaj również do hodowania struktur o własnościach trójwymiarowych. Zapewnia to większe możliwości kontrolowania własności materiałów; otrzymywanie kontaktów o znanych własnościach oraz międzypowierzchni bez defektów. Pełne wykorzystanie możliwości jakie daje MBE wymaga także opanowania metod nanofabrykacji, tj. litografii rentgenowskiej lub elektronowej oraz trawienia plazmowego. W ten sposób otrzymuje się próbki, w których w tak spektakularny sposób przejawia się kwantowa natura transportu elektronowego (uniwersalne fluktuacje przewodnictwa, interferencje Aharonova-Bohma, kwantowe oscylacje przewodnictwa punktowego kontaktu). Wiele spośród dotychczas zbudowanych struktur nie tylko wykazuje nieoczekiwane własności fizyczne, ale również, a może przede wszystkim, daje ogromne możliwości zastosowań praktycznych (np. tranzystor balistyczny). Można dodać, że omawiane technologie wykraczają daleko poza półprzewodniki, i zaczynają być szeroko stosowane do budowy struktur magnetycznych czy nadprzewodnikowych.

Wydaje się, że nasz udział w badaniach tych fascynujących zjawisk będzie możliwy jedynie przy połączeniu możliwości intelektualnych i finansowych instytutów badawczych i przemysłowych.

Konferencja Warszawska była także okazją do ponownego spotkania kolegów ze studiów i z naszego Instytutu, którzy od wielu lat pracują na Zachodzie. Radość z ich sukcesów tłumiona była przez świadomość, że jest ich więcej niż kandydatów na całą fizykę na największym uniwersytecie w Polsce.

Piotr Bogusławski i Tomasz Dietl
Instytut Fizyki PAN
Warszawa

Krystalografia Stosowana — konferencja w Cieszynie

W dniach 23—27 sierpnia 1988 r. odbyła się w Cieszynie międzynarodowa konferencja „Applied Crystallography” zorganizowana przez Instytut Fizyki i Chemii Metali Uniwersytetu Śląskiego we współpracy z Instytutem Metalurgii Żelaza przy poparciu Komitetu Krystalografii PAN. Była to kolejna trzynasta konferencja organizowana systematycznie co dwa lata począwszy od r. 1962. Obecna konferencja bezpośrednio poprzedzała „XI European Crystallography Meeting”, który odbył się w Wiedniu w dniach 28. 8. — 2. 9. 1988 r.

W XIII Konferencji Krystalografii Stosowanej uczestniczyło 152 osoby, w tym 111 z polskich placówek naukowych i przemysłowych ośrodków naukowo-badawczych, pozostałe osoby z 13 krajów: Bułgaria, Chiny, Czechosłowacja, Francja, Grecja, Holandia, Japonia, NRD, Turcja, Węgry, Włochy, USA, ZSRR. Honorowymi gośćmi konferencji byli: prof. D. K. Smith przewodniczący Joint Committee for Powder Diffraction Standards (JCPDS) oraz prof. R. A. Young przewodniczący Powder Diffraction Commission Międzynarodowej Unii Krystalografii.

Tematyka Konferencji obejmowała rozwój i wykorzystanie metod krystalografii w badaniach materiałów (metale, polimery, minerały, ceramika). Przedstawiono zagadnienia identyfikacji faz, przemian fazowych, analizy tekstur, małokątowego rozpraszania promieni rentgenowskich, topografii rentgenowskiej, zastosowań dyfrakcji elektronów, efektu Mössbauera, anihilacji pozytonów i inne. Ogółem na konferencję zgłoszono 123 prace, z których 27 przedstawiono na sesjach plenarnych, a pozostałe na sesjach plakatowych. Obrady konferencji odbywały się w języku angielskim.

W dniu 25 sierpnia odbyło się pod kierunkiem D. K. Smitha i J. Vissera półdnie seminarium (Workshop) połączone z instruktażem posługiwania się oryginalnymi kartami identyfikacyjnymi i najnowszymi komputerowymi programami identyfikacyjnymi. Przywiezione na konferencję najnowsze zbiory rentgenowskich wzorców dyfrakcyjnych zostały po konferencji przekazane Instytutowi Fizyki i Chemii Metali Uniwersytetu Śląskiego w Katowicach.

Na sesji plenarnej w dniu 24 sierpnia przedstawiono referaty, które akcentowały problemy będące przedmiotem dalszych obrad konferencji. Jako pierwszy wygłosił referat W. Truszkowski (Kraków), który omówił zastosowanie metody iteracyjnej do badania tekstur. Następne referaty dotyczyły zastosowania metody Rietvelda do wyznaczania wielkości krystalitów i zniekształceń sieciowych w materiałach polikrystalicznych, badania materiałów amorficznych, charakterystyki przemiany martenzytycznej w metalach i ceramikach oraz struktury i właściwości wielowarstwowych materiałów metalicznych. Na podkreślenie zasługują wygłoszone w tym dniu referaty R. A. Younga (USA) „Zastosowanie metody Rietvelda do wyznaczania wielkości krystalitów i mikronaprężeń” oraz N. Nakanishi (Japonia) „Mechanizm przemiany martenzytycznej w metalach i ceramikach”.

Sesja plenarna w dniu 25 sierpnia poświęcona była omówieniu takich zagadnień jak: zachowanie tekstury deformacji podczas rekryształizacji, zastosowanie funkcji korelacji w analizie struktury polikryształów, wykorzystanie pełnego obrazu dyfrakcyjnego w ilościowej analizie fazowej, wpływ mikroabsorpcji na natężenie linii dyfrakcyjnej oraz badaniom struktury w stopach amorficznych. Na podkreślenie zasługuje wygłoszony w tym dniu referat J. Węska, przedstawiciela firmy Philips, o najnowszych rozwiązaniach konstrukcyjnych produkowanych dyfraktometrów „Wielofunkcyjny system dyfrakcyjny typu MPD 18/80 oraz D. K. Smitha (USA) „Zastosowanie pełnego eksperymentalnego i teoretycznego dyfraktogramu w ilościowej rentgenowskiej analizie”. W przerwie obrad przedstawiciele firmy Philips J. Węsek i J. Westerink oferowali prospekty swojej aparatury i udzielali porad technicznych zainteresowanym uczestnikom.

W dniu 26 sierpnia na sesji plenarnej przedstawiono referaty związane z wykorzystaniem synchrotronowej topografii do badań struktury dyslokacyjnej monokryształów typu $A_{III}B_V$, problemom związanych

z określeniem funkcji RDF, zastosowaniu mikroskopii elektronowej i efektu Mössbauera do badań stopów Cu-Zn-Si, badaniom starzonych stopów Al-Mn i warstw węgla wolframu oraz zagadnieniom związanym z bezwzględnym określeniem stałych sieciowych i wykorzystaniem metod rentgenowskich do badań katalizatorów. Na podkreślenie zasługuje wygłoszony w tym dniu referat J. Nikolina (ZSRR) „Zjawisko politypizmu w metalach” poświęcony szerokiemu omówieniu zagadnień politypizmu w metalach i stopach oraz metod jego badania.

Równoległe z sesją plenarną odbywała się sesja plakatowa. Zestaw tematyczny sesji plakatowej w danym dniu odpowiadał zagadnieniom omawianym na sesji plenarnej. Uczestnicy mogli zapoznawać się z plakatami przez cały dzień.

Prace przedstawione na Konferencji, zarówno na sesjach plenarnych jak i plakatowych, zostały wydane drukiem w języku angielskim jako dwutomowe (567 str.) *Proceedings of XIII-th Conference on Applied Crystallography, Cieszyn 23—27 August 1988 r.* pod redakcją Z. Bojarskiego i T. Bolda. Zainteresowane osoby i instytucje zarówno w kraju jak i zagranicą mają możliwość zakupu materiałów za pośrednictwem Biblioteki Uniwersytetu Śląskiego lub bezpośrednio u Organizatorów. Materiały XIII Konferencji Krystalografii Stosowanej mogą być również wymienione z zainteresowanymi instytucjami za inne podobne wydawnictwa.

XIII Konferencja Krystalografii Stosowanej została oceniona przez jej uczestników jako niezwykle udane przedsięwzięcie zarówno pod względem naukowym jak i organizacyjnym. Życzeniem jej uczestników było, aby kolejna konferencja odbyła się również w Cieszynie w roku 1990.

Eugeniusz Łągiewka

Instytut Fizyki i Chemii Metali
Uniwersytet Śląski
Katowice

RECENZJE

Romuald Józwicki; *Teoria odwzorowania optycznego*, PWN, Warszawa 1988, str. 294, wyd. I, nakład 1300 egz., cena zł 400.—

Recenzowana książka oparta jest na cyklu wykładów prowadzonych przez prof. R. Józwickiego na Wydziale Mechaniki Precyzyjnej Politechniki Warszawskiej dla studentów specjalizujących się w zagadnieniach optycznych. Z tego względu winna być zakwalifikowana jako podręcznik. Nie jest ona jednak klasycznym podręcznikiem. Oryginalny sposób przedstawienia, źródłowa literatura, korzystanie z wielu prac własnych, jak również nie najprostsze przedstawienie, kwalifikują ją raczej jako monografię. W zasadzie jest ona przeznaczona dla studentów PW, może być jednak wykorzystana także przez studentów specjalizujących się w zagadnieniach optycznych na Politechnice Wrocławskiej, jak również przez młodszych pracowników naukowych także innych uczelni i instytutów naukowych, interesujących się zagadnieniami odwzorowań optycznych. Nakład jest dobrany właściwie. Poziom opracowania wysoki. Autor nie ustrzegł się jednak szeregu nieścisłości, niewłaściwych sformułowań, oraz niejasności. Winę za ten stan rzeczy ponosi nie tylko Autor. Większa część zastrzeżeń przedstawionych w uwagach szczegółowych, winna być zasygnalizowana przez Recenzentów manuskryptu (jeśli recenzje były naprawdę rzetelne), a Wydawnictwo miało obowiązek dopilnować, aby wprowadzić odpowiednie poprawki. Jak w wielu monografiach, na końcu opracowania przedstawiono, w sposób encyklopedyczny, podstawowe definicje i własności funkcji wykorzystywanych w książce. Ta część opracowania zasługuje na specjalne wyróżnienie, dzięki swej zwięzłości i precyzji sformułowań. W literaturze krajowej brak podręczników z tych zagadnień, wydanie więc książki o tej tematyce należy uznać za celowe. Sposób przedstawienia różni także to opracowanie od spotykanych w literaturze światowej. Niestety, przy czytaniu odnosi się wrażenie, że pewne jej fragmenty są niedopracowane i wymagają uzupełnień, oraz przeredagowań. Zakres przedstawionego materiału dobrany jest właściwie, można by jednak bardziej wyczerpująco potraktować zagadnienia oceny odwzorowania optycznego, np. kosztem zbyt szczegółowego opisu wprowadzonego przez Autora pojęcia dystorter. Tym bardziej, że przy jego opisie założono niewłaściwie liniowość zniekształceń pola w układach optycznych. Wprowadzone pojęcie jest niejasne. Z definicji podanej na str. 71 nie wynika automatycznie, że dystorter jest dwuwymiarowy (dalej tak rozważany). Dystorter umieszcza się w źrenicy wyjściowej, która, jak twierdzi Autor, jest obrazem (bezaberracyjnym) źrenicy wejściowej. Jak więc dystorter może uwzględniać wszystkie aberracje? Autor twierdzi (str. 251), że zalety jego dystortera są bezsporne, tymczasem pojęciowo i terminologicznie lepiej byłoby używać terminu apodyzer z określeniem jego zakresu przy konkretnych rozważaniach. Jest to termin nie budzący wśród optyków żadnych wątpliwości, po co więc wprowadzać nowe i nieprecyzyjne pojęcie. Uniknęłyby się wtedy szeregu nieścisłości i nieporozumień. Jest to szczególnie ważne w podręczniku. Przy definicji dystortera (str. 71) Autor umieszcza go w dowolnej płaszczyźnie, a dalej (np. str. 194) stosuje alternatywnie pojęcie położenia dystortera i źrenicy wyjściowej. Jest to najsłabsza część podręcznika i dla dobra studentów winna być zmieniona.

W opracowaniu Autor stosuje optykę falową w przybliżeniu geometrycznym (operuje powierzchniami stałej fazy liczonymi geometrycznie). Jest to podejście właściwe (bardziej nowoczesne). Nie można jednak mylić pojęcia optyki falowej z pojęciem optyki geometrycznej. I tak np. Autor po długich (niepotrzebnych) rozważaniach dochodzi do wniosku, że optyka falowa układu bezaberracyjnego i nieograniczonego prowadzi do tych samych wniosków, co optyka geometryczna (str. 70). Oryginalnie wykazano uniwersalność wyrażenia 3.17 na str. 54, pozwalającą na jednolite traktowanie przedmiotów punktowych pod warunkiem ich bliskiego sąsiedztwa z osią optyczną. Nie wystarczy jednak zaznaczyć, że układ jest bezaberracyjny, ale należy nadmienić, że stosuje się **optykę paraksjalną**. Nie są to pojęcia identyczne i nie rozróżnianie ich może prowadzić do nieporozumień. Nie można używać „odwzorowania przez nieograniczony układ bezaberracyjny” (str. 58) poza paraksjalną optyką geometryczną. Z punktu widzenia fizycznego (jak sugeruje Autor — są przeprowadzane rozważania) w układzie nieograniczonym nie ma odwzorowania (ograniczenie jest niezbędnym warunkiem odwzorowania).

Dobrze, prosto a zarazem wyczerpująco opisano wpływ aberracji na obraz punktu. Pouczająco i względnie prosto porównano rozwinięcia aberracji dwóch różnych autorów (Seidel, Zernicke). Przejrzyście i prosto wykazano, że wiązka gaussowska o mniejszym kącie rozbieżności musi mieć większą średnicę przewężenia. Jestem z pełnym uznaniem dla opisu zjawiska Talbota. Na podkreślenie zasługuje także wyprowadzenie zależności w ogólniejszej postaci dla układów niezogniskowanych, co praktycznie najczęściej jest spotykane a rzadko znajduje to odbicie w podręcznikach. Bardzo cenne jest rozłożenie działania układu optycznego na dwie części, z których pierwsza odpowiada wyłącznie za własności ogniskujące, natomiast druga za aberracje i ograniczenia apertury.

Nie można używać terminu „dynamika zmian rozkładu intensywności”, gdyż w przeważającej części przypadków (wyłącznie zresztą w książce rozważanych) są to zmiany przestrzenne rozkładu intensywności (nie czasowe).

Mimo pewnych braków (także z winy Redakcji) należy z uznaniem powitać tę nową pozycję, która po pewnych modyfikacjach (np. w dalszych wydaniach) będzie stanowić cenną pozycję z odwzorowań optycznych, tak potrzebną dla wszystkich interesujących się zagadnieniami optycznymi. Uwagi szczegółowe uzasadniające powyższe sformułowania są przedstawione w dalszej części recenzji.

1. Język (niewłaściwe sformułowania, niepoprawna terminologia)

Na str. 83 użyto sformułowania „funkcja źrenicy” — winno być funkcja źrenicowa. Kilkakrotnie użycia tego sformułowania świadczą o zamierzonym określeniu. Na str. 164 i także 215 użyto sformułowania „przyjęto normę...” — winno być „przyjęto założenie”. Na str. 237, także 238, jest określenie zdwojonej źrenicy, które winno być zmienione. Nie można pisać środek ciężkości rozkładu intensywności (śr. rozkł. int.). Termin „lokalnych spiętrzeniach intensywności” winien być zmieniony (str. 248). Punkty nie mogą być wielkościami (str. 285) — lepiej parametry charakterystyczne.

2. Nieścisłości

Podana definicja układu doskonałego jest nieścisła (str. 15 i 16). Założenie o niezależności promieniowania (str. 16 i dalej) wymaga przynajmniej pewnego komentarza. Na str. 17 jest stwierdzenie, że źródło światła generuje falę (?). Niewłaściwie przedstawiono wektor a na rys. 2.7, 2.10, 2.11, 2.13. Nie zaznaczono na str. 33, że kąty w i u wyrażone są w mierze łukowej, oraz że można przyjąć $\sin u = u$. Także zależność 2.59 zawiera przybliżenie bardzo małych kątów. W rozważaniach na str. 47 tkwi założenie, że powierzchnia sferyczna ma duży promień, co ogólnie jest nie do przyjęcia. Cały wywód jest bardzo uproszczony, jeśli ma to być słuszne w obszarze paraksjalnym to winno to być zaznaczone. Pojęcie „elementarny układ optyczny” winno być bliżej sprecyzowane. Rysunki 3.3 i 3.5 winny być uściślone. Na str. 51 nieścisła jest definicja układu bezaberracyjnego. Na str. 59 brak opisu ograniczeń. Na str. 63 nie dodano — kiedy amplituda nie zależy od kierunku. Należy bliżej określić wektor a na str. 68. Stwierdzenie na str. 70, że odległości punktów sfery odniesienia od płaszczyzny nie przekraczają kilku λ jest ogólnie nie do przyjęcia. Na str. 154 trzeba dodać, że promieniowanie jest monochromatyczne. Na str. 186 należy zaznaczyć, że nie uwzględnia się osłabienia promieniowania. Na str. 187 należy dodać — dla promieniowania monochromatycznego. Powołanie się na zależność 7.89 nie wystarcza do zrozumienia opisywanego kontrastu fazowego. Należy dodać na str. 211, że przyjęto bezaberracyjność kondensora. Brak wyjaśnienia dlaczego przy rozważaniu układu bezaberracyjnego używa się wielkości oznaczającej krzywiznę pola i przeogniskowanie (str. 238). Stwierdzenie dotyczące maksymalnej wartości intensywności jest słuszne nie tylko przy małym kącie aperturowym (str. 246). W rozdziale 9 nie zaznaczono, że rozważa się wyłącznie oświetlenie niekoherentne. Należy dodać we wzorze 12.1, że zależność ta odnosi się do układów bez powierzchni odbijających.

3. Niejasności

Nie można pisać, że środek krzywizny pokrywa się ze sferą (str. 38). Niejasne jest co rozumie Autor przez „bezpośrednio za przedmiotem” dla przedmiotów przestrzennych (str. 45). Co znaczy czoło fali dla dowolnego przedmiotu? (str. 46). Bez dodatkowych ograniczeń wzór 3.63 jest niesłuszny. Stwierdzenie na str. 138, że wiązka poza przysłoną jest pozorna, jest niejasne a nawet mylące. Wyprowadzenie wzoru 6.18 jest niejasne. Jak prostokątne źródło światła może leżeć na sferze (str. 150)? Niejasne jest pojęcie przeogniskowanej sfery dla dowolnego przedmiotu (str. 169). Przedostatnie zdanie na str. 247 winno być przeformułowane.

4. Błędy (Autora, wydawnicze, drukarskie)

Na str. 30 winien być przeciwny znak przy wielkości W . Na str. 41 opuszczono „1”. Rozważania na str. 53 są prowadzone dla optyki paraksjalnej, a nie geometrycznej. Nie można pisać o ognisku astygmatycznym (str. 119), tak jakby było tylko 1 ognisko. Nie „środk”, ale „środek” (str. 159). „Fazowego” a nie „azowego” str. 184. Ma być 7.23, a nie 7.21. Intensywność w obrazie we wzorze 7.96 jest primowana, a we wzorze 7.97 nie. Powołanie się na niewłaściwe zależności na str. 205.

Miron Gaj

Instytut Fizyki PWr.
Wrocław

KRONIKA

PTF

Zarząd Główny PTF powołał jeszcze jedną komisję — Komisję Ekologiczną. Przewodniczącym jej został Jerzy Terlecki (Gdańsk).

Nowi profesorowie

Rada Państwa nadała tytuł naukowy profesora nadzwyczajnego nauk fizycznych Jerzemu Gintrowi (Uniwersytet Warszawski) i Stefanowi Szurmurze (Politechnika Częstochowska).

Wręczenie nominacji odbyło się 10 lutego 1989.

Nagrody PAN

W 1988 r. następujące prace z dziedziny fizyki lub z pogranicza fizyki zostały wyróżnione Nagrodą Sekretarza Naukowego PAN:

Opracowanie oryginalnej metody określenia odległości międzycząsteczkowych na podstawie analizy rozciągniętej struktury izochromat rentgenowskiego widma ciągłego — pracę wykonał zespół z IF PAN: prof. Julian Auleytner (kierownik zespołu) i dr Ewa Sobczak.

Odkrycie zjawiska indukcji faz nematycznych — zespół z WAT: prof. Roman Dąbrowski (kierownik), dr inż. Krzysztof Czupryński i dr inż. Jarosław Szulc.

Zbadanie własności elektrycznych i magnetycznych soli TCNQ z alifatycznymi pochodnymi benzenodwuzyn — zespół z IFM PAN: prof. Andrzej Graja (kierownik) i dr Lucyna Firlej.

Określenie wpływu zawartości tlenu w nadprzewodnikach wysokotemperaturowych (typu 1:2:3) na ich podstawowe właściwości fizyczne — zespół z INTiBS PAN: prof. Jan Klamut (kierownik), mgr Zbigniew Bukowski, dr Jerzy Hanuza, doc. Zygmunt Henkie, doc. Roman Horyń, prof. Bogusława Jeżowska-Trzebiatowska, dr Andrzej Jeżowski, prof. Kazimierz Łukasiewicz, mgr Krzysztof Rogacki, mgr Julia Stepien-Damm, dr Czesław Sułkowski i dr Andrzej Zaleski.

Dynamika sieci i transport jonowy kryształów superjonowych o strukturze fluorytu — zespół z WSI w Radomiu: dr Igor Kosacki (kierownik), inż. Jolanta Domańska, mgr Kazimierz Hibner, mgr inż. Tomasz Stefański i mgr Krzysztof Zaliowski.

Teoria układów dynamicznych i teoria ergodyczna — zespół: doc. Karol Krzyżewski (kierownik), dr Paweł Góra, doc. Michał Misiurewicz, mgr Piotr Mormul, dr Tomasz Nowicki, mgr Waldemar Pałuba, mgr Grzegorz Świątek, mgr Anna Zdunik, dr Krystyna Ziemian i dr Henryk Żoładek (wszyscy dziesięcioro z UW) oraz dr Wojciech Hyb z SGGWAR i dr Janina Kotos z PW.

Badania spektroskopii i struktury niecentrosymetrycznych monokryształów związków lantanowców oraz roztworów stałych — zespół z UWr: dr hab. Janina Legendziewicz (kierownik), doc. Tadeusz Głowiak, mgr Ewa Huskowska i dr Grażyna Oczko.

Zbudowanie aparatury do spektroskopii fotoelektronowej pozwalającej na badanie struktury powierzchni absorpcji cząsteczek, a także struktury głębszych warstw elektronowych — zespół: doc. Wojciech Lenkow (kierownik), dr Zygmunt Bąk, dr Piotr Brągiel, mgr Jarosław Krasowski, mgr Michał Piasecki i prof. Walter Wojciechowski (wszyscy z WSP, Częstochowa).

Wyjaśnienie przyczyn niestabilności oraz mechanizmów przejść fazowych w molekularnych kryształach tlenu oraz kompleksów z przeniesieniem ładunku — zespół z PWr: prof. Tadeusz Luty (kierownik), dr inż. Bogdan Kuchta i dr inż. Andrzej Mierzejewski.

Opracowanie wariacyjnej teorii deformacji ciśnieniowej potencjału wiązania wodorowego i zastosowanie jej do interpretacji diagramów fazowych i efektów izotopowych badanymi metodą jądrowego rezonansu kwadrupolowego — doc. Mariusz Maćkowiak z IFM PAN.

Badania dotyczące nadprzewodnictwa wysokotemperaturowego wyjaśniające liniową zależność przewodnictwa elektrycznego od temperatury T powyżej przejścia w stan nadprzewodzący w związkach typu La-Ba-Cu-O — zespół z UAM: dr Ro-

man Micnas (kierownik) i doc. Stanisław Robaszkiewicz.

Ustalenie fizycznego mechanizmu migracji energii wzbudzenia w molekularnych kryształach z przeniesieniem ładunku i rozwiązanie kinetyki tego procesu — zespół z IF PAN: prof. Jerzy Prochorow (kierownik), dr Bolesław Kozankiewicz, dr Jerzy Krzystek i mgr Olaf Morawski.

Teoria zarodkowania przemian fazowych — zespół z IPPT PAN: prof. Andrzej Ziabicki (kierownik) i dr Leszek Jarecki.

Nagrody Naukowe Wydziału III PAN za rok 1988 otrzymali w zakresie *fizyki*:

dr Tomasz Gregorkiewicz (IF PAN) — za wkład wniesiony w rozwiązanie problemu donorów termicznych w krzemie;

dr hab. Jacek Kossut (IF PAN) — za cykl prac dotyczących roli nieporządku we własnościach półprzewodników półmagnetycznych;

zespół w składzie: dr Maria Ekiel-Jeżewska (Zakład Fizyki Teoretycznej PAN) i dr Marek Dudyński (IPPT PAN) — za prace na temat relatywistycznej teorii kinetycznej;

oraz w zakresie *astronomii*:

dr Janusz Sylwester (CBK PAN) — za pracę habilitacyjną pt. „Świadectwo istnienia zmian obfitości wapnia w płazmie rozbłysków słonecznych”; zespół z CAMK PAN w składzie: dr Mirosław Panek i dr Bronisław Rudak — za dwie prace dotyczące superprzewodzących strun kosmicznych.

Małgorzata Glódz

ogólnymi własnościami strukturalnymi tej teorii. Całość tych wyników została zawarta w jego rozprawie habilitacyjnej „Podstawy aksjomatycznej kwantowej teorii pola”. Następnie w centrum jego zainteresowań znalazła się teoria C^* — algebr, ich reprezentacji i zastosowań w fizyce. Algebry te są bardzo mocnym narzędziem badań w fizyce statystycznej i kwantowej teorii pola. W latach 1972—73 publikuje serię prac o teorii puryfikacji. W 1978 ogłasza wspólnie z W. Puszem pracę, w której dla kwantowych układów dynamicznych wprowadzone zostało pojęcie stanów biernych. Bierność oznacza niezdolność do wykonania pracy w cyklu zamkniętym adiabatycznym. Zgodnie z drugą zasadą termodynamiki własność bierności powinna przysługiwać stanom równowagi termodynamicznej. Pokazano, że dla układów nieskończonych bierność jest równoważna warunkowi Kubo-Martina-Schwingera, używanemu wcześniej do charakteryzacji stanów równowagi. Wyprowadzono także klasyczny wzór Carnota na sprawność odwracalnego silnika cieplnego. Wyniki tej pracy są omawiane w dwóch znanych podręcznikach fizyki matematycznej.

W latach 80-tych prof. Woronowicz opublikował cykl pięciu prac dotyczących struktur grupowych na nieprzemiennej przestrzeniach. W szczególności, przeanalizował strukturę różniczkową zwartej pseudogrupy (grupy kwantowej) będącej deformacją grupy $SU(2)$ oraz podał ogólną teorię takich obiektów.

Jacek Jezierski

Nagroda Problemów

Nagroda Fundacji Jurzykowskiego

Nagrodę Fundacji Jurzykowskiego za r. 1988 otrzymał Stanisław Lech Woronowicz (Uniwersytet Warszawski).

Woronowicz jest autorem ok. 40 prac z fizyki matematycznej. Jego zainteresowania badawcze oraz główne kierunki działalności naukowej koncentrują się wokół zastosowań metod matematycznych w fizyce teoretycznej. Swoje pierwsze prace poświęcił ogólnej teorii względności. Jego rozprawa doktorska „Przestrzenie kauzalne” rozwijała ogólną teorię relacji przyczynowości i pokazała, że relacja ta nadaje czasoprzestrzeni strukturę rozmaitości. Następnie Woronowicz zajął się problemami matematycznymi teorii kwantów, a zwłaszcza aksjomatyczną kwantową teorią pola, przede wszystkim

Jedną z trzech nagród miesięcznika *Problemy* przyznanych w 1988 r. otrzymał Michał Heller za popularyzację wiedzy o Wszechświecie.

Potrzeba popularnego przekazywania swojej wiedzy i przemyśleń szerokiemu gronu nie-fachowców ma, jak sądzę, związek z uniwersalizmem, z jakim Laureat traktuje zadanie poznawania rzeczywistości. W sobie wiadomy sposób potrafi on dzielić czas i siły, działając twórczo równocześnie w kilku pozornie odrębnych dziedzinach.

Prace: magisterską, doktorską i habilitacyjną Michał Heller wykonał z zakresu kosmologii relatywistycznej, chociaż formalne studia przyrodnicze odbywał na Wydziale Filozofii KUL — w Sekcji Filozofii Przyrody — i brakującą wiedzę fizyczną i matematyczną musiał uzupełniać indywidualnie.

Od wielu lat prof. Heller współpracuje z zespołem krakowskich kosmologów używających niekiedy nazwy Krakowskiej Grupy Kosmologicznej. Grupa ta zawdzięcza swoje początki w dużej mierze jego darowi gromadzenia wokół siebie zapaleńców naukowych. Od dłuższego czasu również prof. Marek Demiański z UW inspiruje prace grupy i bierze w nich udział. Główne obecne zainteresowania naukowe Hellera dotyczą metod matematycznych w teorii względności (zwłaszcza kosmologii). Wraz z kilkoma kosmologami grupy krakowskiej nawiązał on ostatnio ścisły kontakt z grupą matematyków skupiającą się wokół prof. Zbigniewa Żekanowskiego z PW. Współpraca owocuje wieloma publikacjami.

Od ośmiu lat prof. Heller jest także pracownikiem Watykańskiego Obserwatorium Astronomicznego.

W czynnie uprawianej fizyce Michał Heller znajduje bogaty ładunek zagadnień filozoficznych. W jednej ze swych książek pisze on: „Ośmielam się twierdzić, że minimalizm filozoficzny nie jest w duchu współczesnej fizyki. Nie w tym sensie, żeby dzisiejszą fizykę trzeba było uzupełniać filozoficznymi spekulacjami, lecz w tym sensie, że sama fizyka ma w sobie posmak filozofii”. „Filozofia w nauce” i „nauka i wiara” są hasłami programowymi działalności ks. prof. Hellera w Papieskiej Akademii Teologicznej w Krakowie, gdzie pełni on funkcję kierownika Katedry Filozofii Przyrody Nieożywionej. Wykłada także filozofię przyrody i nauki oraz logikę w Tarnowskim Seminarium Duchownym.

Ks. Michał Heller jest autorem kilkunastu książek opublikowanych w kraju i za granicą, wśród których znajdują się zarówno monografie naukowe, jak i pozycje popularne.

Małgorzata Głódź

Ossipjan i Sacharow w prezydium AN ZSR R

Juri Ossipjan został wybrany wiceprezesem Akademii Nauk ZSRR. Jest on również prezesem-desygnowanym (na kadencję 1991—93) IUPAP oraz dyrektorem Instytutu Fizyki Ciała Stałego w Czernogólowce.

Na wniosek R. Sagdiejewa, do liczącego 47 osób prezydium AN ZSRR został wybrany Andrej Sacharow.

Phys. Today 42, No 1 (1989)

B. W.

Rotblat prezesem Pugwash

Józef Rotblat, emerytowany profesor fizyki Uniwersytetu Londyńskiego, został wybrany prezesem konferencji Pugwash. Konferencje te zostały zainicjowane w 1957 r. przez Bertranda Russella i Alberta Einsteina i stanowią forum nieformalnych, ale rzeczowych dyskusji między uczonymi. Do grona założycieli tych konferencji należał również Rotblat i był przez wiele lat ich sekretarzem generalnym.

Rotblat rozpoczął swoją karierę fizyka w Polsce, był jednym ze współpracowników Wertensteina w Pracowni Radiologicznej TNW. Do najistotniejszych uzyskanych tam przez niego wyników należy odkrycie niesprężystego rozpraszania neutronów i powstawania radiokobaltu w reakcjach z neutronami. Z Polski wyjechał do Anglii w 1939 r. W czasie wojny brał udział w pracach tzw. Manhattan Project nad realizacją bomby jądrowej. Gdy jednak doszedł do wniosku, że Niemcy nie zdołają wytworzyć takiej bomby, wycofał się z tej działalności. Po wojnie zajmował się głównie zastosowaniami fizyki jądrowej w medycynie i biologii. Wielokrotnie odwiedzał Polskę.

Phys. World, Oct. 1988

B. W.

Zmiany w Dubnej

Od 1 marca 1989 dyrektorem Zjednoczonego Instytutu Badań Jądrowych w Dubnej jest Dezsoe Kiss, dotychczasowy zastępca dyrektora generalnego Centralnego Instytutu Badań Fizycznych w Budapeszcie. Po raz pierwszy w 33-letniej historii ZIBJ jego dyrektor nie jest obywatelem ZSRR.

Kierownikami poszczególnych laboratoriów są teraz: W. Kadyszewski — Lab. Fizyki Teoretycznej, T. Wyłow (Bułgaria) — Lab. Problemów Jądrowych, J. Oganessian — Lab. Reakcji Jądrowych, N. Goworun — Lab. Metod Komputerowych i Automatyzacji, I. Sawin — nowo utworzone Lab. ds. Eksperymentów z fizyki cząstek prowadzonych przy użyciu akceleratorów poza Dubną.

CERN Courier 29, No 1 (1989)

B. W.

Nowe metody numeryczne w fizyce

W Centrum Fizycznym Niemieckiego Towarzystwa Fizycznego w Bad Honnef (RFN) odbyła się w dniach od 3 do 7 października 1988 kolejna Szkoła

Fizyki Niemieckiego Towarzystwa Fizycznego. Miała ona tytuł „Nowe metody numeryczne w fizyce”. Wobec niezmiernie bujnego rozwoju w ostatnim czasie zastosowań metod numerycznych w różnych działach fizyki, tematyka ta jest szczególnie aktualna i spotyka się z bardzo żywym zainteresowaniem w licznych kręgach fizyków.

Wykłady (w sumie ponad 25 godzin) adresowane były do specjalistów w dziedzinie zaawansowanych metod numerycznych, a przynajmniej do osób dobrze zorientowanych w tych zagadnieniach. Było to zresztą konsekwencją ostrej selekcji przy doborze uczestników Szkoły (64 osoby plus 7 wykładowców) ze sporej — ponad 140-osobowej grupy ubiegających się o uczestnictwo, co w wyniku dało bardzo aktywny udział uczestników w zajęciach. Dyrektorami Szkoły tegorocznej byli F. Hossfeld (KFA Jülich) i U. Trottenberg (SUPPRENUM GmbH, Bonn). Sprawy organizacyjne Szkoły, podobnie jak w ubiegłych latach, były w gestii dra J. Debrusa, sekretarza naukowego Centrum Fizycznego.

Szkoły Fizyki Niemieckiego Towarzystwa Fizycznego (DPG — Schule für Physik) organizowane są począwszy od r. 1980. Tegoroczna była dwunastą z kolei tego rodzaju imprezą. Jest to jedna z ważniejszych form działania Niemieckiego Towarzystwa Fizycznego. Szkoły cieszą się stale wzrastającym zainteresowaniem, a liczba chętnych przekracza z reguły możliwości ośrodka. Łącznie uczestniczyło w nich 666 osób, a wykladało 160 osób. Największy udział miały osoby ze środowisk uniwersyteckich (odpowiednio 484 i 91), jednakże zarówno uczestnicy jak i wykładowcy rekrutują się również z wielkich ośrodków badawczych, z przemysłu i spośród nauczycieli.

Od kilku lat stało się już tradycją zapraszanie do udziału w tych Szkołach osób z Polski. W ostatniej uczestniczyli: dr A. Więckowski (IFM PAN, Poznań) i dr H. Wrembel (Katedra Fizyki WSP, Słupsk). Warto może zauważyć, że Polacy są, jak dotychczas, jedynymi systematycznie zapraszonymi zagranicznymi uczestnikami tych Szkół.

Henryk Wrembel

Laser elektronowy w RFN

Ministerstwo Badań i Technologii RFN przyznało Politechnice Darmstadzkiej fundusze w wysokości 5 mln DM na budowę pierwszego w RFN lasera, w którym źródłem promieniowania są swo-

bodne elektrony. Laser ten ma działać przy wykorzystaniu istniejącego już akceleratora liniowego elektronów z magnesami nadprzewodnikowymi (S-DALINAC). Kierownikiem projektu jest A. Richter z Instytutu Fizyki Jądrowej Politechniki Darmstadzkiej.

Phys. Bl. 44, No 11 (1988)

B. W.

Terapia jonowa

W listopadzie 1988 odbyło się w Nicei zebranie robocze projektu Europejskiego Akceleratora Medycznego Lekkich Jonów (European Light Ion Medical Accelerator — EULIMA). Wzięło w nim udział ok. 60 delegatów z Europy, Japonii, Kanady i USA, reprezentujących fizykę, radiobiologię, radioterapię i medycynę.

Użycie wiązki jonów w terapii nowotworów jest o tyle bardziej właściwe od dotychczas stosowanego promieniowania X czy γ , że jony oddają swoją energię kinetyczną głównie przy końcu zasięgu (np. zasięg w ciele ludzkim jonów ^{20}Ne o energii początkowej 400 MeV/nukleon jest 16 cm, jonów ^{12}C o tej samej energii — 26 cm). Jeżeli więc znana jest lokalizacja nowotworu, można tak dobrać rodzaj jonów i ich energię aby została zniszczona chora tkanka przy minimalnym uszkodzeniu zdrowej. Ponadto jony mają większą efektywność biologiczną. Dzięki metodzie tomograficznej dobre zlokalizowanie nowotworu stało się od pewnego czasu możliwe i dało impuls do prób stosowania wiązek jonowych do celów medycznych.

Do niedawna próby terapii jonowej przeprowadzano jedynie w laboratoriach podstawowych badań fizycznych (np. Berkeley, Darmstadt, Fermilab, Dubna, Uppsala, KEK w Japonii). Przed paru laty centrum medyczne Loma Linda w południowej Kalifornii nawiązało współpracę z Fermilab (patrz Kronika 3/87), w wyniku której jest na ukończeniu budowa specjalnego synchrotronu do celów medycznych, przyspieszającego protony do energii dającej się zmieniać w zakresie od 70 do 250 MeV. Przewiduje się, że centrum Loma Linda będzie mogło obsługiwać ok. 1000 pacjentów rocznie.

W Japonii czynny jest od 1983 r. ośrodek terapii protonowej w Tsukuba — wiązkę protonów czerpie się z pobliskiego synchrotronu w KEK po obniżeniu energii z 500 do 250 MeV. W 1988 r. rozpoczęto w japońskim Narodowym Instytucie Nauk Radiologicznych budowę medycznego akce-

leratora ciężkich jonów. Przewidziany koszt urządzenia: 310 milionów dolarów.

W GSI-Darmstadt na ukończeniu jest budowa synchrotronu ciężkich jonów SIS, który będzie przyspieszał jony (od helu do uranu) do energii co najmniej 1 GeV/nukleon. Darmstadt, położony w gęsto zaludnionej części Niemiec, jest idealną lokalizacją dla centrum terapeutycznego. Uniwersytet w Heidelbergu, Niemieckie Centrum Badań Raka w Heidelbergu i GSI przedstawiły rządowi wspólny projekt wykorzystywania SIS również do celów terapeutycznych.

W Instytucie Paula Scherrera w Szwajcarii stosuje się od 1981 r. do celów terapeutycznych wiązkę protonów.

W projekcie EULIMA rozważa się budowę źródła ECR i osiowego systemu wstrzykiwania. Akceleratorem będzie cyklotron. Najodpowiedniejsze wydaje się uzyskanie wiązki jonów ^{16}O przyspieszonych do energii 400 MeV/nukleon. Wiązka taka nie tylko będzie miała właściwe działanie biologiczne, lecz również stwarza możliwość uzyskiwania wiązek wtórnych, które byłyby wykorzystane do lokalizacji nowotworów. Gęstość prądu wiązki terapeutycznej musi być rzędu 10^9 cząstek na sekundę. Wydaje się, że urządzenie będzie stosunkowo proste technicznie i nie przesadnie kosztowne.

EULIMA korzysta we wstępnych pracach projektowych z pomocy finansowej Komisji ds. Europejskiego Rozwoju Nauki i Techniki (Committee for the European Development of Science and Technology — CODEST).

CERN Courier 29, No 1 (1989)

B. W.

Co nowego w *Delcie*

Delta jest czasopismem wydawanym przez PTF, PTM i PTA. Z założenia jest pismem mającym przekazywać pełny i aktualny obraz współczesnej fizyki, matematyki i astronomii. Zasadą jest, że autorzy artykułów do *Delty* piszą na tematy, którymi sami zajmują się naukowo. Głównym celem artykułów jest ukazanie, bez zbędnego formalizmu, idei pomysłów i rozwiązań oraz kierunków, w których prowadzi się aktualnie najwięcej badań naukowych. *Delta* musi być zrozumiała dla licealistów. Jest sprzedawana w kioskach, ale można też ją prenumerować.

Co nowego i interesującego z fizyki ukazało się w ostatnich numerach *Delty*? Czerwcowy numer *Delty* poświęcony jest w całości ekstrapolacjom. Na przykładach teorii wielkiego wybuchu oraz

teorii strun autorzy ukazują, w jaki sposób opierając się na niewielkiej ilości informacji doświadczalnych konstruowane są teorie naukowe rozwoju Wszechświata i oddziaływań cząstek elementarnych. Warto również zwrócić uwagę na artykuł przedstawiający przyczyny, dla których buduje się wielkie akceleratory. W numerze lipcowym zamieszczony jest artykuł omawiający bardzo interesujące zjawisko w optyce nieliniowej, tzw. odwrócenie frontu falowego. Sierpniowy numer *Delty* zawiera kolejny artykuł poświęcony fizyce komputerowej, tym razem omawiający zjawisko bifurkacji. Inny artykuł przedstawia wyniki bardzo ciekawego doświadczenia dyfrakcji neutronów na szczelinach o rozmiarach makroskopowych.

Od maja pojawił się w *Delcie* nowy stały dział: „Korespondencyjny Klub Fizyków”, redagowany przez doc. T. Hofmoka. Ma on na celu zachęcenie czytelników do samodzielnego wykonywania prostych doświadczeń fizycznych w domu lub w szkolnym laboratorium. Każda edycja KKF zawiera propozycje dwóch lub trzech doświadczeń.

Jak zwykle, każdy numer *Delty* zawiera stałe działy z fizyki: Nowinki Fizyczne, zadania z fizyki i ligę zadaniową: Klub 44 oraz Małą Deltę, które mogą stanowić doskonały materiał do pracy z uczniami.

Jan Kalinowski

E. P. Wohlfarth
(1924—1988)

Dnia 19 marca 1988 r. zmarł profesor Erich Peter Wohlfarth, który przez ponad 40 lat aktywnie pracował nad teoretycznymi podstawami fizyki materiałów magnetycznych.

Wohlfarth urodził się 7.12.1924 r. w Gliwicach, a lata szkolne spędził we Wrocławiu. W 1939 r. wraz z rodziną emigruje do Anglii. W 1946 r. kończy Wydział Fizyki Uniwersytetu w Leeds. Tam też pod kierunkiem prof. E. C. Stonera wykonuje pracę doktorską dotyczącą właściwości małych cząstek magnetycznych. Teoria magnesowania jednodomenowych cząstek magnetycznych (tzw. teoria Stonera-Wohlfartha) jest do dnia dzisiejszego wykorzystywana m. in. do analizy własności magnetyków proszkowych używanych do wytwarzania trwałych magnesów. Teoria ta służy również do analizy cienkich warstw magnetycznych, w szczególności warstw służących do zapisu informacji. Od 1949 aż do śmierci Wohlfarth pracował w Imperial College w Londynie (od 1964 r. na stanowisku pro-

fesora). Oprócz teorii małych cząstek magnetycznych zajmował się również teorią magnetyzmu metali (model Stonera-Wohlfartha). Był inicjatorem europejskich konferencji magnetycznych (EMMA) oraz założycielem i wydawcą serii monografii „Selected topics in solid state physics” oraz „Ferromagnetic materials”. Wielokrotnie przebywał w Polsce i utrzymywał przyjacielskie stosunki z wieloma polskimi naukowcami. Był m. in. członkiem Komitetu Międzynarodowego 4 Konferencji „Physics of Magnetic Materials” (Szczyrk-Biła, 1988 r.).

Henryk Szymczak

Irena Maria Postępska
(1909—1988)

Dnia 18 września 1988 zmarła Irena Maria Postępska, doktor nauk matematyczno-fizycznych, długoletnia pracownica jednej z Katedr Fizyki Politechniki Śląskiej. Organizowała wyższe nauczanie w nowopowstałej Politechnice, należała do inicjatorów i członków założycieli Oddziału Gliwickiego PTF i przez wiele lat działała we władzach tego Oddziału.

Urodziła się 10 grudnia 1909 we Lwowie. Po ukończeniu nauki w gimnazjach prywatnych im. Adama Mickiewicza i Sacré Coeur oraz w państwowym im. Królowej Jadwigi złożyła egzamin maturalny w 1928 r.

Studia fizyki na Wydziale Matematyczno-Przyrodniczym Uniwersytetu Jana Kazimierza we Lwo-

wie zakończyła w 1935 r. uzyskaniem dyplomu magistra filozofii. W latach 1935—39 pracowała w lwowskich gimnazjach prywatnych i państwowych, a w latach 1940—41 w szkołach średnich nr 10 i 22. Za czasów okupacji niemieckiej w latach 1941—44 brała udział w zorganizowanym tajnym nauczaniu, a w latach 1944—46 pracowała w Lwowskim Państwowym Instytucie Medycyny, Lwowskim Państwowym Instytucie Pedagogicznym oraz w szkole średniej.

Po przesiedleniu na Śląsk podjęła w 1946 r. pracę w Katedrze Fizyki Politechniki Śląskiej w Gliwicach pełniąc kolejno funkcje asystenta, adiunkta, zastępcy profesora i starszego wykładowcy.

Zainteresowania naukowe Postępskiej skupiały się wokół zagadnień wzbudzenia i propagacji fal akustycznych. Na podstawie pracy z tej właśnie dziedziny uzyskała w 1960 r. w Uniwersytecie Poznańskim stopień doktora nauk matematyczno-fizycznych. W 1962 r. wyjechała do Francji na 9-miesięczny staż, a po powrocie podjęła pracę w Zakładzie Badań Naukowych Górnośląskiego Okręgu Przemysłowego PAN w Zabrze, kierując Pracownią Problematyki Akustycznego Strącania Aerozoli i Gazów Przemysłowych. W latach 1966—68 kontynuowała swoje badania jako *assistant professor* Wydziału Fizyki Wellus College w Pensylwanii. Przez następne dziesięć lat pracowała dorywczo w różnych instytucjach amerykańskich. Była członkiem Amerykańskiego Towarzystwa Fizycznego.

W 1979 r. powróciła do kraju i pozostawała na emeryturze.

Franciszek Kumaszka

Arkadiusz Plekara

(1904—1989)

Dnia 28 kwietnia 1989 zmarł Arkadiusz Henryk Plekara, wybitny fizyk o wielkich osiągnięciach w badaniach dielektryków i zjawisk nieliniowych w optyce, twórca szkół naukowych w tych dziedzinach. Był kolejno profesorem Politechniki Gdańskiej, Uniwersytetu Poznańskiego, Uniwersytetu Warszawskiego, a także Instytutu Fizyki PAN. Był członkiem rzeczywistym PAN. Znany był również jako znakomity dydaktyk i popularyzator fizyki.

Wspomnienie o nim ukaże się w jednym z najbliższych zeszytów *Postępów Fizyki*.

KALENDARZ IMPREZ

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

KONFERENCJE 1990

maj 1990, Piechowice

Int. Meeting on Positron Annihilation. Inst. Fizyki Uniw. Wrocławskiego. Dr M. Dębowska, IF UWr., Cybulskiego 36, 50-415 Wrocław.

3—8 września 1990, Szczyrk-Biła

5th Int. Conf. on Physics of Magnetic Materials. Inst. Fizyki PAN. Dr M. Gutowski, IF PAN, Al. Lotników 32, 02-668 Warszawa.

SZKOŁY 1990

19 lutego — 3 marca 1990, Karpacz

XXVI Zimowa Szkoła Fizyki Teoretycznej: Ordering Phenomena in Condensed Matter Physics. IFT UWr., prof. Zygmunt Galasiewicz, IFT UWr., Cybulskiego 36, 50-205 Wrocław

Z: 31. 12. 1989, P, U: 100, ang.

KONFERENCJE 1991

I półrocze 1991, Poznań

7th Symp. on Organic Crystal Chemistry. Uniw. Adama Mickiewicza. Prof. Z. Kałuski, Wydz. Chemii UAM, Grunwaldzka 6, 60-780 Poznań.

17—19 września 1991, Kraków

Physics for Industry — Industry for Physics. Patronat EPS. Prof. A. Oles, Inst. Fizyki i Tech. Jądrowej AGH, Al. Mickiewicza 30, 30-059 Kraków

Z: marzec 91, U: 300, ang.

NOWE KSIĄŻKI

- J. A. Dobrzyccy, *Atlas nieba gwiaździstego*, wyd. I, PWN, Warszawa 1989, nakład 15 000 egz., 16 str. + 12 map, cena zł 5000.—
- M. Grabowski, R. S. Ingarden, *Mechanika kwantowa. Ujęcie w przestrzeni Hilberta*, wyd. I, PWN, Warszawa 1989, nakład 1500 egz., s. 322, cena zł 700.—
- J. W. Kane, M. M. Sternheim, *Fizyka dla przyrodników*, t. 1—3, wyd. I, PWN, Warszawa 1989, nakład 5000 egz., s. I — 276, II — 348, III — 276, cena zł 1600.—
- A. Kopystyńska, *Wykłady z fizyki atomu*, wyd. I, PWN, Warszawa 1989, nakład 2000 egz., s. 206, cena zł 300.—
- J. M. Massalski, J. Studnicki, *Legalne jednostki miar i stałe fizyczne*, wyd. III zmienione, PWN, Warszawa, 1988, nakład 20 000 egz., s. 270, cena zł 600.—
- D. H. Perkins, *Wstęp do fizyki wysokich energii*, wyd. I, PWN, Warszawa 1989, nakład 2000 egz., s. 404, cena zł 880.—
- R. Resnick, D. Halliday, *Fizyka*, t. 1, wyd. 8, PWN, Warszawa 1989, s. 702, cena zł 2200.—
- D. Halliday, R. Resnick, *Fizyka*, t. 2, wyd. 6, PWN, Warszawa 1989, s. 661, cena zł 2000.—
- I. W. Sawieliew, *Kurs fizyki*, t. 2, *Elektryczność i magnetyzm. Fale. Optyka*, wyd. I, PWN, Warszawa 1989, nakład 5000 egz., s. 592, cena zł 1200.—
- I. W. Sawieliew, *Kurs fizyki*, t. 3, *Optyka kwantowa, fizyka atomowa, fizyka ciała stałego, fizyka jądra atomowego i cząstek elementarnych*, wyd. I, PWN, Warszawa 1989, nakład 5000 egz., s. 362, cena zł 1000.
- W. Scharf, *Akseleratory cząstek naładowanych. Zastosowanie w nauce i technice*, wyd. I, PWN, Warszawa 1989, nakład 1500 egz., s. 510, cena zł 1500.—
- T. Stanisław, *Tematy egzaminów wstępnych z fizyki z rozwiązaniami, (1979—1981)*, PWN, Warszawa 1989.

POSTĘPY FIZYKI (dwumiesięcznik)

Prenumeratorzy indywidualni, instytucje i zakłady pracy zamawiają prenumeratę w Oddziałach RSW „Prasa—Książka—Ruch” właściwych dla miejsca zamieszkania lub siedziby prenumeratora.

Na życzenie prenumeratora dostawa może odbywać się drogą lotniczą: koszty dostawy pokrywa w całości prenumerator.

Terminy przyjmowania prenumeraty:

I półrocze i cały rok następny — do 10 listopada — krajowa

— do 31 października — zagraniczna

na pozostałe okresy prenumeraty — do pierwszego dnia każdego miesiąca poprzedzającego okres prenumeraty roku bieżącego.

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 PBK XIII OM Warszawa, nr 370044-1195-139-11.

Bieżące numery można nabywać lub zamówić we Wzorcowni Ośrodka Rozpowszechniania Wydawnictw Naukowych PAN, Pałac Kultury i Nauki (wysoki parter), 00-901 Warszawa.

PRENUMERATA DLA CZŁONKÓW PTF

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

INFORMATION FOR SUBSCRIBERS

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

Tylko prenumerata zapewnia regularne otrzymywanie czasopisma.

SPIS TREŚCI

J. H. Schwarz — Superstruny (tłum. Leszek M. Sokołowski)	291
RÓŻNE	
M. I. Kaganow — Fizyka ciała stałego: lekcje płynące z poznania (tłum. Stanisław Jakubowicz)	309
ZAGADNIENIA DYDAKTYKI FIZYKI W SZKOŁACH WYŻSZYCH	
W. Gorzkowski — Przed XX Międzynarodową Olimpiadą Fizyczną	339
NOWOŚCI NAUKOWE	
J. Kalinowski — Sektor Higgsa w teorii oddziaływań elektroslabych	351
ZE ZJAZDÓW I KONFERENCJI	361
RECENZJE	369
KRONIKA	373

CONTENTS

J. H. Schwarz — Superstrings	291
MISCELLANEA	
M. I. Kaganow — Solid state physics: lessons from cognition	309
PROBLEMS OF TEACHING PHYSICS IN ACADEMIC SCHOOLS	
W. Gorzkowski — Before the XX International Physics Olympiad	339
SCIENTIFIC NEWS	
J. Kalinowski — The Higgs sector in the electroweak theory	351
MEETINGS AND CONFERENCES	361
REVIEWS	369
CHRONICLE	373