
PTF

**DWUMIESIĘCZNIK
POSWIĘCONY
UPOWSZECHNIANIU
WIEDZY
FIZYCZNEJ**

POSTĘPY FIZYKI

**TOM 32
ZESZYT 2
1981**

ZARZĄD

Prezes

Prof. dr ZDZISŁAW WILHELMI

Wiceprezesa

Prof. dr GRZEGORZ BIAŁKOWSKI

Prof. dr ANDRZEJ HRYNKIEWICZ

Sekretarz Generalny

Doc. dr PIOTR DECOWSKI

Skarbnik

Prof. dr AUGUST CHEŁKOWSKI

Członkowie Zarządu

Prof. dr JERZY CZERWONKO

Prof. dr FRANCISZEK KACZMAREK

Prof. dr JAN STANKOWSKI

Dr hab. JAN TÓKE

Prof. dr JANUSZ ZAKRZEWSKI

oraz redaktorzy naczelni czasopism PTF

Prof. dr ADAM SOBICZEWSKI — *Postępy Fizyki*

Prof. dr WIESŁAW CZYŻ — *Acta Physica Polonica*

Doc. dr MICHAŁ ŚWIĘCKI — *Delta*

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

PRZEWODNICZĄCY ODDZIAŁÓW TOWARZYSTWA

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

Doc. dr MIKOŁAJ ROZWADOWSKI (*Bydgoszcz*)

Doc. dr JACEK DWORAKOWSKI (*Częstochowa*)

Doc. dr BRONISŁAW JACHYM (*Gdańsk*)

Dr ANDRZEJ SYCZ (*Głiwice*)

Dr JÓZEF KUŹMIŃSKI (*Katowice*)

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

Prof. dr JACEK HENNEL (*Kraków*)

Doc. dr MAKSYMILIAN PIŁAT (*Lublin*)

Doc. dr STANISŁAW MICHAŁAK (*Łódź*)

Doc. dr hab. JÓZEF KUSZ (*Opole*)

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

Prof. dr ROMAN WYRZYKOWSKI (*Rzeszów*)

Doc. dr TADEUSZ REWAJ (*Szczecin*)

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

Doc. dr JAN PETYKIEWICZ (*Warszawa*)

Prof. dr hab. KAZIMIERZ WOJCIECHOWSKI (*Wrocław*)

ADRES ZARZĄDU

00-681 WARSZAWA, ul. Hoża 69

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

POSTĘPY FIZYKI

DWUMIESIĘCZNIK POŚWIĘCONY UPOWSZECHNIANIU
WIEDZY FIZYCZNEJ

TOM 32, ZESZYT 2

PAŃSTWOWE WYDAWNICTWO NAUKOWE
1981

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

POSTĘPY FIZYKI

DWUMIESIĘCZNIK POŚWIĘCONY UPOWSZECHNIANIU
WIEDZY FIZYCZNEJ

TOM 32, ZESZYT 2

PAŃSTWOWE WYDAWNICTWO NAUKOWE
1981

RADA REDAKCYJNA

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

KOMITET REDAKCYJNY

Redaktor Naczelny — Adam Sobiczewski

Członkowie Redakcji — Barbara Wojtowicz, Wojciech Rozmus, Marek Szczekowski

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

Korespondenci Oddziałów PTF

mgr *Irena Lasocka* (Białystok)

dr *Wojciech Lenkow* (Częstochowa)

dr *Stanisław Zachara* (Gdańsk)

doc. dr hab. *Józef Szpilecki* (Gliwice)

dr *Janusz Frąckowiak* (Katowice)

dr *Anna Kapuścik* (Kraków)

mgr *Józef Pomorski* (Lublin)

prof. dr hab. *Leszek Wojtczak* (Łódź)

mgr *Wojciech Dindorf* (Opole)

doc. dr hab. *Andrzej Graja* (Poznań)

mgr *Alina Lakner-Malowicz* (Szczecin)

dr *Hanna Męczyńska* (Toruń)

doc. dr hab. *Aniela Wolska* (Warszawa)

dr *Bernard Jancewicz* (Wrocław)

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

Nakład 2436 + 94 egz. Ark. wyd. 8,75. Ark. druk. 6²/₁₆ + 1 wkł. Papier druk. m/gł. kl. IV. 70 × 100, 71 g. Oddano do składania w grudniu 1980. Podpisano do druku w kwietniu 1981. Druk ukończono w kwietniu 1981. Zam. 823/80. Cena zł 15—

Drukarnia Uniwersytetu Jagiellońskiego, Kraków, Manifestu Lipcowego 13

Bogdan Paczyński

Centrum Astronomiczne PAN
im. M. Kopernika
Warszawa

Późne stadia ewolucji gwiazd *

Late Stages of Stellar Evolution

Abstract: Late stages of stellar evolution are discussed as a function of stellar mass. Formation of white dwarfs, neutron stars and black holes is described.

Gwiazdy powstają ze zgęszczeń materii międzygwiazdowej. Po osiągnięciu równowagi hydrostatycznej i ciepłej gwiazda staje się obiektem dość podobnym do Słońca. Świeci dzięki zachodzącym w jej wnętrzu termojądrowym reakcjom syntezy helu z wodoru. Mówimy, że gwiazda znajduje się na ciągu głównym. Najważniejszym parametrem określającym cechy gwiazdy jest jej masa. W szczególności jasność jest proporcjonalna do czwartej potęgi masy. Ponieważ zapas paliwa termojądrowego jest do masy wprost proporcjonalny, zatem czas życia gwiazdy na ciągu głównym jest odwrotnie proporcjonalny do trzeciej potęgi jej masy. Na przykład, gwiazda taka jak Słońce wypali w swym wnętrzu wodór w ciągu około dziesięciu miliardów lat. Tymczasem gwiazda dziesięciokrotnie masywniejsza uczyni to w ciągu dziesięciu milionów lat. Mówimy, że gwiazdy masywniejsze żyją krócej, ich ewolucja przebiega szybciej.

Po wyczerpaniu podstawowego paliwa, jakim jest wodór, możliwe jest uzyskanie dodatkowych, stosunkowo niewielkich ilości energii dzięki syntezie węgla i tlenu z helu. Jeżeli we wnętrzu gwiazdy temperatura wzrośnie dostatecznie, to możliwe są reakcje termojądrowe prowadzące do syntezy neonu, magnezu, siarki, krzemu, i tak dalej aż do żelaza włącznie. Ponieważ energia wiązania na jeden nukleon jest największa właśnie dla żelaza, zatem synteza cięższych pierwiastków poprzez reakcje termojądrowe jest niemożliwa. Jeżeli we wnętrzu gwiazdy zachodzą reakcje produkujące swobodne neutrony, to możliwa jest synteza jąder cięższych od żelaza, poprzez kolejne przyłączanie neutronów i rozpady beta. Są to procesy ważne z punktu widzenia nukleosyntezy, lecz nie mające znaczenia energetycznego.

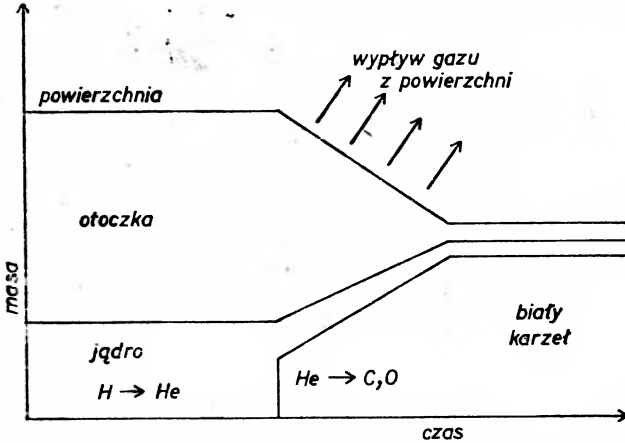
* Referat wygłoszony dn. 28 września 1979 r. na XXVI Zjeździe Fizyków Polskich w Toruniu.

Wcześniej czy później we wnętrzu gwiazdy zostaną wyczerpane wszystkie źródła energii termojądrowej i musi nastąpić swego rodzaju śmierć gwiazdy. Te końcowe fazy życia nazywane są późnymi stadiami ewolucji gwiazd. Przebieg ich jest określony z jednej strony przez zachodzące we wnętrzu gwiazdy reakcje termojądrowe, z drugiej przez wypływ gazu z powierzchni i związane z tym malenie masy gwiazdy. Jest rzeczą paradoksalną, że astrofizycy potrafią ilościowo opisać procesy zachodzące w niewidocznym wnętrzu gwiazdy, natomiast mają ogromne trudności z ilościową oceną utraty masy, procesu, który jest bezpośrednio obserwowany. Dlaczego tak się dzieje?

Teoretyczne badania ewolucji gwiazd polegają na numerycznym całkowaniu równań różniczkowych opisujących ich wewnętrzną budowę. Zadanie to jest dość proste do wykonania, jeżeli dysponujemy wiedzą o mikroskopowych własnościach gorącego i gęstego gazu, a więc jeżeli znamy ciśnienie, tempo reakcji jądrowych i współczynnik przewodnictwa cieplnego (lub współczynnik nieprzezroczystości) jako funkcję gęstości, temperatury i składu chemicznego. Dzięki ogromnym postępom w praktycznym zastosowaniu fizyki do wyznaczania wyżej wymienionych własności materii uważa się, że znajomość procesów zachodzących we wnętrzu gwiazd jest dość dobra. Tymczasem wpływ, czy wyrzut gazu z powierzchni gwiazd jest bardzo trudny do ilościowego ujęcia i to zarówno na drodze obserwacyjnej jak i teoretycznej.

Z obliczeń modelowych wynika, że gwiazda po wyczerpaniu wodoru w okolicy swego centrum, czyli w tzw. jądrze, opuszcza ciąg główny. Jądro kurczy się, zewnętrzne zaś warstwy, czyli tzw. otoczka gwiazdy rozszerza się bardzo znacznie. Ze względu na ogromne rozmiary i stosunkowo niską temperaturę powierzchniową, gwiazda znajdująca się w tym stadium swej ewolucji nazywana jest czerwonym olbrzymem lub nadolbrzymem. Istnieje ogromna ilość obserwacji gwiazd znajdujących się na ciągu głównym i innych gwiazd, które są czerwonymi olbrzymami lub nadolbrzymami. Modele teoretyczne prawidłowo opisują rozmiary i jasności tych gwiazd. Natomiast wykryta na drodze obserwacyjnej utrata masy przez wypływ gazu z powierzchni czerwonych olbrzymów i nadolbrzymów nie jest właściwie wyjaśniona teoretycznie. Oczywiście można się spodziewać, że utrata materii z powierzchni nadolbrzyma powinna być łatwiejsza niż z powierzchni gwiazdy znajdującej się na ciągu głównym. Wynika to po prostu z dużych rozmiarów nadolbrzyma i związanej z tym małej energii grawitacyjnego wiązania materii, znajdującej się na jego powierzchni. Niestety, struktura warstw powierzchniowych, czyli atmosfery czerwonego nadolbrzyma jest niezmiernie skomplikowana. W stosunkowo niskiej temperaturze dwu do trzech tysięcy stopni, która tam panuje, powstaje ogromna ilość różnego rodzaju molekuł. Powstają też drobne cząstki ciała stałego, pyłki przypominające dym z papierosa. Zjawiska zachodzące w chłodnej atmosferze nadolbrzyma są co najmniej tak skomplikowane jak zjawiska zachodzące w atmosferze Ziemi. Prognozowanie pogody na Ziemi jest zadaniem bardzo trudnym i prognozy są z reguły niepewne. Podobnie teoretyczne modelowanie wypływu gazu z atmosfery czerwonego nadolbrzyma jest zadaniem trudnym i wyniki są bardzo niepewne. Obserwacje też nie mogą dostarczyć wiarygodnych danych ilościowych, ponieważ wypływ gazu na ogół nie jest sferycznie symetryczny, i ponadto zmienia się w czasie. Tymczasem z punktu widzenia ewolucji gwiazdy istotne jest tempo utraty masy uśrednione po długim czasie, setek tysięcy lub nawet milionów lat.

Pomimo wymienionych trudności, dość dobrze zrozumiane są przynajmniej różne warianty śmierci gwiazdy, choć na ogół niepewny jest przedział mas, dla których każdy z wariantów jest obowiązujący. Rozpatrzmy je po kolei. Gwiazdy o masach nie przekraczających około 5 mas Słońca wytwarzają jądro zbudowane głównie z węgla i tlenu i utrzymywane w równowadze hydrostatycznej przez ciśnienie zdegenerowanego gazu elektronowego. Utworzeniu tego jądra o bardzo dużej gęstości, sięgającej 10^9 g/cm³, towarzyszy rozszerzanie się otoczki. Gwiazda staje się coraz jaśniejszym czerwonym nadolbrzymem. Gaz coraz szybciej wypływa z jej powierzchni. Po pewnym czasie cała otoczka rozplywa się w przestrzeni otaczającej gwiazdę. Pozostaje zdegenerowane jądro, które stopniowo stygnąc staje się tzw. białym karłem. Otoczka, która rozplynęła się w przestrzeni, miała prawie taki sam skład chemiczny, jaki pierwotnie miała cała gwiazda.

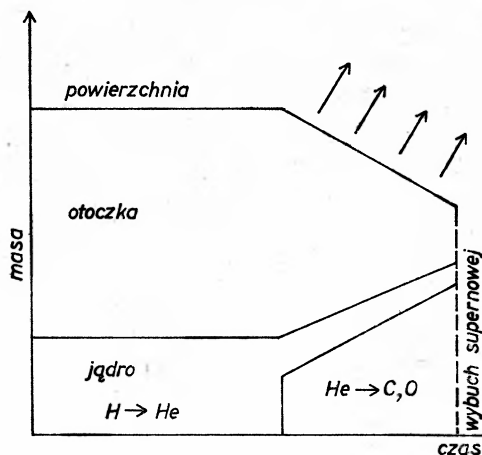


Rys. 1. Schematyczny rysunek przedstawiający ewolucję gwiazdy o początkowej masie mniejszej od około 5 mas Słońca. Po wytworzeniu helowego jądra gwiazda staje się czerwonym olbrzymem i zaczyna tracić materię ze swej powierzchni. Końcowym produktem ewolucji gwiazdy jest biały karzeł, którego równowaga zapewniona jest przez ciśnienie zdegenerowanego gazu elektronowego. Materia, która wypłynęła z gwiazdy, miała taki sam skład chemiczny jak materia, z której gwiazda powstała

Masa zdegenerowanego jądra zwiększa się, dopóki znajduje się wokół niego otoczka. Bogata w wodór materia przepływa stopniowo z otoczki do jądra, spalając się początkowo na hel, a następnie na węgiel i tlen. Wzrostowi masy jądra towarzyszy malenie rozmiarów i wzrost gęstości. Jeżeli otoczka nie rozplynie się zanim masa jądra osiągnie tzw. granicę Chandrasekhara wynoszącą około 1,4 masy Słońca, to gęstość w centrum wzrośnie na tyle, że nastąpi wybuchowe zapalenie węgla. Prawdopodobnie warunek ten jest spełniony przez gwiazdy, których początkowa masa mieści się w granicach od 5 do 8 mas Słońca. Dolne ograniczenie wynika z zapotrzebowania na dostatecznie masywną otoczkę. Górne ograniczenie spowodowane jest tym, że gwiazdy masywniejsze wytwarzają jądra węglowo-tlenowe o wyższej temperaturze, i z tego względu gaz elektronowy nie jest w nich zdegenerowany i zapłon węgla przebiega łagodnie. Tymczasem wybuchowe zapalenie węgla najprawdopodobniej rozrywa doszczętnie całą gwiazdę, wyrzucając zarówno jądro, jak i resztki otoczki do przestrzeni międzygwiazdowej, wzbogacając materię międzygwiazdową w produkty termojądrowego wybuchu, a więc przede wszy-

stkim w pierwiastki grupy żelaza. Prawdopodobnie kataklizm taki obserwowany jest jako jeden z rodzajów wybuchów supernowych.

Gwiazdy o masach początkowych przekraczających 8 lub 10 mas Słońca mogą w swym wnętrzu wytworzyć jądro zbudowane z coraz cięższych pierwiastków, do żelaza włącznie.



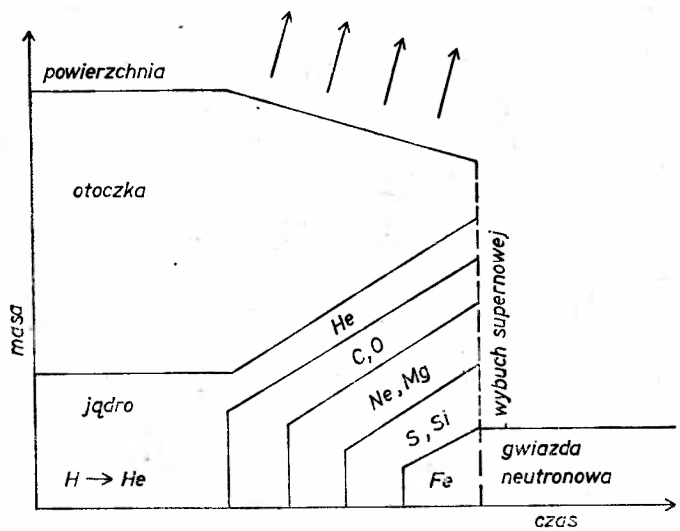
Rys. 2. Ewolucja gwiazdy z początkową masą zawartą w granicach od 5 do 8 mas Słońca. Gaz elektro-
nowy w węglowo-tlenowym jądrze jest zdegenerowany. Gdy masa jądra przekroczy 1,4 masy Słońca,
wówczas następuje wybuchowe zapalenie węgla w centrum jądra. Zapewne cała gwiazda zostaje rozer-
wana przez wybuch supernowej. Materia wyrzucona z gwiazdy jest wzbogacona w produkty reakcji termo-
jądrowych

Gdy masa jądra z żelaza przekroczy odpowiadającą jej granicę Chandrasekhara, wyno-
szącą około 1,2 masy Słońca, wówczas jądro zapada się i gęstość rośnie do około 10^{14} g/cm³.
Większość jąder atomowych rozpada się w tych warunkach, następuje neutronizacja
materii. Powstaje gwiazda neutronowa o promieniu zaledwie 10 km, masie niewiele większej
od masy Słońca. Proces ten związany jest z wydzieleniem ogromnej ilości energii grawi-
tacyjnej, sięgającej kilku procent masy spoczynkowej gwiazdy neutronowej, czyli około
 10^{53} ergów. Większość tej energii zostaje wyemitowana w postaci neutrin i antyneu-
trin. Jeżeli choć 1% zostanie przechwycony przez zewnętrzne warstwy pierwotnego jądra
gwiazdy, to warstwy te wraz z całą otoczką zostaną wyrzucone w przestrzeń z prędkością
kilkuset tysięcy km/s i zasila materię międzygwiazdową w produkty reakcji termojądrowych.
Nastąpi wybuch supernowej. Niestety, brak jest dotąd przekonujących obliczeń mo-
delowych, które wykazywałyby, że zapadaniu wewnętrznego jądra gwiazdy musi to-
warzyszyć wyrzucenie części zewnętrznych. Gdyby nie liczne obserwacje wybuchów
supernowych i obserwacje produktów tych wybuchów, to astrofizycy nie mogliby wy-
kazać teoretycznie, że masywne gwiazdy kończą swe życie takim wybuchem.

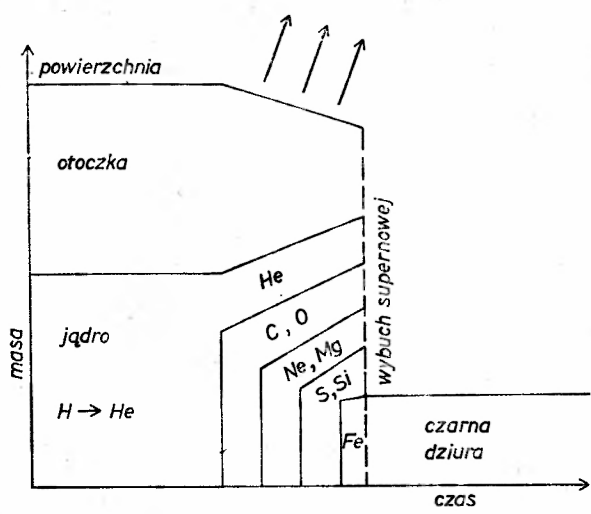
Jeżeli początkowa masa gwiazdy przekracza pewną wartość graniczną, znajdującą
się zapewne pomiędzy 30 a 50 mas Słońca, wówczas żelazne jądro ma natychmiast po
utworzeniu masę przekraczającą granicę Oppenheimera-Volkoffa, a wynoszącą według
obecných obliczeń około 2 mas Słońca. Powyżej tej granicy nie mogą istnieć chłodne
gwiazdy neutronowe. Zatem w tym wypadku żelazne jądro gwiazdy zapadnie się do

„końca”, powstanie czarna dziura. Zapewne otoczka gwiazdy zostanie wyrzucona w przestrzeń dzięki ogromnej ilości energii, która wydzieli się przy powstawaniu czarnej dziury.

Produkty śmierci gwiazd są obserwowane. Znane są tysiące białych karłów, setki gwiazd neutronowych, zaś kilka źródeł promieniowania X związanych jest zapewne z czarnymi dziurami. Ogólna ilość takich obiektów w naszej Galaktyce sięga zapewne



Rys. 3. Schematycznie przedstawienie ewolucji gwiazdy o początkowej masie zawartej w granicach od około 8 do około 40 mas Słońca. W wyniku reakcji termojądrowych w centrum gwiazdy następuje synteza coraz cięższych pierwiastków. Gdy masa żelaznego jądra przekroczy 1,2 masy Słońca, wówczas jądro zapada się i powstaje z niego gwiazda neutronowa. Zewnętrzne warstwy zostają wyrzucone przez wybuch supernowej i wzbogacają materię międzygwiazdową w produkty reakcji termojądrowych



Rys. 4. Schematycznie przedstawiona ewolucja gwiazdy o masie początkowej przekraczającej około 40 mas Słońca. Żelazne jądro ma natychmiast po utworzeniu masę przekraczającą 2 masy Słońca i zapada się tworząc czarną dziurę. Zapewne zewnętrzne warstwy gwiazdy zostają wyrzucone przez wybuch supernowej

miliardów. Obserwowane są też otoczki wyrzucane przez ginące gwiazdy. Niekiedy wyrzucona otoczka widoczna jest jako tzw. mgławica planetarna, rozszerzająca się z prędkością kilkudziesięciu km/s. W centrum mgławicy znajduje się bardzo mała i gorąca gwiazda, pozostałość po jądrze gwiazdy. Po wystygnięciu, jądro mgławicy planetarnej staje się białym karłem. Obserwowane są też tzw. pozostałości po wybuchach supernowych, rozszerzające się z prędkością tysięcy lub setek km/s. Niekiedy w ich centrum obserwowane są pulsary, czyli szybko wirujące gwiazdy neutronowe. W niektórych wypadkach nie udało się wykryć żadnego zwartejgo obiektu. Być może dlatego, że cała gwiazda została rozerwana przez wybuch. Jest jeszcze jedna forma pozostałości po wybuchach dawnych supernowych. Są to wszystkie pierwiastki cięższe od helu. Zostały one dostarczone do materii międzygwiazdowej przez wybuchy supernowych, stając się budulcem dla kolejnych pokoleń gwiazd, planet, a następnie roślin, zwierząt i wreszcie ludzi.

Fachowe artykuły przeglądowe dotyczące ewolucji gwiazd i pokrewnych dziedzin można znaleźć m. in. w materiałach sympozjów Międzynarodowej Unii Astronomicznej, wydawanych przez D. Reidel Publishing Co. (pozycje [1 — 3]) oraz w *Annual Reviews of Astronomy and Astrophysics* wydawanych przez Annual Reviews Inc., Palo Alto, California, USA (pozycje [4 — 10]).

Literatura

- [1] Y. Terzian, IAU Symposium No 76, *Planetary Nebulae* 1978.
- [2] P. Eggleton, IAU Symposium No 73, *Structure and Evolution of Close Binary Systems* 1976.
- [3] R. J. Taylor, IAU Symposium No 66: *Late Stages of Stellar Evolution* 1974.
- [4] I. Iben, Jr., *Annu. Rev. Astron. Astrophys.* **12**, 215 (1974).
- [5] J. S. Miller, *Annu. Rev. Astron. Astrophys.* **12**, 331 (1974).
- [6] J. Audouze, B. M. Tinsley, *Annu. Rev. Astron. Astrophys.* **14**, 43 (1976).
- [7] H.-Ch. Thomas, *Annu. Rev. Astron. Astrophys.* **15**, 127 (1977).
- [8] J. N. Bahcall, *Annu. Rev. Astron. Astrophys.* **16**, 241 (1978).
- [9] G. Baym, Ch. Pethick, *Annu. Rev. Astron. Astrophys.* **17**, 415 (1979).
- [10] J. Liebert, *Annu. Rev. Astron. Astrophys.* **18**, 363 (1980).

Tomasz Dietl

Instytut Fizyki PAN
Warszawa

Wybrane zagadnienia z fizyki fazy amorficznej*

Selected Problems of the Physics of the Amorphous Phase

Abstract: The article reviews some of the concepts introduced in connection with the investigations of amorphous materials. The ideas of localization, mobility edge, minimum metallic conductivity, negative correlation energy centers, and tunneling states are briefly discussed.

Wstęp

Jedną z aktywniej rozwijających się gałęzi fizyki ciała stałego są badania nad materiałami amorficznymi. Cechą szczególną materiałów amorficznych (bezipostaciowych) jest brak charakterystycznej dla kryształów powtarzalności we wszystkich kierunkach określonego elementu budowy. W ciałach tych nie występuje więc daleki porządek i w związku z tym nazywa się je również materiałami nieuporządkowanymi. Jednocześnie w substancjach amorficznych może istnieć bliski porządek przejawiający się w identycznej liczbie najbliższych sąsiadów każdego atomu lub grupy atomów.

U źródeł zainteresowania materiałami amorficznymi leży przede wszystkim, podobnie jak w przypadku kryształów, ich znaczenie w technice. Poza tradycyjnymi już zastosowaniami (szkło, amorficzny selen w kserografii, ...) duże nadzieje wiąże się z możliwością wykorzystania szkieł chalkogenkowych (np. $As_2 Se_3$) w urządzeniach przełączających i pamięciach oraz cienkich warstwach wodorowanego amorficznego krzemu ($a-Si:H$) w tanich fotoogniwach.

Z poznawczego punktu widzenia naturalna wydaje się być ewolucja badań od materiałów krystalicznych do materiałów charakteryzujących się w najlepszym razie bliskim porządkiem. Wyraża się też często pogląd, że wysiłek badawczy poświęcony materiałom amorficznym pozwoli na pełniejsze zrozumienie zagadnień dotyczących defektów, do-

* Tekst oparty na referacie wygłoszonym na Ogólnopolskim Seminarium Związków Półprzewodnikowych w Jaszowcu, 1979 r. (przyp. Red.)

mieszek, kontaktów, powierzchni, ..., a więc klasycznych dziedzin fizyki kryształów. Można w tym miejscu dodać, że badania nad materiałami amorficznymi zostały uhonorowane przyznaniem nagrody Nobla P. W. Andersonowi i N. F. Mottowi w 1977 r.

W artykule omówię kilka pojęć powszechnie używanych przy opisie materiałów amorficznych. Pozwoli to, jak wierzę, na zorientowanie czytelnika w stylu pracy i w wybranych problemach fizyki materiałów amorficznych. Drugim celem artykułu jest wykazanie, że omawiane pojęcia ze względu na swoją ogólność mogą być stosowane lub są stosowane od dłuższego czasu przy analizie sytuacji daleko wykraczających poza materiały amorficzne *sensu stricto*. Temu celowi służy dobór danych doświadczalnych oraz duża część dyskusji. Przyjętym tu punktem wyjścia do dyskusji jest doświadczalna obserwacja, że istnieje szereg materiałów, przy opisie których, ze względu np. na losowy charakter rozkładu odległości międzyatomowych, musimy zrezygnować z podstawowego postulatu teorii pasmowej a mianowicie z symetrii translacyjnej. Należy dodać, że odpowiedź na ważne pytanie, jak otrzymać materiały amorficzne, jaki jest ich podział i ich realna struktura wykracza poza ramy tego artykułu.

Artykuł zacznę od zagadnienia przestrzennej lokalizacji funkcji falowej elektronu w obecności nieperiodycznego potencjału. Zdefiniuję następnie pojęcie krawędzi ruchliwości i pseudoprzerwy energetycznej oraz wprowadzę pojęcie minimalnego przewodnictwa metalicznego.

W rozdziale drugim przejdę do omówienia defektów struktury półprzewodników amorficznych przeciwstawiając własności zerwanych wiązań w a-Si i a-Se (w amorficznym krzemie i amorficznym selenie). Diametralnie różne własności elektronów zlokalizowanych na tych defektach w a-Si i a-Se wynikają z różnic efektywnej energii korelacji. Zagadnieniu energii korelacji poświęcona więc będzie duża część tego rozdziału.

W trzeciej części artykułu opiszę tzw. stany tunelujące, które wprowadza się, by wytłumaczyć anomalne własności termiczne materiałów amorficznych w niskich temperaturach.

1. Lokalizacja, krawędź ruchliwości, minimalne przewodnictwo metaliczne

Podstawowym kryterium charakteryzującym stany elektronowe jest ich przestrzenna lokalizacja.

W kryształach naturalny i z reguły możliwy jest podział stanów elektronowych na continuum stanów zdelokalizowanych (pasmo) oraz na dyskretne, pochodzące od odpowiednio silnych zaburzeń potencjału periodycznego, stany zlokalizowane.

Powstaje pytanie, jaki jest charakter stanów elektronowych w materiałach amorficznych. Nieporządek przez analogię do defektów struktury periodycznej, sugeruje lokalizację. Z drugiej strony bliskość atomów tworzących sieć, a więc a priori duże prawdopodobieństwo tunelowania, zdaje się świadczyć na korzyść delokalizacji.

Problem ten rozważył P. W. Anderson w klasycznej już dzisiaj pracy *O nieobecności dyfuzji w pewnych sieciach losowych* [1]. Punktem wyjścia Andersona jest możliwie prosta wersja metody ciasnego wiązania. Pasma buduje się mianowicie z orbitali atomowych typu *s*, przy czym zakłada się, że każdy atom obsadzony jest przez jeden elektron. Pomija

się jednak oddziaływanie elektron-elektron. Po umieszczeniu atomów w sieci elementy macierzowe hamiltonianu zostają przyjęte w postaci:

$$\langle \varphi_i | H | \varphi_j \rangle = \varepsilon_i \delta_{ij} + V_{ij}, \quad (1)$$

gdzie

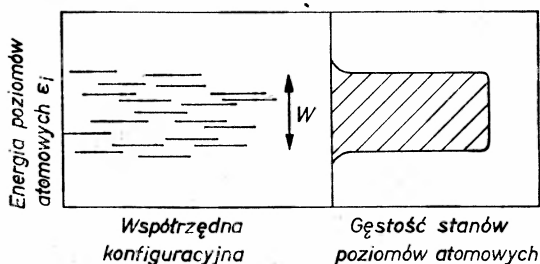
$$\varphi_i = \varphi_i(\mathbf{r} - \mathbf{r}_i) \quad (2)$$

jest rozważanym orbitalem atomowym scentrowanym na i -tym węźle, oraz

$$V_{ij} = \begin{cases} V & \text{dla najbliższych sąsiadów} \\ 0 & \text{dla pozostałych sąsiadów,} \end{cases} \quad (3)$$

jest energią nakładania.

Nieporządek zostaje wprowadzony przez założenie jednorodnego ale losowego rozkładu wielkości ε_i w obszarze energii o szerokości W , jak schematycznie przedstawiono na rys. 1 (w realnym przypadku energie nakładania V_{ij} są również zmiennymi losowymi).



Rys. 1. Losowy i jednorodny rozkład poziomów atomowych ε_i w obszarze o szerokości energetycznej W . W przypadku sieci kubicznej i $W \ll ZV$ (V energia nakładania, Z liczba koordynacyjna) otrzymujemy pasmo stanów zdelokalizowanych o szerokości $2ZV$. W przypadku $W \gg ZV$ otrzymujemy pasmo stanów zlokalizowanych o szerokości W .

W zależności od stosunku W/V obliczenia struktury energetycznej można prowadzić wg dwóch schematów. W przypadku $W/V \ll 1$, a więc małego nieporządku, zaczynamy od rozważenia idealnego kryształu: $\varepsilon_i = \varepsilon_j = \dots = \varepsilon$ ($W = 0$). Zgodnie z dobrze znaną procedurą, ze względu na degenerację, funkcji falowej poszukujemy jako kombinacji liniowej orbitali wszystkich atomów:

$$\psi(\mathbf{r}) = \sum_i c_i \varphi_i(\mathbf{r} - \mathbf{r}_i). \quad (4)$$

Po nałożeniu warunków periodyczności i w reprezentacji pseudopędu k funkcja (4) przyjmuje postać Blocha:

$$\psi_{\mathbf{k}}(\mathbf{r}) = e^{i\mathbf{k}\mathbf{r}} u_{\mathbf{k}}(\mathbf{r}), \quad (5)$$

gdzie

$$u_{\mathbf{k}}(\mathbf{r}) = \sum_i e^{i\mathbf{k}(\mathbf{r}_i - \mathbf{r})} \varphi_i(\mathbf{r} - \mathbf{r}_i), \quad (6)$$

przy czym dla sieci kubicznej o stałej sieci a energia wynosi:

$$E_{\mathbf{k}} = VZ(\cos k_x a + \cos k_y a + \cos k_z a), \quad (7)$$

gdzie Z jest liczbą koordynacyjną.

Otrzymane pasmo ma więc, jak widać, szerokość energetyczną $2VZ$ określoną przez całkę nakładania V .

Zgodnie z założeniem, że na każdy atom wypada jeden elektron (ale dwa stany ze względu na degenerację spinową) pasmo jest wypełnione do połowy.

Nieporządek możemy uwzględnić prowadząc rachunek zaburzeń:

$$\psi_{\alpha}(\mathbf{r}) = \varphi_{\mathbf{k}}(\mathbf{r}) + \sum_{\mathbf{k}' \neq \mathbf{k}} \left[\frac{W_{\mathbf{k}\mathbf{k}'}}{E_{\mathbf{k}} - E_{\mathbf{k}'}} + \frac{W_{\mathbf{k}\mathbf{k}'} W_{\mathbf{k}''\mathbf{k}'}}{(E_{\mathbf{k}} - E_{\mathbf{k}'}) (E_{\mathbf{k}} - E_{\mathbf{k}''})} + \dots \right] \psi_{\mathbf{k}'}(\mathbf{r}), \quad (8)$$

gdzie zaburzenie opisywane elementami macierzowymi $W_{\mathbf{k}\mathbf{k}'}$ ma swoje źródło w rozważanym nieporządku.

Odstępstwa od periodyczności prowadzą więc, jak wiadomo, do mieszania się funkcji Blocha z obszaru energii rzędu odwrotności czasu życia elektronu w stanie \mathbf{k} :

$$\Gamma_{\mathbf{k}} = \frac{\hbar}{\tau_{\mathbf{k}}} = \sum_{\mathbf{k}'} |W_{\mathbf{k}\mathbf{k}'}|^2 \delta(E_{\mathbf{k}} - E_{\mathbf{k}'}). \quad (9)$$

Funkcje falowe zachowują jednak swój zdelokalizowany charakter, chociaż prawdopodobieństwo znalezienia elektronu w poszczególnych komórkach elementarnych mogą być różne.

Przejdźmy teraz do przypadku dużego nieporządku, $W \gg ZV$. Tym razem właściwym punktem wyjścia jest wersja metody ciasnego wiązania stosowana przy np. określaniu funkcji falowych domieszek. Funkcję falową próbujemy mianowicie budować z orbitali atomowych tylko blisko leżących sąsiadów. W języku standardowego rachunku zaburzeń:

$$\psi_i(\mathbf{r}) = \varphi_i(\mathbf{r} - \mathbf{r}_i) + \sum_{j \neq i} \left[\frac{V_{ij}}{\varepsilon_i - \varepsilon_j} + \sum_{l \neq i} \frac{V_{jl} V_{li}}{(\varepsilon_i - \varepsilon_j)(\varepsilon_i - \varepsilon_l)} + \dots \right] \varphi_j(\mathbf{r} - \mathbf{r}_j), \quad (10)$$

co przy założeniu (3) prowadzi do:

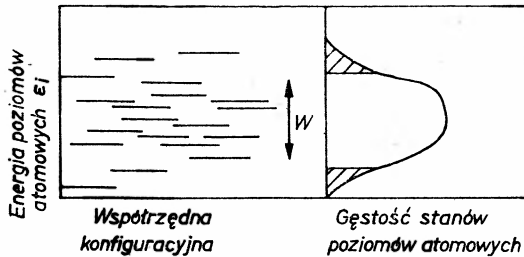
$$\psi_i(\mathbf{r}) = \varphi_i(\mathbf{r} - \mathbf{r}_i) + \sum_m \frac{V}{\varepsilon_i - \varepsilon_m} \varphi_m(\mathbf{r} - \mathbf{r}_m) + \sum_{m,n} \frac{V^2}{(\varepsilon_i - \varepsilon_m)(\varepsilon_i - \varepsilon_n)} \varphi_n(\mathbf{r} - \mathbf{r}_n) + \dots, \quad (11)$$

gdzie sumowanie po m, n, \dots przebiega odpowiednio po najbliższych sąsiadach, po drugich sąsiadach, itd. O ile tylko $W \sim |\varepsilon_i - \varepsilon_j| \gg V$ można oczekiwać, że wkład do powyższej sumy pochodzić będzie od bliskich sąsiadów i funkcja falowa będzie zlokalizowana ($\varphi_i(\mathbf{r}) \rightarrow 0$ wykładniczo dla $|\mathbf{r} - \mathbf{r}_i| \rightarrow \infty$).

Tak więc duży nieporządek $W \gg V$ prowadzić może do nowej sytuacji, nieznannej z klasycznej fizyki kryształów, a mianowicie do continuum stanów w skali energii, a więc pasma (tym razem o szerokości W określonej przez nieporządek) przy równoczesnej przestrzennej lokalizacji funkcji falowych. Przy zaniedbaniu kulombowskiego odpychania elektronów znajdujących się w tym samym atomie (efektów korelacyjnych) każdy stan obsadzony jest przez dwa elektrony o przeciwnych spinach, a więc pasmo jest wypełnione do połowy. (W przypadku stanów zlokalizowanych efekty korelacyjne odgrywają jednak często dużą rolę i będzie o nich szerzej mowa w następnym rozdziale).

Oczywiście powyższych bardzo jakościowych rozważań nie należy traktować jako dowodu występowania lokalizacji oraz nie odpowiadają one na zasadnicze pytanie, przy jakim stosunku W/V następuje lokalizacja. Anderson posługując się znormalizowanym rachunkiem zaburzeń sugeruje wielkość krytyczną $W/V = 2Z \ln Z$. Późniejsze prace analityczne i symulacje numeryczne potwierdzają występowanie lokalizacji oraz wskazują na silną zależność wielkości krytycznej od typu sieci. (W szczególności, w przypadku jednowymiarowym lokalizacja występuje dla dowolnie małej wartości W).

Dotychczas rozważaliśmy przypadek jednorodnego rozkładu stanów w obszarze o szerokości W . Oczywiście, w realnym przypadku należy oczekiwać pewnej zależności gęstości stanów od energii (rys. 2).



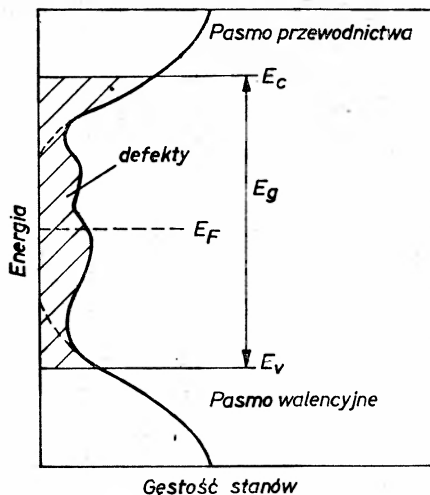
Rys. 2. Losowy i niejednorodny rozkład poziomów atomowych ϵ_i . W przypadku $W \sim ZV$ stany pochodzące z obszaru dużych gęstości stanów poziomów atomowych są zdelocalizowane, z małych gęstości — zlokalizowane (obszar zacieniowany)

W takim przypadku można wyobrazić sobie sytuację, w której w pewnym obszarze energii stany są zlokalizowane, w innym zdelocalizowane. Lokalizacja jest łatwiejsza w obszarze małych gęstości stanów, gdzie statystycznie mniej jest poziomów o bliskich energiach (a więc duże mianowniki energetyczne w wyrażeniu (11)). Należy też zwrócić uwagę, że dla danej energii nie mogą istnieć równocześnie stany zlokalizowane i zdelocalizowane, gdyż dowolnie małe zaburzenie prowadzi do mieszania się tych stanów, a co za tym idzie do delocalizacji funkcji falowej.

Powyższe rozważania prowadzą do następującego fenomenologicznego modelu półprzewodników amorficznych (tzw. model Motta-Cohena-Fritzschego-Ovshinsky'ego [2, 3]).

Podobnie jak w przypadku kryształów wprowadzamy gęstości stanów związane z pasmem walencyjnym i przewodnictwa (odpowiednie orbitale wiążące i antywiązące sp_3 w przypadku a-Si i a-Ge), przy czym ze względu na nieporządek w miejsce ostrych krawędzi pasm pojawiają się tzw. ogony gęstości stanów (rys. 3). W obszarze małych gęstości stany są zlokalizowane. Granicę między stanami zlokalizowanymi i zdelocalizowanymi nazywamy krawędzią ruchliwości, gdyż, o czym będzie mowa niżej, jest to równocześnie granica między obszarem o małej i dużej ruchliwości nośników. Obszar między krawędzią ruchliwości w paśmie walencyjnym i przewodnictwa nosi nazwę pseudoprzerwy energetycznej, $E_g = E_c - E_v$. Przerwę tę obserwuje się w absorpcji światła, gdyż absorpcja zmniejsza się, gdy stan początkowy lub końcowy jest zlokalizowany. Na drodze doświadczalnej stwierdzono, że w okolicy środka pseudoprzerwy energetycznej gęstość stanów ogonów pasmowych jest mała, a o całkowitej gęstości stanów decydują defekty,

np. zerwane wiązania. Ze względu na nieporządek defekty tego samego typu nie prowadzą, jak to ma miejsce w materiałach krystalicznych, do ostrych poziomów, a do szerokiego pasma w pseudoprzerwie.



Rys. 3. Model Motta-Cohena-Fritzschego-Ovishinsky'ego półprzewodników amorficznych. Obszar zacięniowany — stany zlokalizowane

Podział stanów na zlokalizowane i zdelokalizowane jest równocześnie podziałem na obszary o zasadniczo różnym sposobie przewodnictwa elektrycznego.

W obszarze stanów zlokalizowanych transport jest jedynie możliwy w wyniku tunelowania elektronu między sąsiednimi stanami (hopping), przy czym różnica energii poziomów biorących udział w tunelowaniu kompensowana jest przez absorpcję lub emisję fononu lub może pochodzić z oddziaływania z innymi elektronami. Ruchliwość dla hoppingowego mechanizmu transportu jest rosnącą funkcją gęstości stanów oraz temperatury i osiąga wielkość $10^{-3} \div 10^{-2} \text{ cm}^2/\text{Vs}$ w pobliżu krawędzi ruchliwości i w temperaturze pokojowej.

Jeśli chodzi o stany rozciągnięte, to konsekwencją delokalizacji funkcji falowej jest możliwość wprowadzenia pędu do opisu stanów elektronowych. Innymi słowami, dla stanów zdelokalizowanych żądamy, za Joffem i Regelem [4], by droga swobodna Λ była dłuższa od długości fali de Broglie'a elektronu, $\lambda_B = 1/k$:

$$\Lambda k \gtrsim 1. \quad (12)$$

Powyższa nierówność stanowi podstawę do najprostszego oszacowania rzędu wielkości ruchliwości dla stanów zdelokalizowanych, μ_{ext} . Korzystając ze związku między ruchliwością a drogą swobodną otrzymujemy:

$$\mu_{\text{ext}} = \frac{e\Lambda}{\hbar k} \simeq \frac{e\Lambda^2}{\hbar} \gtrsim 2 \text{ cm}^2/\text{Vs}, \quad (13)$$

gdzie przyjęto, w celu oszacowania minimalnej wielkości ruchliwości, że droga swobodna jest rzędu odległości między atomami (centrami lokalizującymi) $\Lambda \simeq a \simeq 4 \text{ \AA}$. (W przy-

padku transportu w paśmie domieszkowym w materiale krystalicznym a jest rzędu odległości między domieszkami).

Na granicy stanów zlokalizowanych i zdelokalizowanych spodziewamy się więc skoku ruchliwości o dwa-, trzy rzędy wielkości.

W wielu sytuacjach można zaniedbać przewodnictwo elektryczne po stanach zlokalizowanych, a więc przyjąć $\mu(E) = 0$ dla $E_v < E < E_c$. Wówczas ogólne wyrażenie na przewodnictwo elektryczne

$$\sigma = e \int_{-\infty}^{\infty} n(E) \mu(E) \left(-\frac{\partial f_0}{\partial E} \right) dE, \quad (14)$$

przyjmuje postać

$$\sigma = e \int_{E_c}^{\infty} n(E) \mu(E) \left(-\frac{\partial f_0}{\partial E} \right) dE, \quad (15)$$

gdzie założono, że poziom Fermiego leży bliżej pasma przewodnictwa niż pasma walencyjnego i w związku z tym wkład dziur do przewodnictwa może być zaniedbany.

Dla stanów zdelokalizowanych w przybliżeniu quasi-swobodnych elektronów $n(E) = \frac{1}{3\pi^2} k^3$, przy czym w okolicy krawędzi ruchliwości $k \simeq \frac{1}{\Lambda} \simeq \frac{1}{a}$. Otrzymujemy więc ostatecznie:

$$\sigma \simeq \sigma_{\min} \exp\left(-\frac{E_a}{k_B T}\right) \quad \text{dla } E_a = E_c - E_F \gg k_B T, \quad (16)$$

$$\sigma \simeq \sigma_{\min} \quad \text{dla } E_F \gtrsim E_c, \quad (17)$$

gdzie

$$\left[\sigma_{\min} \simeq \frac{e^2}{3\pi^2 \hbar a} \simeq 200 (\Omega \text{cm})^{-1} \quad \text{dla } a = 4 \text{ \AA}. \right] \quad (18)$$

Wartość współczynnika liczbowego w powyższym wyrażeniu (tutaj $\frac{1}{3\pi^2}$) nie jest pewna, wydaje się jednak [5], że powinna ona leżeć w obszarze 0,1—0,025.

Należy tu zwrócić uwagę na: — po pierwsze aktywowany charakter przewodnictwa elektrycznego (wyrażenie (16)) związany tu z krawędzią ruchliwości a nie z krawędzią gęstości stanów, jak to ma miejsce w materiałach krystalicznych; — po drugie parametr σ_{\min} , tzw. minimalne przewodnictwo metaliczne [2, 6], jest w pierwszym przybliżeniu stałą uniwersalną dla szerokiej klasy materiałów, a informacja o badanej próbce jest zawarta jedynie w energii aktywacji poprzez zależność położenia krawędzi ruchliwości i poziomu Fermiego od realnej struktury materiału.

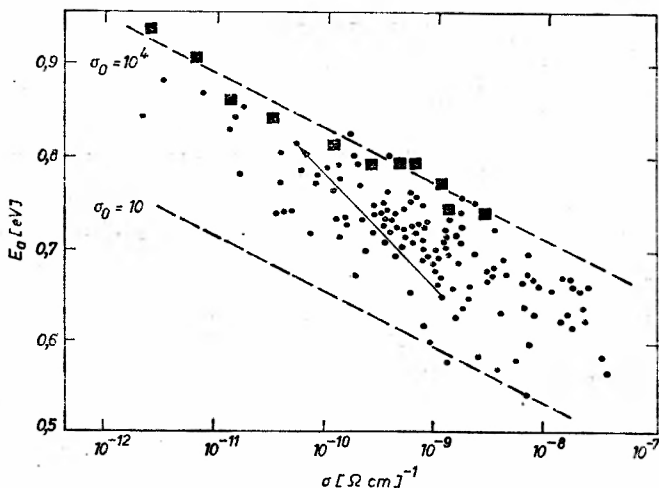
Ponieważ wielkość σ_{\min} i E_a wyznaczamy na drodze pomiaru przewodnictwa elektrycznego w funkcji temperatury, wyrażenie (16) wymaga pewnej modyfikacji w przypadku

zależności energii aktywacji od temperatury. Przyjmując $E_a(T) = E_a(0) - \gamma T$ otrzymujemy

$$\sigma(T) = \sigma_0 \exp \left[- \frac{E_a(0)}{k_B T} \right], \quad (19)$$

gdzie $\sigma_0 = \sigma_{\min} \exp(\gamma/k_B)$.

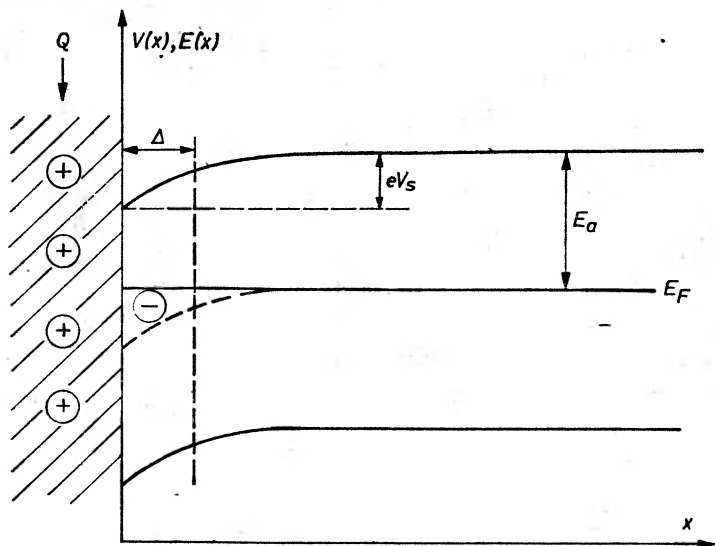
Ilustrację powyższych rozważań danymi doświadczalnymi zacznijmy od wodorowanego a-Si. Materiał ten uzyskuje się poprzez dysocjację SiH_4 w warunkach wyładowania jarzeniowego w postaci cienkich warstw grubości rzędu $1 \mu\text{m}$ osadzonych zwykle na podkładzie ze szkła kwarcowego (a-SiO₂). Wodorowany a-Si charakteryzuje się małą gęstością stanów w pseudoprzerwie, rzędu $10^{16} - 10^{17} \text{ cm}^{-3} \text{ eV}^{-1}$, i w związku z tym udział hoppingowego transportu jest znaczący tylko w bardzo niskich temperaturach. Powyżej temperatury pokojowej dominuje przewodnictwo elektronów aktywowanych powyżej krawędzi ruchliwości i jak pokazuje doświadczenie zależność przewodnictwa od temperatury opisana jest wzorem (19). Stwierdzono jednak (np. [7]), że poszczególne próbki różnią się nie tylko wartością energii aktywacji, ale i parametrem σ_0 . Jak widać z rys. 4, parametr σ_0 wyznaczony z doświadczenia leży w zakresie trzech rzędów wielkości: $10 \lesssim \sigma_0 \lesssim 10^4 (\Omega\text{cm})^{-1}$.



Rys. 4. Przewodnictwo elektryczne w temperaturze pokojowej w funkcji energii aktywacji dla a-Si: H (punkty). Kwadratami zaznaczono wielkości otrzymane po wyeliminowaniu efektów powierzchniowych. Linie przerywane odpowiadają stałym wartościom parametru σ_0 (równanie 19) w jednostkach $(\Omega\text{cm})^{-1}$; wg [7]

Wyjaśnienia tego rozrzutu należy szukać, jak pokazują pomiary m. in. efektu polowego i fotoprzewodnictwa, w błędnym określeniu grubości obszaru przewodzącego prąd [8]. Chodzi tu o to, że jak wiadomo w SiO₂ jest pewna niekontrolowana koncentracja domieszek (głównie jonów Na⁺). Obecność ładunków w warstwie przygranicznej, a co za tym idzie pola elektrycznego w półprzewodniku powoduje wygięcie pasm przy powierzchni podłoże-próbka, jak to schematycznie przedstawiono na rys. 5. Prowadzi to do zmniejszenia energii aktywacji w warstwie przypowierzchniowej, a więc do znacznego

zwiększenia przewodnictwa w tym obszarze. Jak się okazuje, jony te można odciągnąć od powierzchni granicznej przez przyłożenie do podłoża silnego ujemnego pola elektrycznego ($E \sim 10^5$ V/cm) w wysokiej temperaturze ($\sim 150^\circ\text{C}$). Procedura ta likwiduje wygięcie pasm i mierzona w tych warunkach wielkość parametru σ_0 jest rzędu $10^4(\Omega\text{cm})^{-1}$. Liczba ta jest zgodna z teorią minimalnego przewodnictwa metalicznego przy założeniu, że temperaturowy współczynnik energii aktywacji jest równy temperaturowemu współczynnikowi pseudoprzerwy energetycznej.



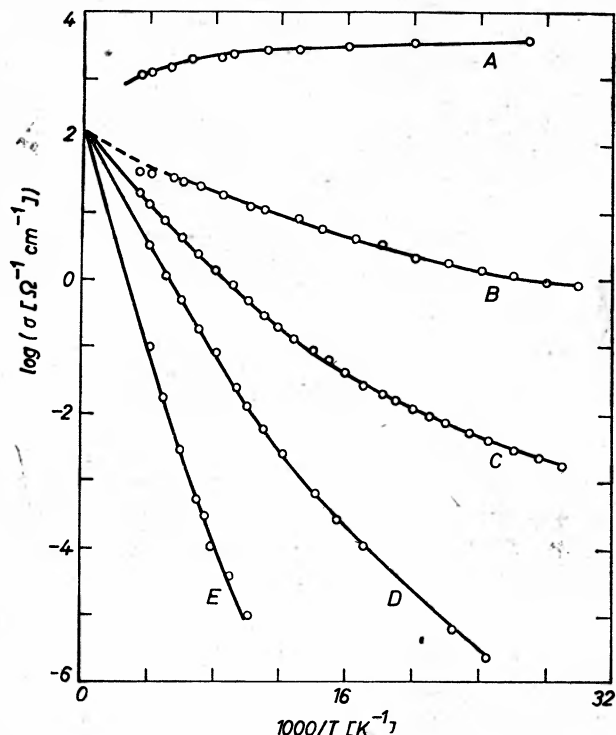
Rys. 5. Wygięcie pasm przy powierzchni granicznej a-Si:H — a-SiO₂ spowodowane ładunkiem powierzchniowym. Wygięcie pasm prowadzi do zmniejszenia się energii aktywacji w warstwie przypowierzchniowej o szerokości rzędu 0,1 μm ; wg [8]

Innym interesującym przykładem jest stop krystaliczny $\text{La}_{1-x}\text{Sr}_x\text{VO}_3$. Źródłem nieporządku jest tutaj losowe położenie atomów La i Sr. Materiał wyjściowy, LaVO_3 , jest niesamoistnym półprzewodnikiem. Zastępowanie trójwartościowego La przez dwuwartościowy Sr powoduje opróżnianie się pasma d wanadu i przesuwanie się poziomu Fermiego w obszar dużych gęstości stanów. Energia aktywacji zmniejsza się więc ze wzrostem x (rys. 6), a począwszy od $x \sim 0,25$ przewodnictwo wskazuje charakter metaliczny, z parametrem $\sigma_{\text{min}} \approx 100(\Omega\text{cm})^{-1}$.

Następny przykład dotyczy transportu w domieszkowanym półprzewodniku krystalicznym.

W obszarze niewielkich koncentracji domieszek elektrony zlokalizowane są wokół domieszek. Przewodnictwo elektryczne w tym obszarze jest możliwe na drodze hoppingu lub aktywacji termicznej nośników powyżej krawędzi ruchliwości. Zwiększanie koncentracji domieszek prowadzi do przejścia do przewodnictwa o charakterze metalicznym ($\sigma = \text{const}$ dla $T \rightarrow 0$). Przejście „niemetal-metal” ma ostry charakter i np. w przypadku CdS zmiana koncentracji donorów między 10^{17} i 10^{18} cm^{-3} prowadzi do spadku oporności właściwej w 4,2 K o 7 rzędów wielkości. Jak się obecnie wydaje [10, 11] przejście to ma charakter andersonowski. Przyjmuje się mianowicie, że po stronie niemetalicznej

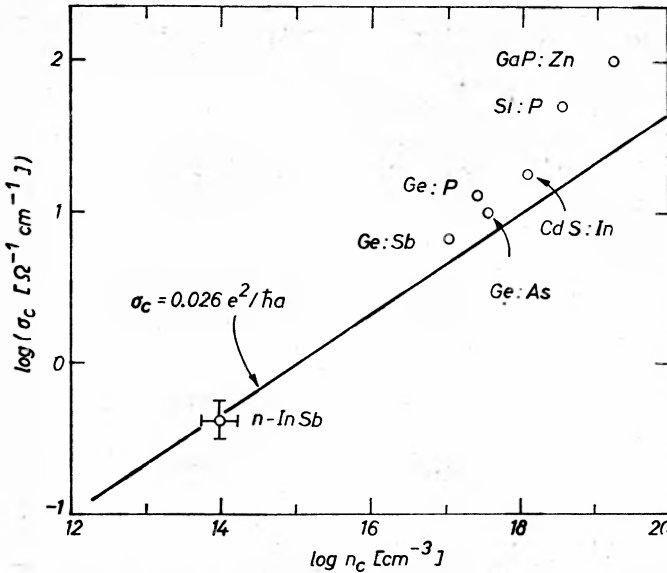
elektrony zlokalizowane są wokół domieszek w wyniku nieporządku związanego z chaotycznym przestrzennym rozkładem domieszek oraz z obecnością pól elektrycznych, których źródłem są domieszki mniejszościowe, np. akceptory w materiale domieszko-
wanym na typ n . Uważa się też, że w okolicy przejścia niemetal-metal efekty korelacyjne



Rys. 6. Przewodnictwo elektryczne w funkcji odwrotności temperatury dla różnych składów $\text{La}_{1-x}\text{Sr}_x\text{VO}_3$. A: $x = 0,3$, B: $x = 0,2$, C: $x = 0,1$, D: $x = 0,05$, E: $x = 0$; wg [9]

nie grają dużej roli, a więc domieszki obsadzone są przez dwa elektrony i pasmo domieszkowe wypełnione jest do połowy. Górna granica pasma domieszkowego złana jest, w każdym razie w przypadku domieszek wodoropodobnych, z pasmem przewodnictwa. Tam też leży krawędź ruchliwości. Zwiększanie koncentracji domieszek, a więc zwiększanie energii nakładania prowadzi do delokalizacji funkcji falowej elektronów na poziomie Fermiego i przejścia do transportu o charakterze metalicznym. Wartość krytyczna koncentracji, n_c jest oczywiście tym większa, im mniejszy jest efektywny promień Bohra. Rys. 7 przedstawia wartość przewodnictwa elektrycznego, gdy zaczyna ono mieć charakter metaliczny, σ_c w funkcji n_c , a więc również w funkcji średniej odległości między domieszkami dla różnych materiałów i domieszek. Jak widać, krzywa wyliczona z teorii minimalnego przewodnictwa metalicznego (wzór typu (18)) dobrze opisuje wyniki eksperymentalne.

Powstaje oczywiście pytanie, przy jakiej koncentracji domieszek pasmo domieszkowe jest na tyle zlane z pasmem przewodnictwa lub walencyjnym, a więc poziom Fermiego jest na tyle głęboko w paśmie, że pasmo w okolicy poziomu Fermiego można traktować jako niezaburzone i posługiwać się np. masą efektywną wyliczoną z parametrów wyzna-



Rys. 7. Zależność przewodnictwa metalicznego σ_c od koncentracji domieszek, przy której następuje przejście metal-niemetal, n_c dla różnych półprzewodników i domieszek. Linię ciągłą wyliczono wg teorii minimalnego przewodnictwa metalicznego Motta; a oznacza odległość między domieszkami odpowiadającą n_c ; wg [11]

czonych dla materiału czystego. Wydaje się, że problem ten jak dotychczas nie doczekał się pełnej analizy eksperymentalnej i teoretycznej [11].

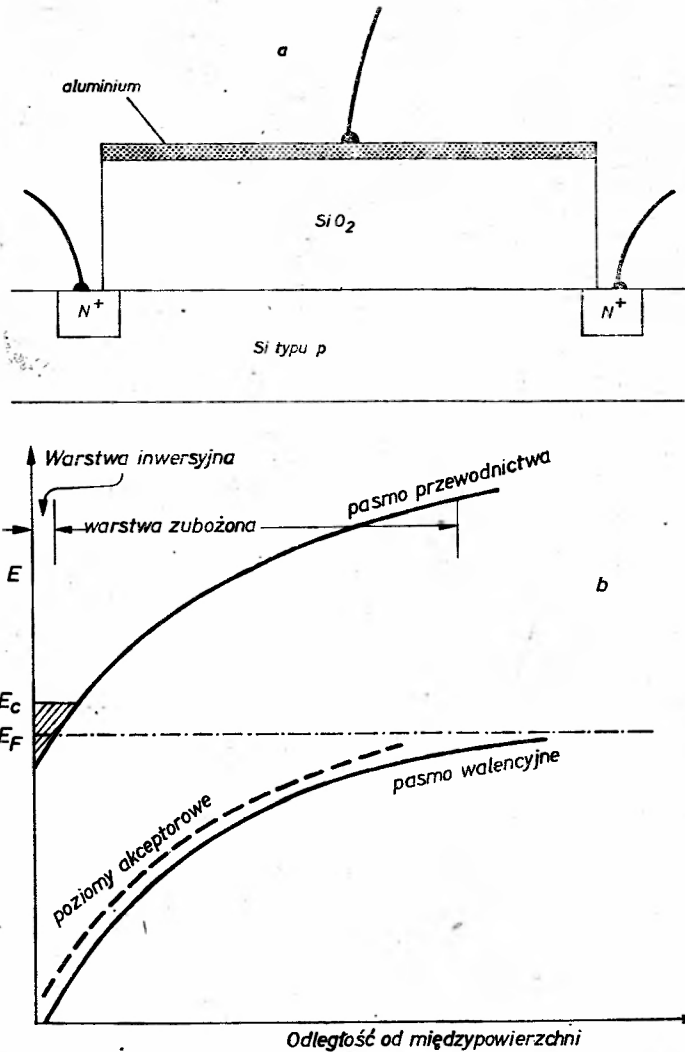
Ostatnie trzy przykłady dotyczą transportu dwuwymiarowego. Przypadek ten jest szczególnie ciekawy, gdyż w przypadku dwuwymiarowym i w przybliżeniu quasi-swobodnych elektronów

$$E = E_t + \frac{\hbar^2(k_x^2 + k_y^2)}{2m^*}, \quad (20)$$

a stąd $n(E) = \frac{1}{2\pi} k^2$, a więc zgodnie ze wzorem (15) przewodnictwo ma dyskutowaną

poprzednio postać, tym razem jednak z parametrem $\sigma_{\min} \simeq \frac{e^2}{2\pi\hbar} \simeq 4 \cdot 10^{-5} \Omega^{-1}$ będącym stałą uniwersalną. (Obliczenia numeryczne Licciardello i Thoulessa [12] prowadzą do wielkości $3 \cdot 10^{-5} \Omega^{-1}$).

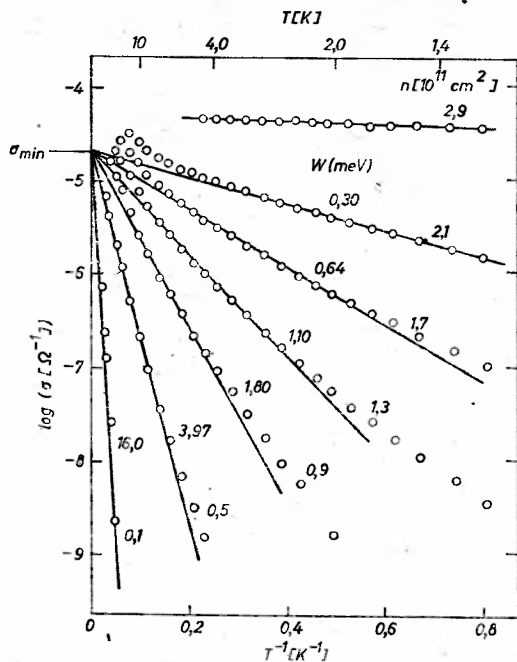
W tranzystorze polowym z izolowaną bramką (MOSFET) względne położenie poziomu Fermiego i dna pasma przewodnictwa w Si kontrolowane jest potencjałem bramki (rys. 8). Obecność w izolatorze ładunków jest źródłem fluktującego potencjału lokalizującego stany w okolicy dna pasma przewodnictwa. Dla małych napięć bramki poziom Fermiego leży poniżej krawędzi ruchliwości i przewodnictwo powierzchniowe jest aktywowane termicznie (rys. 9). (Można tu przypomnieć, że w niskich temperaturach przewodnictwo objętościowe jest całkowicie do zaniedbania ze względu na wymrozenie dziur na akceptorach). Zwiększając napięcie bramki wkraczamy w obszar przewodnictwa metalicznego, $E_F \geq E_c$.



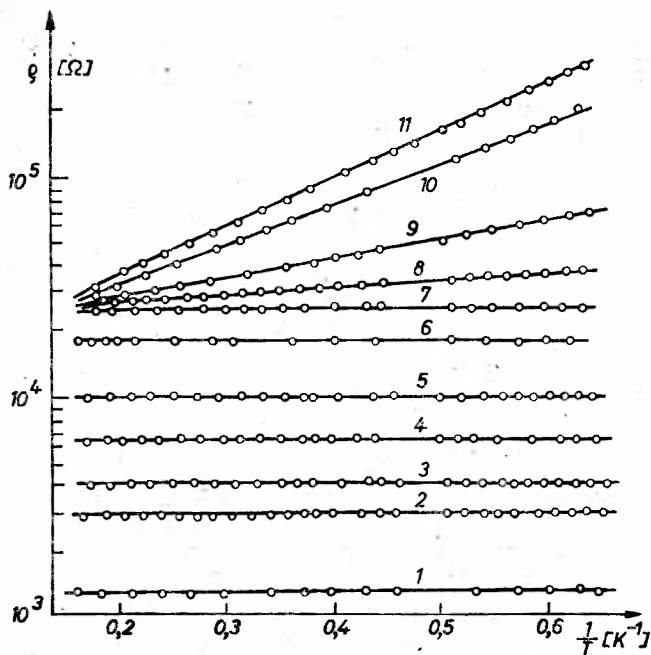
Rys. 8a. Schemat budowy krzemowego tranzystora polowego z izolowaną bramką MOSFET; b. wygięcie pasm przy powierzchni granicznej dla materiału typu p i po przyłożeniu do bramki dodatniego potencjału; szerokość warstwy zubożonej jest rzędu $1 \mu m$, zaciemniono obszar stanów zlokalizowanych

Rys. 10 przedstawia wyniki otrzymane dla przewodnictwa elektrycznego w dwuwymiarowym paśmie domieszkowym, a raczej dyslokacyjnym, otrzymanym na granicy wzrostu dwóch zdeorientowanych względem siebie kryształów Ge [14]. Zwiększenie kąta dezorientacji prowadzi do zwiększania gęstości stanów pasma dyslokacyjnego, a co za tym idzie, do delokalizacji funkcji falowej i przejścia do transportu o charakterze metalicznym.

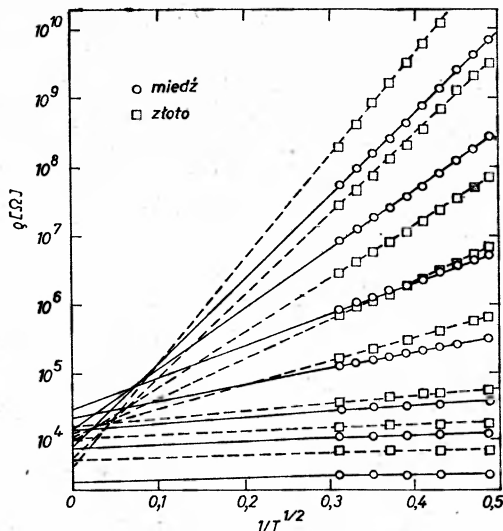
Ostatni przykład (rys. 11) dotyczy transportu w ultracienkich warstwach Cu i Au [15]. We wszystkich powyższych przykładach wartości doświadczalne parametru σ_{min} są zgodne z przewidywaniami teoretycznymi.



Rys. 9. Powierzchniowe przewodnictwo właściwe warstwy inwersyjnej w funkcji odwrotności temperatury. Zaznaczono napięcia bramki V_g w woltach i energią aktywacji w meV; wg [13]



Rys. 10. Oporność właściwa warstwy granicznej między dwoma zdeorientowanymi kryształami Ge w funkcji odwrotności temperatury. Wzrastające liczby odpowiadają zmniejszającemu się kątowi dezorientacji; wg [14]



Rys. 11. Dwuwymiarowa oporność właściwa ultracienkich warstw Au i Cu w funkcji $T^{-1/2}$; wg[15]

2. Zerwane wiązania i energia korelacji

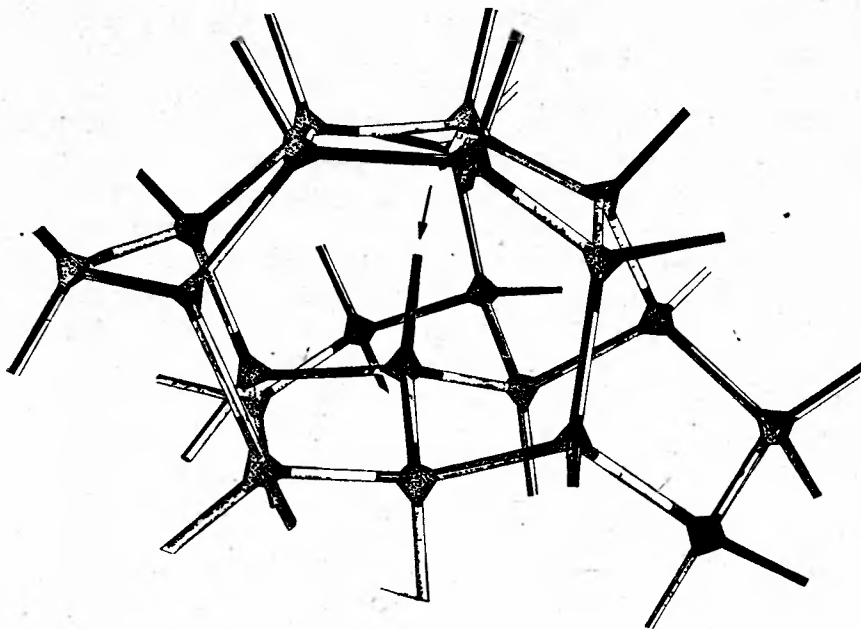
Zerwane wiązanie jest, jak wiadomo, prototypem wielu typowych defektów półprzewodników krystalicznych. Wymienić tu można luki, dyslokacje, powierzchnie. Warunki wytwarzania materiałów amorficznych, a więc naporowywanie w temperaturze poniżej temperatury krystalizacji w przypadku np. a-Si lub szybkie chłodzenie w przypadku np. a-Se powoduje, że w materiałach tych wiele wiązań jest nienasyconych i zerwane wiązania decydują, i to w dużo większym stopniu niż w materiałach krystalicznych, o gęstości stanów w przerwie.

W przypadku półprzewodników amorficznych o tetraedrycznym wiązaniu, a więc i w przypadku a-Si, o którym będzie mowa w pierwszej części rozdziału, możliwa jest konfiguracja atomów prowadząca do izolowanego zerwanego wiązania (rys. 12). Jak się obecnie uważa, defekt ten lub defekty, których jest prototypem, są przyczyną dużej gęstości stanów w pseudoprzerwie a-Si (rzędu $10^{19} \text{ cm}^{-3} \text{ eV}^{-1}$)¹.

Jaki jest stan ładunkowy omawianego defektu? Zerwane wiązanie może być nieobsadzone przez elektron, będzie wówczas centrum naładowanym dodatnio (D^+), może być obsadzone przez jeden elektron (D^0) lub, na co zezwala zakaz Pauliego, przez dwa sparowane elektrony (D^-). Powstaje więc następne pytanie, jakie jest względne położenie energetyczne stanów D^0 i D^- , a co za tym idzie, czy w warunkach równowagi termodynamicznej stany są obsadzone przez jeden, czy przez dwa elektrony?

Zanim podamy pochodzącą z eksperymentu odpowiedź na powyższe pytanie, należy przypomnieć pojęcie energii korelacji. Ogólnie mówiąc, w wielu sytuacjach obecność

¹ Mała gęstość stanów w wodorowanym a-Si (rzędu $10^{17} \text{ cm}^{-3} \text{ eV}^{-1}$) wiąże się z wysyceniem zerwanych wiązań przez atomy wodoru.



Rys. 12. Pojedyncze zerwane wiązanie w a-Si; wg [32]

elektronów w materiale nie może być opisana średnim potencjałem, gdyż występuje zależność (korelacja) między widmem energetycznym a obsadzeniem. Najprostszym przykładem, którym tu można się posłużyć, jest atom i jony wodoru: H^+ , H^0 , H^- . Jak wiadomo, energia wiązania elektronu w atomie wodoru wynosi $1 R_y$ (dla stanu $1s$). Energia wiązania elektronu w obsadzonym już atomie wodoru, a więc energia wiązania elektronu w jonie H^- jest znacznie mniejsza i wynosi $0,1 R_y$ (dla elektronów w stanie $1s$). Powyższa różnica energii nosi nazwę energii korelacji, U . Przyczyną zmniejszenia się energii wiązania przy przejściu od H^0 do H^- , a co za tym idzie, źródłem energii korelacji, jest oczywiście odpychanie się elektronów w jonie H^- w dużej części kompensujące (ekranujące) przyciąganie elektron-jądro. W rozważanej tu sytuacji energię korelacji można więc oszacować z wyrażenia ²

$$U = \left\langle \frac{e^2}{r_{12}} \right\rangle = \int |\psi_{1s}(r_1)|^2 \frac{e^2}{|r_1 - r_2|} |\psi_{1s}(r_2)|^2 dr_1 dr_2. \quad (21)$$

² Przez oddziaływanie korelacyjne rozumiana jest tutaj ta część oddziaływania elektron-elektron, którą można uwzględnić uzupełniając hamiltonian jednoelektronowy opisujący stan α , H_α , wyrażeniem o postaci:

$$H_{int} = \sum_{\beta \neq \alpha} U_{\alpha\beta} n_\alpha n_\beta$$

gdzie $n_i = 0$, gdy stan i jest pusty, $n_i = 1$, gdy stan i jest zajęty.

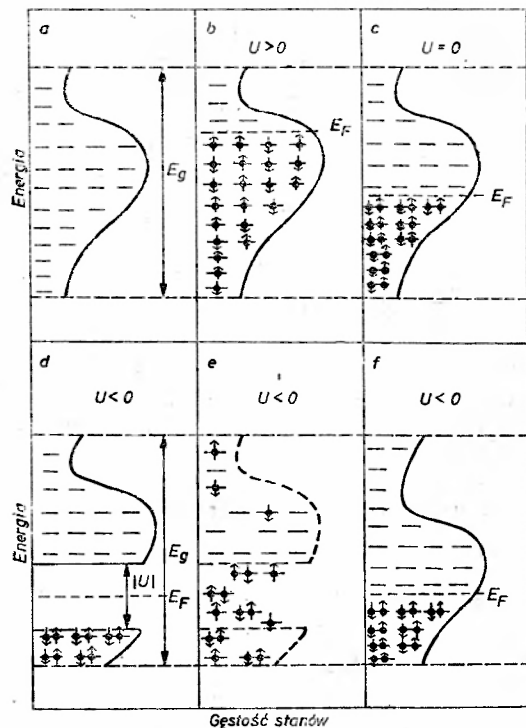
W przypadku rozważanego powyżej atomu i jonu wodoru, $H_\alpha = -\frac{\hbar^2 \nabla^2}{2m} - \frac{e^2}{r}$ oraz $H_{int} = U n_\uparrow n_\downarrow$.

W przypadku nadprzewodnika (par cooperowskich) hamiltonian efektywny opisujący stan k^\dagger , $H_{k^\dagger} = \frac{\hbar^2 k^2}{2m^*}$ należy uzupełnić przez $H_{int} = -|U_k| n_{k^\dagger} n_{-k^\dagger}$.

Stanem podstawowym układu dwóch izolowanych jonów wodoru i dwóch elektronów są więc dwa atomy wodoru H^0 , a nie jon H^+ i H^- .

Powyższe rozważania można natychmiast przenieść na wodoropodobne domieszki w półprzewodnikach (np. P w Si). Oddziaływanie elektron-elektron tłumaczy tutaj obsadzenie donorów, przy małych koncentracjach domieszek, przez jeden elektron.

Można też przypomnieć, że efekty korelacyjne prowadzą do niewypełnionych powłok d i f . W przypadku np. manganu elektrony $3d^6$ i $3d^7$ są silniej odpychane przez pozostałe elektrony niż mogące się znaleźć bliżej jądra elektrony $4s$. Stanem podstawowym manganu jest więc układ $3d^5 4s^2$, przy czym zgodnie z regułą Hunda spiny elektronów d ustawione są równoległe. W wielu wypadkach własność tę zachowuje mangan



Rys. 13. Schemat rozkładu i obsadzenia poziomów energetycznych w pseudoprzerwie półprzewodnika amorficznego; a. rozkład poziomów w pseudoprzerwie; poziom może być pusty, obsadzony przez jeden lub dwa sparowane elektrony, kreski oznaczają energię poziomu, E_i po obsadzeniu przez jeden elektron, b. obsadzenie poziomów w przypadku $U > 0$, $U \sim E_g$, c. obsadzenie poziomów w przypadku $U = 0$, d. obsadzenie poziomów w przypadku $U < 0$, $|U| \sim E_g$ — widmo wzbudzeń jednoelektronowych; po obsadzeniu poziomu przez dwa elektrony energia elektronu wynosi $E_i - |U|$, e. przypadek d w warunkach braku równowagi termodynamicznej, f. przypadek d — widmo wzbudzeń dwuelektronowych; po obsadzeniu poziomu przez dwa elektrony energia na jeden elektron wynosi $\frac{1}{2}(E_i - |U| + E_i) = E_i - \frac{1}{2}|U|$.

Należy zwrócić uwagę, że gdybyśmy np. rozważali oddziaływanie między elektronami w stanie $1s$ i $2s$ w jonie wodorowym, to wielkość oddziaływania zależałaby od konfiguracji spinów (gdyż konfiguracji równoległej — stan tripletowy i antyrównoległej — stan singletowy odpowiadają różne przestrzenne funkcje wieloelektronowe, a co za tym idzie inna wartość oddziaływania kulombowskiego). Ta zależna od konfiguracji spinów poprawka do całkowitego oddziaływania nosi nazwę energii wymiany.

po wprowadzeniu do sieci krystalicznej. Oddziaływanie elektron-elektron tłumaczy więc obecność zlokalizowanych spinów w, np. MnO i CdMnTe oraz wyjaśnia brak transportu w niewypełnionej powłoce d .

Powróćmy jednak do defektów w a-Si. Okazuje się tutaj, że koncentracja defektów w pseudoprzerwie oszacowana z pomiarów efektu polowego lub przewodnictwa hoppingowego przy wysokich częstościach jest rzędu koncentracji spinów mierzonych metodami rezonansu paramagnetycznego [16]. Wyciąga się stąd wniosek, że defekty obsadzone są przez jeden elektron, gdyż ze stanów D^+ , D^0 , D^- , tylko stan D^0 jest centrum paramagnetycznym. Należy więc założyć, że defekty w a-Si charakteryzują się dużą energią korelacji (rys. 13 a, b).

Przejdźmy teraz do defektów w szklach chalcogenkowych, które omówimy na przykładzie a-Se. Należy przypomnieć, że liczba koordynacyjna dla a-Se wynosi dwa i że z czterech elektronów walencyjnych typu p dwa wchodzi w skład wiązań. Orbitale wiążące tworzą głębokie pasmo walencyjne, orbitale antywiążące pasmo przewodnictwa. Właściwe pasmo walencyjne zbudowane jest z orbitali p elektronów nie wchodzących w skład wiązań (tzw. samotne pary).

Zerwane wiązania pojawiają się na końcach łańcuchów selenowych.

Próba oceny koncentracji tych defektów na drodze oszacowania dostępnymi metodami eksperymentalnymi gęstości stanów w okolicy poziomu Fermiego prowadzi jednak do wyraźnych sprzeczności.

Wyniki pomiarów efektu polowego, przewodnictwa hoppingowego, ruchliwości dryfowej wskazują na dużą gęstość stanów, rzędu $10^{19} \text{ cm}^{-3} \text{ eV}^{-1}$. Inne eksperymenty sugerują natomiast gęstości stanów o wiele rzędów wielkości mniejsze. Nie obserwuje się mianowicie absorpcji światła o energii poniżej pseudoprzerwy, stałoprądowego przewodnictwa hoppingowego, efektu EPR. Po oświetleniu próbki światłem $h\nu > E_g$ pojawiają się jednak w materiale metatrwałe centra paramagnetyczne oraz absorpcja w obszarze $h\nu < E_g$.

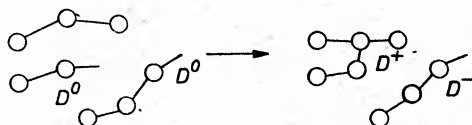
Punktem wyjścia modeli próbujących wyjaśnić powyższe anomalie szkieł chalcogenkowych jest założenie, że w materiałach tych defekty charakteryzują się ujemną efektywną energią korelacji [17, 18, 19]. Innymi słowami zakłada się, że reakcja



jest egzotermiczna i w niskich temperaturach oraz w warunkach równowagi termodynamicznej wszystkie defekty są bądź puste, bądź obsadzone przez dwa elektrony. Przyjmuje się przy tym, że źródłem energii kompensującej odpychanie się elektronów na defekcie D^- jest dystorsja sieci towarzysząca reakcji (22).

Jedną z możliwych konfiguracji, które mogą prowadzić do ujemnej energii korelacji, przedstawiono na rys. 14. Stan D^0 jest tutaj neutralnym zerwanym wiązaniem. W stanie ładunkowym D^+ zerwane wiązanie zostaje wysyczone przy wykorzystaniu samotnej pary, a więc elektronów nie wchodzących w skład wiązania łańcucha selenowego. Przesunięciu się atomów tworzących wiązanie towarzyszy obniżenie się energii oddziaływania z innymi atomami (siecią), kompensujące odpychanie się elektronów na defekcie D^- .

Dokładna struktura defektów D^+ , D^0 , D^- nie jest obecnie znana i jest przedmiotem dyskusji [20]. Załóżmy więc tutaj dla uproszczenia, że stany D^+ , D^0 , D^- można trakto-



Rys. 14. Zerwane wiązania w a-Se. Przedstawiono transformację dwóch zerwanych wiązań w stanie ładunkowym D^0 w centrum D^+ i D^- ; wg [18]

wać jedno centrum, przy czym jeśli energia elektronu na tym centrum wynosi E_i , to po umieszczeniu drugiego elektronu wynosi $E_i - |U|$.

Dla quasi-ciągłego rozkładu energii E_i w pseudoprzerwie (rys. 13a) w warunkach równowagi termodynamicznej pojawia się więc przerwa energetyczna między stanami obsadzonymi i pustymi (rys. 13d). Powstanie przerwy jest już widoczne z rozważenia reakcji (22). Przeniesienie elektronu ze stanu obsadzonego D^- na pusty D^+ , a więc stworzenie dwóch centrów D^0 wymaga dostarczenia energii $|U|$.

Powyższy model wyjaśnia natychmiast brak centrów paramagnetycznych. Dla $|U| \gg k_B T$ wszystkie centra są bądź puste, bądź obsadzone przez dwa sparowane elektrony. Zrozumiały też się stąd brak przewodnictwa hoppingowego. Najbliższy pusty stan, do którego może „przeskoczyć” elektron, jest w odległości $|U| \gg k_B T$. Z tych samych powodów materiał jest przezroczysty dla fotonów o energii $h\nu \simeq |U|$. Jeśli jednak próbkę oświetlić światłem $h\nu > E_g$, w wyniku wychwytu elektronów przez centra D^+ i dziur przez centra D^- pojawiają się metatrwałe centra D^0 , a co za tym idzie, metatrwały sygnał EPR i absorpcja światła w obszarze $h\nu < |U|$ (rys. 13e).

Dotychczas rozważaliśmy widmo wzbudzeń jednoelektronowych (indukowane fotonem lub fotonem przejście jednego elektronu do stanu nieobsadzonego). Cechą charakterystyczną tego widma była przerwa $|U|$ i zerowa gęstość stanów na poziomie Fermiego.

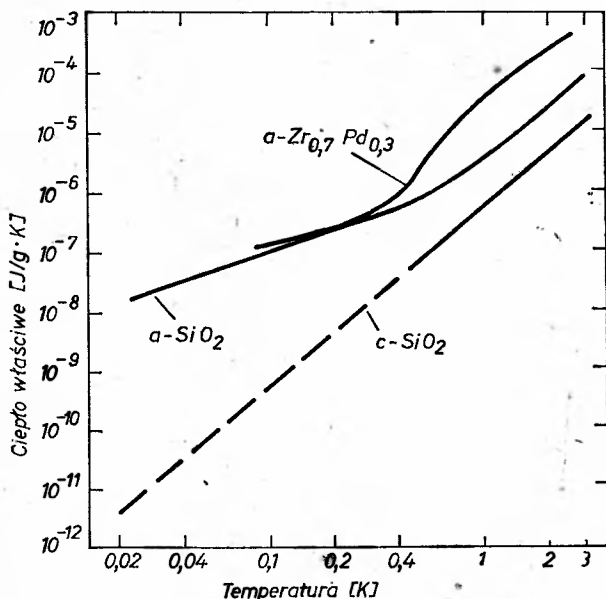
Zupełnie inną postać ma widmo wzbudzeń dwuelektronowych (rys. 13f). W widmie tym jest duża gęstość stanów na poziomie Fermiego oraz nie ma przerwy energetycznej między stanami obsadzonymi i pustymi. Przeniesienie dwóch elektronów ze stanu D^- na D^+ , a więc reakcja $D^- + D^+ \rightarrow D^- + D^+$ nie wymaga bowiem dostarczenia energii. Tym widmem należy się posługiwać między innymi w przypadku eksperymentów, w których gęstość stanów oceniamy, ogólnie mówiąc, badając związek między zewnętrznym polem elektrycznym a indukowanym ładunkiem przestrzennym w próbce. Obecność pola elektrycznego w próbce powoduje redystrybucję przestrzenną elektronów (opisaną równaniem Poissona), ale w warunkach równowagi termodynamicznej stany pozostają obsadzone dalej przez dwa elektrony. Przykładem może być efekt połowy oraz transport hoppingowy przy wysokich częstościach (który intuicyjnie można sobie wyobrazić jako oscylacyjny ruch chmury elektronowej wokół defektu). Powyższe eksperymenty wyznaczają więc dużą gęstość stanów na poziomie Fermiego.

Można tu przypomnieć, że u podstaw nadprzewodnictwa leży ujemna energia korelacji (elektrony efektywnie przyciągają się). Podobnie jak w rozważanej przez nas sytuacji, w nadprzewodniku występuje przerwa energetyczna dla wzbudzeń jednoelektronowych. W rezultacie powyższe dwa układy mają pewne cechy wspólne, np. diamagnetyzm i przezroczystość dla $h\nu < |U|$. Analogie kończą się jednak przy przejściu do zja-

wisk transportu elektronowego. W przypadku stanów zlokalizowanych transport jest jedynie możliwy w wyniku przeskoku elektronu (przeskok dwóch elektronów jest bardzo mało prawdopodobny) do odległego w skali energii stanu nieobsadzonego. W przypadku nadprzewodnika (stany zdelokalizowane) rozpraszanie, a więc zmniejszenie prądu jest jedynie możliwe w wyniku przeskoku do, również tutaj odległego w skali energii, stanu nieobsadzonego.

3. Stany tunelujące, układ o dwóch poziomach

W 1971 roku Zeller i Pohl [21] zaobserwowali, że w cieple właściwym α -SiO₂ występuje pewien dodatkowy liniowy z temperaturą przyczynk, przewyższający poniżej temperatury 1 K wkład fononowy proporcjonalny zgodnie z teorią Debye'a do T^3 . Dalsze prace eksperymentalne wykazują, że wynik ten jest typowy dla wszystkich dotychczas badanych materiałów amorficznych, przy czym wielkość anomalnego ciepła właściwego w nawet bardzo różnych materiałach jest taka sama (rys. 15).



Rys. 15. Ciepło właściwe w amorficznym dielektryku: a-SiO₂ [21, 22]; w nadprzewodzącym amorficznym metalu ($T_c = 2,5$ K): a — Zr_{0,7}Pd_{0,3} [23] i w kryształach kwarcu: c — SiO₂ [21] w funkcji temperatury

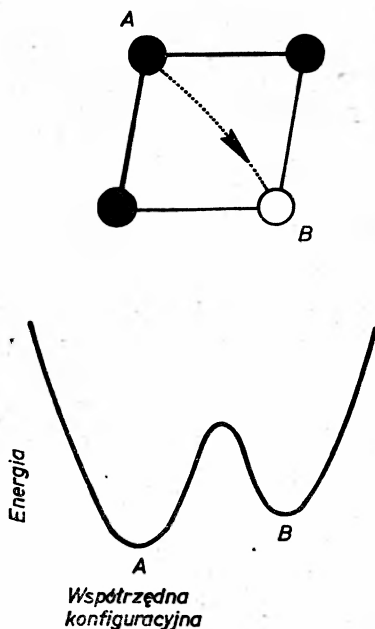
Wynik ten jest zaskakujący, ponieważ właśnie w niskich temperaturach spodziewano się małej różnicy między materiałami krystalicznymi a amorficznymi, gdyż o własnościach termicznych powinny decydować, jak się wydawało, długofalowe fonony ($\lambda \sim 10^3$ Å), nieczułe na mikroskopowy nieporządek.

Punktem wyjścia modelu podejmującego próbę wyjaśnienia powyższych wyników jest następujące rozumowanie [24].

W materiałach krystalicznych atomy mają ściśle określone położenie w sieci i jedynym stopniem swobody jest ruch wibracyjny wokół położenia równowagi. W materiale amorficznym

ficznym położenie atomów nie jest ściśle określone i możliwe są różne konfiguracje atomów, prowadzące do mniej więcej tej samej energii układu. Właśnie dodatkowy stopień swobody związany z możliwością zmiany położenia atomów jest w ramach omawianego modelu źródłem dodatkowej pojemności cieplnej materiału.

W języku współrzędnej konfiguracyjnej dla zmieniającego położenie atomu lub grupy atomów energia $E(x)$ ma więc dwa lokalne minima przedzielone barierą (rys. 16).



Rys. 16. Stany tunelujące w materiałach amorficznych. Atom może zająć położenie A lub B; wg [28]

Wkład do ciepła właściwego, a także do oporności cieplnej i pochłaniania ultradźwięków, będą dawały te centra, dla których szerokość i wysokość bariery jest na tyle duża, że nie ma rezonansowego tunelowania (przejdź z jednego minimum do drugiego bez absorpcji lub emisji energii), z drugiej strony na tyle mała, że może zachodzić indukowane fononem tunelowanie i że w czasie pomiaru ustalają się warunki równowagi termodynamicznej. (W niskich temperaturach atomy są na najniższym poziomie wibracyjnym i przejścia między minimami możliwe tylko są na drodze kwantowomechanicznego tunelowania).

W temperaturze T średnia energia \bar{E} dla powyższego układu wynosi

$$\bar{E} = \frac{\Delta \exp\left(-\frac{\Delta}{k_B T}\right)}{1 + \exp\left(-\frac{\Delta}{k_B T}\right)}, \quad (23)$$

gdzie przez Δ oznaczono różnicę energii między położeniami B i A z rys. 16.

Prowadzi to do ciepła właściwego

$$C = \int_0^{\infty} n(\Delta) \frac{\partial \bar{E}}{\partial T} d\Delta = k_0 \int_0^{\infty} n(\Delta) \left(\frac{\Delta}{k_0 T} \right)^2 \frac{\exp\left(-\frac{\Delta}{k_B T}\right)}{\left[1 + \exp\left(-\frac{\Delta}{k_B T}\right)\right]^2} d\Delta, \quad (24)$$

gdzie $n(\Delta)$ jest ilością centrów o różnicy energii Δ na jednostkę objętości i energii oraz o kształcie bariery spełniającej wspomniane wyżej warunki. Wkład do ciepła właściwego dają centra z $\Delta \approx k_B T$. Jeśli przyjąć, że dla $\Delta \approx k_B T$, $n(\Delta) = \text{const}$, co jest uzasadnione losowym rozkładem wielkości Δ w obszarze energii dużo większym od $k_B T$ (przypuszczalnie rzędu 0,1–1 eV) otrzymujemy

$$C \approx \frac{\pi^2 k_B^2 T n(0)}{6}, \quad (25)$$

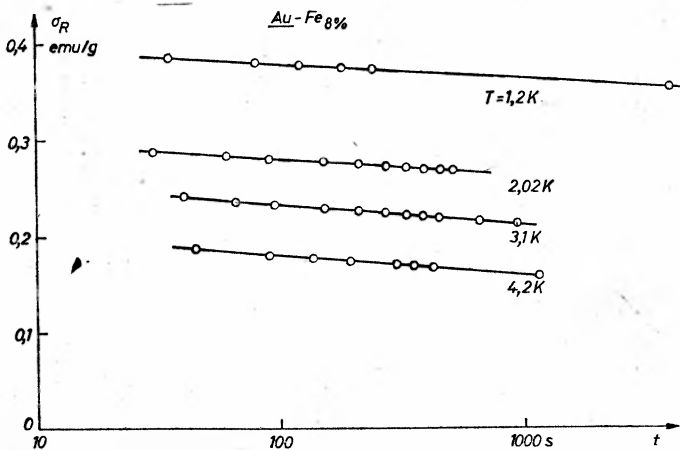
a więc liniową zależność ciepła właściwego od temperatury. Można dodać, że ilość stanów tunelujących dających wkład do ciepła właściwego dla $T \lesssim 1$ K jest rzędu 10^{17} cm^{-3} . Nie jest obecnie jasne, dlaczego dla wszystkich materiałów obserwuje się podobną koncentrację stanów tunelujących.

Na zakończenie warto zwrócić uwagę na dwa zagadnienia.

Po pierwsze formalna strona opisu stanów tunelujących może być oczywiście bezpośrednio przeniesiona na inne układy o dwóch poziomach energetycznych (tzw. TLS — *two level systems*). Przykładem mogą tu być szkła spinowe, w których jak wiadomo obserwuje się również liniową zależność ciepła właściwego od temperatury. W najprostszym modelu dwa poziomy energetyczne odpowiadają tutaj równoległemu i antyrównoległemu położeniu spinu w losowym polu molekularnym.

Po drugie bardzo ważnym parametrem jest czas trwania pomiaru, gdyż może on być porównywalny z czasem życia wielu stanów tunelujących.

Oba powyższe zagadnienia ilustruje rys. 17.



Rys. 17. Pozostałość magnetyczna w funkcji czasu w szkle spinowym AuFe; wg [25]

Literatura

- [1] P. W. Anderson, *Phys. Rev.* **109**, 1492 (1958); *Rev. Mod. Phys.* **50**, 191 (1978); *Postępy Fizyki* **30**, 147 (1979).
- [2] N. F. Mott, *Adv. Phys.* **16**, 49 (1967).
- [3] M. H. Cohen, H. Fritzsche, S. R. Ovshinsky, *Phys. Rev. Lett.* **22**, 1065 (1969).
- [4] A. F. Joffe, A. R. Regel, *Prog. Semicond.* **4**, 237 (1960).
- [5] N. F. Mott, E. A. Davis, *Electronic Processes in Non-Crystalline Materials*, Clarendon Press 1971, 563 tłum. ros., wyd. Mir, Moskwa 1974; N. F. Mott, *Rev. Mod. Phys.* **50**, 203 (1978); *Postępy Fizyki* **29**, (1978).
- [6] N. F. Mott, *Phil. Mag.* **26**, 1015 (1972); N. F. Mott, M. Pepper, S. Pollitt, R. H. Wallis, C. J. Adkins, *Proc. R. Soc. A* **345**, 169 (1975).
- [7] I. Solomon, J. Perrin, B. Bourdon, Proc. 14th Int. Conf. Phys. Semicon. Edinbourgh 1978, wyd. B. L. H. Wilson, The Institute of Physics, Conf. Ser. No 43, str. 689.
- [8] I. Solomon, T. Dietl, D. Kaplan, *J. Phys. (France)* **39**, 1241 (1978).
- [9] M. Sayer, R. Chen, R. Fletcher, A. Mansingh, *J. Phys. C* **8**, 2059 (1975).
- [10] N. F. Mott patrz [30], str. 149.
- [11] H. Fritzsche, patrz [30] str. 193.
- [12] D. C. Licciardello, D. J. Thouless, *Phys. Rev. Lett.* **35**, 1475 (1975).
- [13] C. J. Adkins, S. Pollitt, M. Pepper, *J. Phys. Colloq.* **37**, C4-343 (1976).
- [14] B. M. Vul, E. I. Zavaritskaya, Yu. A. Bashkirov, V. M. Vinogradova, *Zh. Eksp. Teor. Fiz. Pisma* **25**, 204 (1977).
- [15] R. C. Dynes, J. P. Garno, J. M. Rowell, *Phys. Rev. Lett.* **40**, 479 (1978).
- [16] W. E. Spear, Proc. 5th Int. Conf. Amorphous Liquid Semicond., Garmisch-Partenkirchen 1973, wyd. Taylor and Francis, Londyn 1974, str. 1.
- [17] P. W. Anderson, *Phys. Rev. Lett.* **34**, 953 (1975); *J. Phys. Colloq.* **37**, C4-339 (1976).
- [18] N. F. Mott, E. A. Davis, R. A. Street, *Philos. Mag.* **32**, 961 (1975); R. A. Street, N. F. Mott, *Phys. Rev. Lett.* **35**, 1293 (1975).
- [19] M. Kastner, D. Adler, H. Fritzsche, *Phys. Rev. Lett.* **37**, 1504 (1976).
- [20] R. A. Street, patrz [7], str. 1291.
- [21] R. C. Zeller, R. O. Pohl, *Phys. Rev.* **B4**, 2029 (1971).
- [22] J. C. Lasjaunias, A. Ravex, M. Vandorp, S. Hunklinger, *Solid State Commun.* **17**, 1045 (1975).
- [23] J. E. Graebner, B. Golding, R. J. Schutz, F. S. L. Hsu, H. S. Chen, *Phys. Rev. Lett.* **39**, 1480 (1977).
- [24] P. W. Anderson, B. I. Halperin, C. Varma, *Phil. Mag.* **25**, 1 (1972); W. A. Phillips, *J. Low Temp. Phys.* **7**, 351 (1972).
- [25] F. Holtzberg, J. L. Tholence, R. Tournier, Proc. 2^d Int. Symp. on Amorphous Magnetism, Tryo 1976, wyd. Plenum Press 1977.
- Przy przygotowywaniu artykułu autor korzystał także z poniższych prac przeglądowych:
- [26] *Amorphous and Liquid Semiconductors*, praca zbiorowa pod red. J. Tauc, Plenum Press, Londyn i Nowy York 1974.
- [27] A. Zareba, *Postępy Fizyki* **26**, 597 (1975).
- [28] J. Tauc, *Physics Today*, October 1976, str. 23.
- [29] W. E. Spear, *Adv. Phys.* **26**, 811 (1977).
- [30] *The Metal Non-metal Transition in Disordered Systems*, Proc. 19th Scottish Universities Summer School in Physics, St. Andrews 1978, wyd. Scottish Universities Summer School in Physics pod red. L. R. Friedmana i D. P. Tunstalla, 1978.
- [31] D. J. Thouless, Transport in Disordered Systems, Proc. 15 th Int. Conf. Low Temp. Phys., Grenoble 1978, *J. Phys. Colloq.* **39**, C6-1535 (1978).
- [32] D. Kaplan, *Microscopy of amorphous silicon*, patrz [7], str. 1129.
- [33] I. Solomon, *Spin Effects in Amorphous Semiconductors* w *Amorphous Semiconductors*, praca zbiorowa pod red. M. H. Brodsky'ego, wyd. Springer-Verlag, Nowy Jork 1979.

Steven Weinberg

Lyman Laboratory of Physics
Harvard University
i Harvard Smithsonian Center for Astrophysics
Cambridge, USA

Podstawy pojęciowe zunifikowanej teorii oddziaływań słabych i elektromagnetycznych*

Conceptual Foundations of the Unified Theory of Weak and Electromagnetic Interactions

Zadaniem fizyków jest widzieć rzeczy w sposób prosty, rozumieć wiele skomplikowanych zjawisk w sposób jednolity, przy pomocy kilku prostych zasad. Od czasu do czasu naszą drogę rozjaśnia wspaniały eksperyment, taki jak odkrycie w roku 1973 procesów neutrinowych z udziałem prądów neutralnych. Ale nawet w czasach między przełomami doświadczalnymi trwa ciągła ewolucja idei teoretycznych, prowadząca prawie niedostrzegalnie do zmiany poprzednich przekonań. W tym wykładzie chciałbym omówić rozwój dwóch kierunków myślenia w fizyce teoretycznej. Jednym z nich jest powolny rozwój naszego zrozumienia symetrii, a w szczególności symetrii naruszonej lub ukrytej. Drugi, to trwająca od dawna walka z nieskończonościami w kwantowych teoriach pola. Opiszę także pokrótce, jak zbieżność tych kierunków myślenia doprowadziła do mojej własnej pracy nad unifikacją oddziaływań słabych i elektromagnetycznych. Większa część wykładu będzie dotyczyć mojej własnej stopniowej edukacji w tych sprawach, gdyż na ten temat mogę mówić w sposób pewny. Raczej z mniejszą pewnością spróbuję też spojrzeć w przyszłość i podać przypuszczenia, jaką rolę te kierunki mogą odegrać w fizyce przyszłości.

Zasady symetrii pojawiły się w fizyce XX wieku w roku 1905, gdy Einstein odkrył grupę niezmienniczości przestrzeni i czasu. Po tym precedensie w umysłach fizyków symetrie nabrały charakteru zasad *a priori* o uniwersalnej prawdziwości, wyrażających prostotę przyrody na jej najgłębszym poziomie. Było więc rzeczą trudną i bolesną zdanie sobie sprawy w latach trzydziestych, że istnieją symetrie wewnętrzne, takie jak zachowanie izospinu [1], które nie mają nic wspólnego z czasem i przestrzenią, symetrie, które nie są wcale oczywiste, a które rządzą jedynie tym, co dziś nazywamy silnymi oddziały-

* Wykład noblowski, wygłoszony 8 grudnia 1979 r. w Sztokholmie, został przetłumaczony za zgodą Autora i Fundacji Nobla [Translated with permission, Copyright © 1979 by the Nobel Foundation] (przyp. Red.).

waniami. Lata pięćdziesiąte były świadkami odkrycia innej wewnętrznej symetrii — zachowania dziwności [2], której nie spełniają słabe oddziaływania; co więcej, okazało się, że jedna z symetrii czasoprzestrzennych, uważanych dotąd za święte — parzystość — też jest naruszana w słabych oddziaływaniach [3]. Zamiast zbliżać się do ujednoczenia, fizycy zaczęli się dowiadywać, że różnymi oddziaływaniami rządzą zupełnie różne symetrie. Sprawy zaciemniły się jeszcze bardziej, gdy we wczesnych latach 60. odkryto grupę symetrii — „ośmiokrotną ścieżkę” — która nawet dla oddziaływań silnych nie jest symetrią ścisłą [4].

To wszystko są symetrie „globalne”, dla których transformacje symetrii nie zależą od położenia w przestrzeni i czasie. W latach dwudziestych stwierdzono [5], że elektrodynamika kwantowa ma inną, znacznie potężniejszą symetrię, „lokalną” względem transformacji, w których pole elektronu doznaje zmiany fazy mogącej zmieniać się w dowolny sposób przy przechodzeniu od punktu do punktu w czasoprzestrzeni, a elektromagnetyczny potencjał wektorowy ulega odpowiedniej transformacji cechowania. Dziś nazwalibyśmy ją symetrią względem cechowania $U(1)$, bo zwykłą zmianę fazy można przedstawić jako mnożenie przez macierz unitarną o wymiarach 1×1 . Rozszerzenia na bardziej złożone grupy dokonali Yang i Mills [6], publikując w r. 1954 brzemiennej w skutki pracę, w której pokazali, jak zbudować teorię z cechowaniem $SU(2)$ dla silnych oddziaływań. (Nazwa „ $SU(2)$ ” znaczy, że grupa transformacji symetrii składa się z macierzy unitarnych o wymiarze 2×2 , które są „specjalne” w tym sensie, że ich wyznacznik jest równy jedności). Ale wydawało się, że ta symetria, o ile w ogóle ma coś wspólnego z rzeczywistością, musi być przybliżona, ponieważ, przynajmniej na naiwnym poziomie, niezmienniczość względem cechowania wymaga, by bozony wektorowe takie jak foton były bezmasowe, a wydawało się oczywiste, że cząstki bezmasowe nie pośredniczą w silnych oddziaływaniach. Pozostało więc stare pytanie: jeśli zasady symetrii wyrażają prostotę przyrody na jej najgłębszym poziomie, to jak może istnieć coś takiego jak symetria przybliżona? Czyżby przyroda była prosta tylko w przybliżeniu?

W 1960 lub na początku 1961 r. dowiedziałem się o idei, wywodzącej się z fizyki ciała stałego i przeniesionej do fizyki cząstek przez ludzi takich, jak Heisenberg, Nambu i Goldstone, którzy pracowali w obydwu dziedzinach. Była to idea „naruszonej symetrii”, według której hamiltonian i związki komutacyjne teorii kwantowej mogły posiadać ścisłą symetrię, a stan fizyczny mógł mimo to nie dawać czystych reprezentacji tej symetrii. W szczególności mogło się okazać, że symetria hamiltonianu nie jest symetrią próżni.

Jak to się czasem teoretykom zdarza, zakochałem się w tej idei. Ale jak to często bywa w romansach, na początku jej następstwa nie były dla mnie jasne. Myślałem (jak się okazało, błędnie), że symetrie przybliżone — parzystość, izospin, dziwność, ośmiokrotna ścieżka — mogą w istocie być ścisłymi *a priori* zasadami symetrii, i że obserwowane pogwałcenia tych symetrii mogą jakoś być wywołane spontanicznym naruszeniem symetrii. Zaniepokoił mnie więc uzyskany przez Goldstone’a [7] wynik, że przynajmniej w jednym prostym przypadku spontaniczne naruszenie symetrii ciągłej, jak np. izospinu, pociągałoby za sobą istnienie bezmasowej cząstki o spinie zero, którą dziś nazwalibyśmy „bozonem Goldstone’a”. Wydawało się oczywiste, że nie może istnieć żaden nowy typ takiej cząstki, którego dotychczas nie odkryto.

Prowadziłem na ten temat długie dyskusje z Goldstonem w Madison latem 1961 r., a następnie z Salamem, gdy w latach 1961—62 byłem jego gościem w Imperial College. Wkrótce we trzech mogliśmy pokazać, że bozony Goldstone'a muszą się pojawić zawsze, ilekroć mamy do czynienia z naruszeniem symetrii typu dziwności lub izospinu, i że ich masy są równe zero we wszystkich rzędach rachunku zaburzeń. Pamiętam, że byłem tak zniechęcony tymi zerowymi masami, że gdy napisaliśmy na ten temat wspólną pracę [8], dodałem do niej epigraf, aby podkreślić daremność przypuszczeń, że cokolwiek da się wyjaśnić za pomocą stanu próżniowego nie będącego niezmienniczym: była to replika dana Kordelii przez Leara:

„Z niczego może być tylko nic. Odpowiedz jeszcze”.¹

Oczywiście, redakcja *Physical Review* w trosce o czystość literatury fizycznej usunęła cytaty, co pewnie było dobrym posunięciem, jeśli wziąć pod uwagę przyszłość w fizyce teoretycznej stanów próżniowych, które nie są niezmiennicze.

Wkrótce potem Higgs, Kibble i inni [9] wskazali na wyjątek od tej reguły. Pokazali oni, że jeśli naruszona symetria jest lokalną symetrią cechowania, jak np. elektromagnetyczna niezmienniczość względem cechowania, to bozony Goldstone'a można wyeliminować przez pewną transformację cechowania, tak że nie pojawiają się jako cząstki fizyczne, choć formalnie istnieją one i są w pewnym sensie rzeczywiste. Brakujące bozony Goldstone'a pojawiają się za to jako stany o skrętności równej zero cząstek wektorowych, które w związku z tym uzyskują masę.

Myślę, że w tym czasie fizycy usłyszawszy o tym wyjątku traktowali go na ogół jako szczegół techniczny. Mógł to być skutek faktu, że w fizyce teoretycznej sprawy przybrały nowy obrót, zmieniając nagle rolę bozonów Goldstone'a z niepożądanych intruzów na mile widzianych przyjaciół.

W roku 1964 Adler i Weisberger [10] niezależnie wyprowadzili reguły sum, wyrażające stosunek g_A/g_V stałej sprzężenia aksjalnej do wektorowej w rozpadzie beta przez przekroje czynne rozpraszania pionów na nukleonach. Z jednego punktu widzenia (chyba najczęściej w tym czasie spotykanego) ich rachunki były analogiczne do starej dipolowej reguły sum w fizyce atomowej: układ zupełny stanów hadronowych wstawia się w związki komutacyjne dla prądów aksjalnych. To podejście tkwi w nazwie „algebra prądów” [11]. Ale był także inny sposób patrzenia na regułę sum Adlera-Weisbergera. Można przypuścić, że silne oddziaływania mają symetrię przybliżoną opartą na grupie $SU(2) \times SU(2)$, i że ta symetria jest spontanicznie naruszona, co daje, między innymi, masy nukleonów. Pion utożsamia się wówczas (w przybliżeniu) z bozonem Goldstone'a o małej, lecz niezerowej masie; pomysł ten pochodzi od Nambu [12]. Chociaż symetria $SU(2) \times SU(2)$ jest spontanicznie naruszona, ma jednak nadal dużą moc przewidywania, ale te przewidywania mają postać przybliżonych wzorów na elementy macierzowe dla niskoenergetycznych reakcji z udziałem pionów. W tym podejściu regułę sum Adlera-Weisbergera otrzymuje się używając przewidywanych długości rozpraszania pionów na nukleonach wraz z dobrze znaną regułą sum [13], którą znacznie wcześniej wyprowadzono ze związków dyspersyjnych dla rozpraszania pionów na nukleonach.

¹ Por. *Król Lear*, akt I, przekład J. Paszkowskiego (przyp. tłum.).

W tych rachunkach korzysta się nie tylko z faktu, że silne oddziaływania mają spontanicznie naruszoną symetrię $SU(2) \times SU(2)$, ale także z tego, że prądy tej grupy symetrii należy, z dokładnością do stałej, utożsamiać z prądami wektorowym i aksjalnym rozpadu beta (przy tym założeniu stosunek g_A/g_V pojawia się za pośrednictwem związku Goldbergera–Treimana [14], który wyraża g_A/g_V przez stałą rozpadu pionu i stałą sprzężenia pion — nukleon). To tu, w tym związku między prądami symetrii silnych oddziaływań i fizycznymi prądami rozpadu beta kryła się niepokojąca aluzja do głębokiego powiązania oddziaływań słabych i elektromagnetycznych. Nie zrozumiano go jednak prawie przez dziesięć lat.

Lata 1965–67 upłynęły mi szczęśliwie na badaniu następstw spontanicznego naruszenia symetrii w silnych oddziaływaniach [15]. Te właśnie badania doprowadziły do opublikowania w roku 1967 mojej pracy o unifikacji oddziaływań słabych i elektromagnetycznych. Ale zanim do tego przejdę, muszę cofnąć się wstecz i nawiązać do innego nurtu, dotyczącego problemu nieskończoności w kwantowej teorii pola.

To chyba Oppenheimer i Waller [16] niezależnie zauważyli w r. 1930, że kwantowa teoria pola, po wyjściu poza najniższe przybliżenie, daje dla radiacyjnych energii własnych wyniki rozbieżne w nadfiolecie. Profesor Waller powiedział mi wczoraj wieczorem, że gdy opowiedział o tym wyniku Pauliemu, ów nie uwierzył. Musiało się wydawać, że te nieskończoności okażą się katastrofalne dla kwantowej teorii pola, którą Heisenberg i Pauli właśnie stworzyli w latach 1929–30. Istotnie, wywołały one pewne zniechęcenie kwantową teorią pola, i w latach trzydziestych oraz wczesnych latach czterdziestych podejmowano liczne próby znalezienia alternatywy. Problem został rozwiązany (przynajmniej dla elektrodynamiki kwantowej) po wojnie przez Feynmana, Schwingera i Tomonagę [17]. Stwierdzono, że wszystkie nieskończoności znikają, jeśli utożsamiać obserwowane skończone wartości masy i ładunku elektronu nie z parametrami m i e pojawiającymi się w lagranżjanie, lecz z masą i ładunkiem elektronu, obliczonymi z m i e , jeśli wziąć pod uwagę fakt, że elektron i foton są zawsze otoczone chmurami wirtualnych fotonów i par elektron-pozyton [18]. Nagle stało się możliwe przeprowadzenie najrozmaitszych obliczeń, a ich wyniki były w zadziwiającej zgodności z doświadczeniem.

Ale nawet po tym sukcesie zdania na temat znaczenia rozbieżności w nadfiolecie w kwantowej teorii pola były podzielone. Wielu fizyków uważało, a niektórzy sądzą tak jeszcze dziś, że prawdziwe problemy zmieciono jedynie pod dywanik. Wkrótce okazało się, że istnieje tylko pewna ograniczona klasa tzw. „renormalizowalnych” teorii, w których nieskończoności dawały się usunąć przez zaabsorbowanie w skończoną liczbę przeddefiniowanych, lub „zrenormalizowanych”, parametrów fizycznych. (Mówiąc ogólnie, w teoriach renormalizowalnych żadne stałe sprzężenia nie mogą mieć wymiaru ujemnych potęg masy. Ale za każdym razem, gdy dodajemy pole lub pochodną czasoprzestrzenną do oddziaływania, obniżamy wymiar odpowiedniej stałej sprzężenia. Tak więc tylko kilka prostych typów oddziaływania można zrenormalizować). W szczególności, istniejąca teoria Fermiego słabych oddziaływań była jawnie nierenormalizowalna (stała sprzężenia Fermiego ma wymiar [masa]⁻²). Uczucie zniechęcenia w stosunku do kwantowej teorii pola przetrwało w latach pięćdziesiątych i sześćdziesiątych.

Jako doktorant dowiedziałem się o teorii renormalizacji głównie z prac Dysona [19]. Od początku wydało mi się wspaniałe, że jest tylko niewiele renormalizowalnych kwanto-

wych teorii pola. To właśnie takie ograniczenia są najbardziej pożądane: nie metody matematyczne dopuszczające nieskończoną rozmaitość nieistotnych z fizycznego punktu widzenia teorii, lecz metody niosące ograniczenia, gdyż te ograniczenia mogą wskazywać drogę ku jednej prawdziwej teorii. Szczególne wrażenie wywarł na mnie fakt, że elektrodynamikę kwantową można w pewnym sensie wyprowadzić z zasad symetrii i warunku renormalizowalności; jedyny niezmienniczy lorentzowsko i renormalizowalny lagranżjan, zarazem niezmienniczy względem transformacji cechowania, jest właśnie pierwotnym lagranżjanem Diraca z elektrodynamiki kwantowej. Oczywiście to nie tą drogą doszedł Dirac do swojej teorii. Skorzystał on z informacji zebranej w ciągu stu-letni badań doświadczalnych nad elektromagnetyzmem, zaś aby ustalić ostateczną postać swojej teorii, oparł się na idei prostoty (konkretnie na tym, co się czasem nazywa minimalnym sprzężeniem elektromagnetycznym). Ale musimy patrzeć w przyszłość, próbować tworzyć teorie zjawisk, które nie są tak dobrze zbadane doświadczalnie, i być może nie będziemy mogli zaufać czysto formalnym ideom prostoty. Myślałem, że renormalizowalność może być kluczowym kryterium, które także w ogólniejszym kontekście narzuci na nasze teorie ścisły rodzaj prostoty i pomoże nam wybrać tę jedną prawdziwą teorię fizyczną z nieskończonej rozmaitości możliwych do pomyślenia kwantowych teorii pola. Wyjaśnię później, że dziś wyraziłbym to trochę inaczej, ale jestem głębiej, niż kiedykolwiek przekonany, że użycie renormalizowalności jako ograniczenia na nasze teorie obserwowanych oddziaływań jest dobrą strategią. Pełen entuzjazmu dla teorii renormalizowalności napisałem w roku 1957 u Sama Treimana pracę doktorską na temat wykorzystania pewnej zawężonej wersji renormalizowalności do nałożenia ograniczeń na słabe oddziaływania [20], a nieco później wymyśliłem dość trudne twierdzenie [21], które uzupełniło podany przez Dysona [19] i Salama [22] dowód, że rozbieżności w nadfiolecie rzeczywiście skracają się we wszystkich rzędach w teoriach nominalnie renormalizowalnych. Ale to nie pomogło mi rozwiązać głównego problemu — jak zbudować renormalizowalną teorię słabych oddziaływań.

Powróćmy teraz do roku 1967. Rozważałem wówczas konsekwencje naruszonej symetrii $SU(2) \times SU(2)$ silnych oddziaływań, i postanowiłem wypróbować pomysł, że być może symetria $SU(2) \times SU(2)$ jest symetrią „lokalną”, a nie tylko „globalną”. Tak więc silne oddziaływania byłyby opisane przez coś w rodzaju teorii Yanga–Millsa, ale poza mezonami wektorowymi ρ teorii Yanga–Millsa występowałyby także pseudowektorowe mezony A_1 . Aby nadać masę mezonowi ρ , konieczne było umieszczenie w lagranżjanie zwykłych członów odpowiadających ρ i A_1 , a spontaniczne naruszenie symetrii $SU(2) \times SU(2)$ rozszczepiłoby wówczas ρ i A_1 w sposób przypominający mechanizm Higgsa, ale ponieważ taka teoria nie byłaby niezmiennicza względem transformacji cechowania, piony pozostałyby fizycznymi bozonami Goldstone’a. Teoria ta dawała ciekawy wynik, że stosunek mas A_1 do ρ powinien być równy $\sqrt{2}$, i próbując zrozumieć ten wynik bez uciekania się do rachunku zaburzeń odkryłem pewne reguły sum, „reguły sum dla funkcji spektralnej” [23], które, jak się okazało, mają też wiele innych zastosowań. Ale teoria $SU(2) \times SU(2)$ nie była niezmiennicza względem transformacji cechowania, a zatem nie mogła być renormalizowalna [24], więc zbytnio się nią nie zachwycałem [25]. Oczywiście, gdybym nie wstawił do lagranżjanu członu masowego $\rho - A_1$, wówczas teoria byłaby niezmiennicza względem transformacji cechowania i renorma-

lizowalna, a mezon A_1 miałby masę. Ale wówczas nie byłoby pionów, a mezon ρ byłby bezmasowy, co jest, łągodnie mówiąc, jawnie sprzeczne z obserwacją.

W pewnym momencie jesienią roku 1967, w drodze do MIT, gdzie wówczas pracowałem, uświadomiłem sobie, że stosowałem właściwe pomysły do niewłaściwego problemu. To nie mezon ρ jest bezmasowy, lecz foton. A jego partnerem jest nie A_1 , lecz obdarzony masą bozon, podejrzewany od czasów Yukawy o pośredniczenie w słabych oddziaływaniach. Wówczas oddziaływania słabe i elektromagnetyczne dałyby się opisać [26] w jednolity sposób za pomocą ściślej, lecz spontanicznie naruszonej symetrii względem cechowania (oczywiście niekoniecznie $SU(2) \times SU(2)$). I ta teoria byłaby renormalizowalna, tak jak elektrodynamika kwantowa, gdyż, podobnie jak ona, jest niezmiennicza względem transformacji cechowania.

Stworzenie konkretnego modelu uwzględniającego te pomysły nie było trudne. Nie wierzyłem w to, że dobrze rozumiem silne oddziaływania, więc postanowiłem skoncentrować się na leptonach. Istnieją dwa lewoskrętne leptony typu elektronowego, ν_{eL} i e_L , i jeden prawoskrętny lepton typu elektronowego, e_R ; zacząłem więc od grupy $U(2) \times U(1)$: wszystkich unitarnych macierzy 2×2 działających na lewoskrętne leptony typu e , oraz wszystkich unitarnych macierzy 1×1 , działających na prawoskrętny lepton typu e . Rozbijając $U(2)$ na transformacje unimodularne i transformacje fazy, możemy powiedzieć, że mamy do czynienia z grupą $SU(2) \times U(1) \times U(1)$. Ale wówczas jedną z grup $U(1)$ można utożsamić ze zwykłą liczbą leptonową, a ponieważ wydaje się, że liczba leptonowa jest zachowana i nie istnieje sprzężona z nią bezmasowa cząstka wektorowa, zdecydowałem się wyłączyć ją z grupy. Pozostała więc czteroparametrowa grupa $SU(2) \times U(1)$. Spontaniczne naruszenie $SU(2) \times U(1)$ prowadzące do grupy $U(1)$ zwykłej elektromagnetycznej niezmienniczości cechowania nadałoby masy trzem spośród czterech bozonów cechowania: naładowanym bozonom W^\pm i bozonowi neutralnemu, który nazwałem Z^0 . Ze znajomości siły zwykłych słabych oddziaływań z prądami naładowanymi, jak rozpad beta, w których pośredniczą bozony W^\pm , można było określić masę W^\pm ; wynosi ona około $40 \text{ GeV}/\sin\theta$, gdzie θ jest kątem mieszania γ - Z^0 .

Aby pójść dalej, należało przyjąć jakąś hipotezę dotyczącą mechanizmu naruszenia $SU(2) \times U(1)$. Jedyne rodzaje pola w renormalizowalnej teorii $SU(2) \times U(1)$, którego wartości oczekiwane w stanach próżni mogą dać masę elektronowi, to dublet $SU(2)$ o spinie zero (ϕ^+ , ϕ^0), więc dla uproszczenia założyłem, że są to jedyne pola skalarne w teorii. Masa Z^0 wynosi wówczas około $80 \text{ GeV}/\sin 2\theta$. To wyznacza siłę słabych oddziaływań z prądami neutralnymi. Istotnie, tak jak w elektrodynamice kwantowej, gdy już zdecydowaliśmy się na wybór pól w teorii, wszystkie szczegóły teorii są w pełni wyznaczone przez zasady symetrii i renormalizowalność, z kilkoma zaledwie swobodnymi parametrami: ładunkiem i masami leptonów, stałą sprzężenia Fermiego dla rozpadu beta, kątem mieszania θ i masą cząstki skalarniej. O naturalności całej teorii najlepiej świadczy fakt, że w roku 1968 Salam [27] zbudował niezależnie prawie taką samą teorię.

Następnym problemem była renormalizowalność. Reguły feynmanowskie dla teorii Yanga-Millsa z nienaruszonymi symetriami względem cechowania opracowali [28] de Witt, Faddeev i Popov, i inni, i wiadomo było, że takie teorie są renormalizowalne. Ale w roku 1967 nie wiedziałem, jak udowodnić, że spontaniczne naruszenie symetrii nie psuje tej renormalizowalności. Pracowałem nad tym problemem z przerwami przez

kilka lat, częściowo przy współudziale studentów [29], ale nie zrobiłem zbytniego postępu. Patrząc z perspektywy czasu widzę, na czym polegała moja główna trudność: przy kwantowaniu pól wektorowych przyjąłem cechowanie znane obecnie jako cechowanie unitarne [30]; cechowanie to ma kilka wspaniałych zalet, ukazuje prawdziwe widmo cząstek w teorii, ale ma tę wadę, że całkowicie zaciemnia renormalizowalność.

Ostatecznie w roku 1971 't Hooft [31] pokazał w pięknej pracy, jak ten problem można rozwiązać. Wynałazł on cechowanie podobne do „cechowania feynmanowskiego” w elektrodynamice kwantowej, w którym reguły Feynmana w jawny sposób prowadzą jedynie do skończonej liczby typów rozbieżności w nadfiolecie. Konieczne było także pokazanie, że te nieskończoności spełniają zasadniczo te same ograniczenia, co i sam lagranżjan, więc dadzą się zaabsorbować przy redefinicji parametrów teorii. (To było prawdopodobne, lecz niełatwe do udowodnienia, ponieważ teorię niezmienniczą względem transformacji cechowania można skwantować dopiero wtedy, gdy się wybierze jakieś konkretne cechowanie, więc nie jest rzeczą oczywistą, że rozbieżności w nadfiolecie spełniają te same ograniczenia płynące z cechowania, co i sam lagranżjan). Dowód ten został następnie uzupełniony [32] przez Lee i Zinn-Justina oraz przez 't Hoofta i Veltmana. Później Becchi, Rouet i Stora [33] podali pomysłową metodę przeprowadzenia tego rodzaju dowodu, korzystając z globalnej supersymetrii teorii z cechowaniem, która jest zachowana nawet wtedy, gdy wybieramy jakieś konkretne cechowanie.

Muszę przyznać, że gdy po raz pierwszy zobaczyłem w roku 1971 pracę 't Hoofta, nie byłem przekonany, że znalazł on sposób na udowodnienie renormalizowalności. Przyczyna zwątpienia leżała jednak nie w pracy 't Hoofta, lecz we mnie samym: po prostu nie znałem wystarczająco formalizmu całek po trajektoriach, na którym opierała się praca 't Hoofta, i chciałem zobaczyć wyprowadzenie reguł Feynmana w cechowaniu 't Hoofta z kwantyzacji kanonicznej. Wyprowadzenie to pojawiło się wkrótce (dla ograniczonej klasy teorii z cechowaniem) w pracy Bena Lee [34], po przeczytaniu której byłem gotów uznać renormalizowalność jednolitej teorii za istotnie udowodnioną.

W tym czasie wielu teoretyków przekonało się do przyjętego przez nas z Salamem ogólnego podejścia, w którym oddziaływania słabe i elektromagnetyczne rządzone są tą samą grupą ścisłych lokalnych symetrii względem cechowania; grupa ta jest spontanicznie naruszona prowadząc do $U(1)$, co nadaje masę wszystkim bozonom wektorowym z wyjątkiem fotonu; i że ta teoria jest renormalizowalna. Nie było natomiast tak całkiem jasne, że przyroda wybrała właśnie nasz konkretny prosty model. O tym, oczywiście, musiało zadecydować doświadczenie.

Już w roku 1967 było oczywiste, że najlepszym sposobem sprawdzenia teorii będzie poszukiwanie słabych oddziaływań z prądami neutralnymi, w których uczestniczyłyby pośredniczący bozon wektorowy Z^0 . Oczywiście możliwość istnienia prądów neutralnych nie była nowym pomysłem. Już w roku 1937 Gamow i Teller oraz Kemmer i Wentzel, a potem Bludman i Leite-Lopes w roku 1958 prowadzili spekulacje na temat możliwych prądów neutralnych. We wczesnych latach sześćdziesiątych Glashow, a także Salam i Ward [36] podejmowali próby stworzenia jednolitej teorii oddziaływań słabych i elektromagnetycznych, i występowały tam prądy neutralne z wieloma takimi własnościami, które Salam i ja napotkaliśmy tworząc naszą teorię z lat 1967–68. Ale ponieważ jednym z przewidywań naszej teorii była wartość masy Z^0 , dawało to określone przewidywanie

na siłę prądów neutralnych. Tak więc cel prac doświadczalnych został teraz wyraźnie określony.

W roku 1971 dokonałem przeglądu możliwości doświadczalnych [37]. Wnioski były zaskakujące. Poprzednie eksperymenty ustaliły bardzo niskie górne granice na częstości procesów z prądami neutralnymi i wielu fizyków odniosło wrażenie, że istnienie prądów neutralnych można spokojnie wykluczyć; ale teoria z lat 1967—68 przewidywała bardzo niskie częstości, na tyle niskie, że leżały poniżej ówczesnych możliwości wykrycia. Na przykład w eksperymentach z roku 1970 [38] znaleziono jako górną granicę stosunku procesu z prądem neutralnym — elastycznego rozpraszania neutrin mionowych na protonie, od odpowiedniego procesu z prądem naładowanym, w którym jest produkowany mion, wartość $0,12 \pm 0,06$. Przewidziany przeze mnie stosunek wahał się w granicach od 0,15 do 0,25, w zależności od wartości kąta mieszania θ dla Z^0 - γ . Były więc wszelkie powody, by poszukać starannie.

Jak wszyscy wiedzą, prądy neutralne odkryto ostatecznie [39] w roku 1973. Następne lata wypełnione były starannymi badaniami doświadczalnymi szczegółowych własności prądów neutralnych. Przegląd tych eksperymentów [40] odbiega od tematu mojego wykładu, powiem więc tylko, że potwierdziły one teorię ze stałe rosnącą dokładnością dla prądów neutralnych w reakcjach neutrino-nukleon i neutrino-elektron, a od czasu zeszłorocznego znakomitego eksperymentu [41] grupy SLAC-Yale, również dla prądów neutralnych w reakcjach elektron-nukleon.

Wszystko to jest bardzo ładne. Ale muszę powiedzieć, że nie byłbym bardzo zaniepokojony, gdyby się okazało, że poprawna teoria oparta jest na jakiejś innej spontanicznie naruszonej grupie cechowania, z zupełnie innymi prądami neutralnymi. Jedną z możliwości stanowiła pomysłowa teoria $SU(2)$, nie mająca wcale prądów neutralnych, którą zaproponowali w r. 1972 Georgi i Glashow [42]. Dla mnie rzeczą istotną była idea ścisłej, lecz spontanicznie naruszonej symetrii względem cechowania, która łączy oddziaływania słabe i elektromagnetyczne, i pozwala, by były one renormalizowalne. O tym byłem przekonany, choćby tylko dlatego, że pasowało to do mojego wyobrażenia o tym, jaka powinna być przyroda.

Muszę tu wspomnieć o dwóch innych związanych z tym wydarzeniach w fizyce teoretycznej z wczesnych lat siedemdziesiątych, przed odkryciem prądów neutralnych. Jednym z nich jest ważna praca Glashowa, Iliopoulou i Maianiego na temat kwarku powabnego [43]. Ta praca zawierała rozwiązanie bardzo poważnego problemu prądów neutralnych zmieniających dziwność. Profesor Glashow omówi ten temat w swoim wykładzie. Drugie wydarzenie odnosi się szczególnie do silnych oddziaływań, ale pozwoli nam wrócić do jednego z tematów mojego wykładu — do symetrii.

W roku 1973 Politzer oraz Gross i Wilczek odkryli szczególną własność teorii Yanga-Millsa, którą nazwali „asymptotyczną swobodą” — efektywna stała sprzężenia maleje do zera [45], gdy charakterystyczna energia procesu dąży do nieskończoności. Wydawało się, że można tym wytłumaczyć fakt doświadczalny, że nukleon w wysokoenergetycznym głęboko nieelastycznym rozpraszaniu elektronów zachowuje się tak, jak gdyby składał się z zasadniczo swobodnych kwarków [46]. Ale był tu pewien problem. Aby nadać masy bozonom wektorowym w teorii z cechowaniem w wypadku silnych oddziaływań, chcielibyśmy włączyć silnie oddziałujące pola skalarne, a te na ogół niszczą swobodę

asymptotyczną. Inna trudność, która szczególnie mnie martwiła, polegała na tym, że w jednolitej teorii oddziaływań słabych i elektromagnetycznych podstawowe słabe sprzężenie jest tego samego rzędu, co ładunek elektronu e , więc wpływy wirtualnych pośredniczących bozonów wektorowych wprowadziłyby zbyt silne (rzędu $1/137$) niezachowanie parzystości i dziwności w silnych oddziaływaniach skalarów między sobą i z kwarkami [47]. W pewnym momencie wiosną 1973 roku wpadłem na pomysł (niezależnie zrobili to Gross i Wilczek), że można w ogóle pozbyć się silnie oddziałujących pól skalarnych; wówczas symetria cechowania silnych oddziaływań pozostaje nienaruszona, a więc bozony wektorowe, czyli „gluony”, nie mają masy, zaś wzrost sił ze wzrostem odległości pozwala wyjaśnić, dlaczego ani kwarków, ani bezmasowych gluonów nie widzimy w laboratorium [48]. Zakładając trzy „kolory” kwarków (na co wskazują wcześniejsze prace wielu autorów [49]), brak silnie oddziałujących pól skalarnych i grupę cechowania $SU(3)$, dostajemy konkretną teorię silnych oddziaływań, znaną dziś powszechnie jako chromodynamika kwantowa.

Od tamtej pory eksperymenty potwierdzają coraz wyraźniej, że chromodynamika kwantowa jest poprawną teorią silnych oddziaływań. Ale tym, co mnie tu najbardziej interesuje, jest jej wpływ na nasze rozumienie zasad symetrii. Raz jeszcze warunki niezmienniczości względem cechowania i renormalizowalności okazały się niezmiernie potężne. Te warunki narzucają taką prostotę lagranżjanu, że silne oddziaływania w chromodynamice kwantowej muszą być niezmiennicze względem sprzężenia ładunkowego, oraz muszą zachowywać dziwność i (pomijając problemy [50] związane z instantonami) parzystość. Nie trzeba zakładać tych symetrii jako zasad *a priori*; po prostu nie ma sposobu, by lagranżjan był na tyle skomplikowany, żeby je naruszać. Przy jednym dodatkowym założeniu, że kwarki u i d mają względnie małe masy, silne oddziaływania muszą także spełniać przybliżoną symetrię $SU(2) \times SU(2)$ algebry prądów, która po spontanicznym naruszeniu daje nam izospin. Jeśli masa kwarku s też nie jest zbyt duża, dostaje się całą ośmiokrotną ścieżkę jako przybliżoną symetrię silnych oddziaływań. Ponadto, skoro oddziaływania słabe i elektromagnetyczne też opisuje teoria z cechowaniem, prądy słabe muszą być po prostu prądami stowarzyszonymi z tymi symetriami silnych oddziaływań. Innymi słowy, całą strukturę przybliżonych symetrii oddziaływań silnych, słabych i elektromagnetycznych, która wydawała się taka zagadkowa w latach pięćdziesiątych i sześćdziesiątych, w dużym stopniu daje się wyjaśnić jako prostą konsekwencję niezmienniczości względem cechowania oddziaływań silnych, słabych i elektromagnetycznych, oraz renormalizowalności. Symetria wewnętrzna zajmuje teraz to miejsce, które za czasów Einsteina zajmowała symetria czasoprzestrzenna. Wszystkie przybliżone symetrie wewnętrzne są wyjaśnione dynamicznie. Na poziomie fundamentalnym nie ma symetrii przybliżonych ani częściowych: są tylko symetrie ścisłe, które rządzą wszystkimi oddziaływaniami.

Chcę teraz spojrzeć nieco w przeszłość na możliwy rozwój pojęć symetrii i renormalizowalności.

Nadal stoi przed nami pytanie, czy cząstki skalarne odpowiedzialne za spontaniczne naruszenie symetrii cechowania $SU(2) \times U(1)$ oddziaływań słabych są naprawdę elementarne. Jeśli tak, to rozpadające się pół-słabo „bozony Higgsa” o spinie zero powinniśmy znaleźć przy energiach porównywalnych z tymi, które są potrzebne do wypro-

dukowania pośredniczących bozonów wektorowych. Z drugiej strony może się zdarzyć, że skalary są cząstkami złożonymi [51]. Bozony Higgsa byłyby wtedy niewyraźnymi szerokimi stanami o bardzo wysokiej masie, analogicznymi do możliwego wzmocnienia w fali s w rozpraszaniu $\pi\text{-}\pi$. Istniałyby też prawdopodobnie lżejsze, wolniej rozpadające się cząstki skalarne nieco innego typu, znane jako pseudobozyony Goldstone'a [52]. I musiałyby istnieć nowa klasa oddziaływań „ekstra silnych” [53], aby dostarczyć siły wiążącej; ekstra silnych w tym sensie, że swoboda asymptotyczna ustala się przy energii Λ_0 , nie kilkuset MeV, jak w chromodynamice kwantowej, lecz kilkuset GeV. To „ekstra silne” wiązanie czułyby nowe rodziny fermionów, o masach rzędu kilkuset GeV. zobaczymy.

Z czterech (obecnie — trzech) typów oddziaływań, tylko grawitacja oparła się wcieleniu w renormalizowalną kwantową teorię pola. Może to po prostu znaczyć, że nasze matematyczne podejście do ogólnej teorii względności nie jest wystarczająco sprytne. Ale jest też inna możliwość, która wydaje mi się całkiem prawdopodobna. Stała grawitacji wyznacza jednostkę energii znaną jako energia Plancka, wynoszącą około 10^{19} GeV. Jest to energia, przy której grawitacja staje się efektywnie silnym oddziaływaniem, tak, że przy tej energii nie można już pomijać jej rozbieżności w nadfiolecie. Być może istnieje cały świat nowej fizyki przy tych ogromnych energiach, o nie podejrzewanych stopniach swobody, i ogólna teoria względności nie jest formalizmem odpowiednim do zrozumienia fizyki tych stopni swobody przy superwysokiej energii. Gdy badamy grawitację lub inne zwykle zjawiska, gdzie masy cząstek i energie nie przekraczają wartości rzędu TeV, możemy zdobywać wiedzę tylko o „efektywnej” teorii pola, czyli takiej, w której superwysokie stopnie swobody nie pojawiają się w sposób jawny, ale parametry sprzężenia w ukryty sposób stanowią sumy po tych ukrytych stopniach swobody.

Żeby zobaczyć, czy to ma sens, założmy że jest to prawda i zapytajmy, jakiego oddziaływania oczekivalibyśmy na tej podstawie przy zwykłych energiach. „Wycalkowując” superwysokie stopnie swobody w fundamentalnej teorii, natykamy się na ogół na bardzo złożoną efektywną teorię pola — w istocie tak złożoną, że zawiera ona **wszystkie** oddziaływania dozwolone przez zasady symetrii. Ale tam, gdzie analiza wymiarowa mówi nam, że stała sprzężenia jest pewną potęgą pewnej masy, ta masa będzie prawdopodobnie typową masą superciężką, rzędu 10^{19} GeV. Nieskończenie wiele nierenormalizowalnych oddziaływań w efektywnej teorii pola ma stałe sprzężenia o wymiarze masy do ujemnej potęgi, więc przy zwykłych energiach ich efekty są stłumione jak potęgi energii dzielonej przez superciężkie masy. A więc jedynymi oddziaływaniami, które możemy wykryć przy zwykłych energiach, są oddziaływania renormalizowalne w zwykłym sensie, oraz dowolne z nierenormalizowalnych, które choć prowadzą do małych efektów, to na tyle egzotycznych, by dały się dostrzec.

Jedną z możliwości wykrycia bardzo słabego oddziaływania ma miejsce wtedy, gdy jest ono spójne i długozasięgowe, tak, że może się wzmacniać i dawać efekty makroskopowe. Pokazano [54], że jedynymi cząstkami, których wymiana może dać takie siły, są cząstki bezmasowe o spinach 0,1 lub 2. Co więcej, już sama niezmienniczość lorentzowska wystarczy do pokazania, że oddziaływania długozasięgowe wywołane przez dowolną cząstkę o masie zero i o spinie 2 muszą być rządzone przez ogólną teorię względności [55]. Zatem z tego punktu widzenia nie powinniśmy być specjalnie zdziwieni, że grawitacja jest jedynym z dotychczas odkrytych oddziaływań, którego, jak się wydaje,

nie opisuje renormalizowalna teoria pola — jest to prawie jedyne supersłabe oddziaływanie, które mogło być wykryte. A z faktu, że grawitację w skali makroskopowej dobrze opisuje ogólna teoria względności, nie powinniśmy wyciągać wniosku, że ogólna teoria względności jest poprawna dla 10^{19} GeV.

Nierenormalizowalne efektywne oddziaływania można też wykryć, gdy naruszają one ściśle w innych wypadkach prawa zachowania. Godną uwagi konsekwencją symetrii względem cechowania $SU(3)$ i $SU(2) \times U(1)$ oddziaływań silnych, słabych i elektromagnetycznych jest to, że wszystkie renormalizowalne oddziaływania między znanymi cząstkami automatycznie zachowują liczbę barionową i leptonową. Tak więc z faktu, że zwykła materia wydaje się całkiem trwała i że nie zaobserwowano rozpadu protonu, nie należy wysnuwać wniosku, że zachowanie liczby barionowej i leptonowej należy do podstawowych praw zachowania. Do tego stopnia dokładności, do jakiego zostały one sprawdzone, prawa zachowania liczby barionowej i leptonowej można wyjaśnić jako dynamiczne konsekwencje innych symetrii, w ten sam sposób, jak zachowanie dziwności wyjaśniono w ramach chromodynamiki kwantowej. Ale mogą istnieć cząstki superciężkie, i mogą mieć one niezwykle własności transformacyjne względem grup $SU(3)$ lub $SU(2) \times U(1)$, i w tym wypadku nie ma powodu, dla którego ich oddziaływanie miałyby zachowywać liczbę barionową lub leptonową. Wątpię, by zachowywały. W istocie fakt, że Wszechświat wydaje się posiadać więcej barionów, niż antybarionów, powinien wzbudzić w nas podejrzenie, że procesy nie zachowujące liczby barionowej rzeczywiście miały miejsce. Jeśli efekty niewielkiego niezachowania liczby barionowej lub leptonowej, np. rozpad protonu czy masa neutrina, zostaną odkryte doświadczalnie, wówczas symetrie względem cechowania pozostaną jedynymi prawdziwymi wewnętrznymi symetriami w przyrodzie; osobiście uznałbym taką konkluzję za bardzo zadowalającą.

Pojęcie nowej skali superciężkich mas powstało w inny sposób [56]. Jeśli jakakolwiek „wielka unifikacja” teorii z cechowaniem dla sprzężeń silnych i elektromagnetycznych ma być kiedykolwiek możliwa, to oczekiwalibyśmy, że wszystkie stałe sprzężenia odpowiadające grupom $SU(3)$ i $SU(2) \times U(1)$ będą porównywalnej wielkości. (W szczególności, jeśli $SU(3)$ i $SU(2) \times U(1)$ są podgrupami większej grupy prostej, wówczas stosunki kwadratów stałych sprzężenia są ustalone jako liczby wymierne rzędu jedności [57].) Ale to wydaje się sprzeczne z oczywistym faktem, że oddziaływania silne są silniejsze, niż słabe i elektromagnetyczne. W roku 1974 zasugerowaliśmy wraz z Georgim i Quinem, że skala wielkiej unifikacji, przy której wszystkie sprzężenia są porównywalne, odpowiada ogromnej energii, a powodem, że sprzężenie silne przy zwykłych energiach jest o tyle większe od sprzężeń elektroślabych jest to, że chromodynamika kwantowa jest asymptotycznie swobodna, więc jej efektywna stała sprzężenia rośnie powoli, gdy energia opada od skali wielkiej unifikacji do zwykłych wartości. Zmiana silnych sprzężeń następuje bardzo powoli (jak $1/\sqrt{\ln E}$), więc skala wielkiej unifikacji musi być olbrzymia. Stwierdziliśmy, że dla dość dużej klasy teorii skala wielkiej unifikacji jest rzędu 10^{16} GeV, co nie odbiega tak bardzo od energii Plancka — 10^{19} GeV. Bardzo trudno jest dokładnie oszacować czas życia nukleonu, ale podaliśmy wartość reprezentatywną 10^{32} lat, co być może za kilka lat zostanie sprawdzone doświadczalnie (te oszacowania zostały uściślone w bardziej szczegółowych rachunkach wielu autorów [58]). Obliczyliśmy także wartość parametru mieszania $\sin^2\theta$; wynik jest 0,2, niezbyt różny od aktu-

alnej wartości doświadczalnej [40] $0,23 \pm 0,01$. Ważnym zadaniem dla przyszłych eksperymentów badających prądy neutralne będzie poprawienie dokładności, z jaką znamy $\sin^2\theta$, by zobaczyć, czy to naprawdę zgadza się z przewidywaniem.

W teorii całkowicie zunifikowanej, aby elementarne cząstki skalarne mogły wywołać spontaniczne naruszenie symetrii oddziaływań elektroslabych względem cechowania przy energii kilkuset GeV, jest rzeczą konieczną (i wystarczającą), by te cząstki nie uzyskały superciężkich mas przy spontanicznym naruszeniu wielkiej zunifikowanej grupy cechowania [59]. Nie ma w tym nic niemożliwego, ale nie potrafiłem wymyślić żadnego powodu, żeby tak się działo. (Ten problem może być związany ze starą zagadką, dlaczego poprawki kwantowe nie prowadzą do ogromnej stałej kosmologicznej; w obu wypadkach mamy do czynienia z anomalnie małym superrenormalizowalnym członem w efektywnym lagranżjanie, który należy wyzerować. W przypadku stałej kosmologicznej to wyzerowanie musi być przeprowadzone z dokładnością do pięćdziesięciu miejsc po przecinku). Jeśli nie ma elementarnych cząstek skalarnych, które nie przybierają superciężkich mas w wyniku naruszenia wielkiej zunifikowanej grupy cechowania, wówczas, jak już wspomniałem, muszą istnieć supersilne oddziaływania, aby związać złożone bozony Goldstone'a i Higgsa stowarzyszone ze spontanicznym naruszeniem $SU(2) \times U(1)$. Takie siły mogą pojawić się dość naturalnie w wielkich teoriach zunifikowanych. Przypuśćmy na przykład, że wielka grupa cechowania zostaje naruszona i daje nie $SU(3) \times SU(2) \times U(1)$, ale $SU(4) \times SU(3) \times SU(2) \times U(1)$. Ponieważ $SU(4)$ jest większą grupą, niż $SU(3)$, to jej stała sprzężenia rośnie przy zmniejszaniu energii znacznie szybciej, niż sprzężenie w chromodynamice kwantowej, a więc oddziaływanie $SU(4)$ staje się silne przy znacznie wyższej energii, niż owe kilkaset MeV, przy których staje się silne oddziaływanie w chromodynamice kwantowej. Zwykle kwarki i leptony byłyby obojętne względem $SU(4)$, więc nie odczuwałyby tej siły, lecz inne fermiony mogłyby nieść liczby kwantowe grupy $SU(4)$, i w ten sposób uzyskać całkiem duże masy. Można sobie nawet wyobrazić ciąg coraz większych podgrup wielkiej grupy cechowania, który wypełniłby olbrzymi przedział energii aż do 10^{15} lub 10^{19} GeV masami cząstek, produkowanymi kolejno przez coraz silniejsze oddziaływania.

Jeśli istnieją elementarne cząstki skalarne, których wartości oczekiwane między stanami próżni są odpowiedzialne za masy zwykłych kwarków i leptonów, to poprawki radiacyjne związane z superciężkimi bozonami wektorowymi wielkiej grupy cechowania dadzą przyczynki rzędu α do tych mas, i prawdopodobnie nie będzie można wytłumaczyć wartości wielkości typu m_e/m_μ bez zupełnej wielkiej zunifikowanej teorii. Z drugiej strony, jeśli nie ma takich elementarnych skalarów, to efektywna teoria pola opisująca fizykę przy zwykłych energiach zapomina o wszystkich szczegółach wielkiej teorii zunifikowanej, i powinno się dać obliczyć masy kwarków i leptonów wyłącznie w oparciu o procesy zachodzące przy dostępnych energiach. Niestety nikomu dotychczas nie udało się zrozumieć, jak w ten sposób powstało obserwowane widmo mas [60].

Odsuwając na bok te niepewności przypuśćmy, że istnieje prawdziwie fundamentalna teoria, z charakterystyczną skalą energii rzędu 10^{16} – 10^{19} GeV, przy której oddziaływania silne, elektroslabe i grawitacyjne są zunifikowane. Mogłaby to być konwencjonalna renormalizowalna kwantowa teoria pola, ale chwilowo nie wiemy, jakby to było możliwe przy uwzględnieniu grawitacji. Lecz jeśli nie jest ona renormalizowalna, to co

wówczas określa nieskończony układ stałych sprzężenia, których potrzebujemy do zaabsorbowania wszystkich nadfioletowych rozbieżności teorii?

Myślę, że odpowiedź zawiera się w fakcie, że kwantowa teoria pola, zrodzona przed pięćdziesięciu laty z mariażu mechaniki kwantowej z teorią względności, jest pięknym, lecz niezbyt krzepkim dzieckiem. Landu i Källén dostrzegli dawno temu, że kwantowa teoria pola przy superwysokich energiach podatna jest na różne dolegliwości — tachiony, duchy, itp., i potrzebuje do przetrwania specjalnego lekarstwa. Jedną radą na to, by kwantowa teoria pola uniknęła tych dolegliwości, jest jej renormalizowalność i asymptotyczna swoboda, są jednak i inne możliwości. Na przykład, nawet nieskończony ciąg stałych sprzężenia może dążyć do stałego punktu różnego od zera, gdy energia, przy której się je mierzy, dąży do nieskończoności. Ale żądanie takiego zachowania nakłada na ogół tak wiele ograniczeń na sprzężenia, że zostaje tylko pewna skończona liczba swobodnych parametrów [61] — tak, jak dla teorii renormalizowalnych w zwykłym sensie. Tak więc myślę, że w ten czy inny sposób kwantowa teoria pola pozostanie nadal nieustępliwa w tym, że pozwalać nam będzie opisywać jedynie niewielką liczbę możliwych świadków, wśród których, ufam, jest i nasz.

Jestem chyba optymistą, jak chodzi o przyszłość fizyki. I nic tak nie pogłębia mego optymizmu, jak odkrycie naruszonych symetrii. W siódmej księdze Rzeczypospolitej Platon opisuje więźniów, którzy są przykuci wewnątrz jaskini i mogą widzieć jedynie cienie, rzucane na ścianę jaskini przez świat zewnętrzny. Bezpośrednio po uwolnieniu z jaskini odczuwają oni ból oczu, i przez pewien czas myślą, że cienie widziane wewnątrz były bardziej rzeczywiste od przedmiotów, które widzą teraz. Ale z czasem ich wzrok się wyostrza i mogą pojąć, jak piękny jest prawdziwy świat. My też jesteśmy w jaskini, uwięzieni przez ograniczone rodzaje eksperymentów, które możemy robić. Możemy zwłaszcza badać materię tylko przy stosunkowo niskich temperaturach, gdzie symetrie są prawdopodobnie spontanicznie naruszone, więc przyroda nie wydaje nam się ani bardzo prosta, ani jednolita. Nie byliśmy w stanie wyjść z tej jaskini, ale patrząc długo i uważnie na cienie na ścianie możemy przynajmniej dostrzec zarysy symetrii, które, wprawdzie naruszone, są ścisłymi zasadami rządzącymi wszystkimi zjawiskami, i wyrażają piękno zewnętrznego świata.

tłumaczyła *Magdalena Staszek*

Instytut Fizyki Doświadczalnej UW
Warszawa

Literatura

Mogłem tu podać jedynie odnośniki do bardzo małej części literatury dotyczącej omawianych problemów. Dodatkowe pozycje można znaleźć w następujących pracach przeglądowych: E. S. Abers, B. W. Lee, *Gauge Theories*, Phys. Rep. 9 C, Nr 1 (1973); W. Marciano, H. Pagels, *Quantum Chromodynamics*, Phys. Rep. 36 C, Nr 3 (1978); J. C. Taylor, *Gauge Theories of Weak Interactions*, Cambridge University Press 1976.

[1] M. A. Tuve, N. Heydenberg, L. R. Hafstad, *Phys. Rev.* 50, 806 (1936); G. Breit, E. V. Condon, R. D. Present, *Phys. Rev.* 50, 825 (1936); G. Breit, E. Feenberg, *Phys. Rev.* 50, 850 (1936).

[2] M. Gell-Mann, *Phys. Rev.* 92, 833 (1953); T. Nakano, K. Nishijima, *Progr. Theor. Phys.* 10, 581 (1955).

- [3] T. D. Lee, C. N. Yang, *Phys. Rev.* **104**, 254 (1956); C. S. Wu et al., *Phys. Rev.* **105**, 1413 (1957); R. Garwin, L. Lederman, M. Weinrich, *Phys. Rev.* **105**, 1415 (1957); J. I. Friedman, V. L. Telegdi, *Phys. Rev.* **105**, 1681 (1957).
- [4] M. Gell-Mann, Cal. Tech. Synchrotron Laboratory Report CTSL-20 (1961), nie opublikowane
Y. Ne'eman, *Nucl. Phys.* **26**, 222 (1961).
- [5] V. Fock, *Z. Phys.* **39**, 226 (1927); H. Weyl, *Z. Phys.* **56**, 330 (1929). Nazwa „niezmienniczość względem cechowania” opiera się na analogii z wcześniejszymi spekulacjami H. Weyla w *Raum, Zeit, Materie*, wyd. 3 (Spring, 1920). Także F. London, *Z. Phys.* **42**, 375 (1927) (C. N. Yang przedstawił przegląd historyczny tej sprawy na wykładzie w City College w roku 1977).
- [6] C. N. Yang, R. L. Mills, *Phys. Rev.* **96**, 191 (1954).
- [7] J. Goldstone, *Nuovo Cimento* **19**, 154 (1961).
- [8] J. Goldstone, A. Salam, S. Weinberg, *Phys. Rev.* **127**, 965 (1962).
- [9] P. W. Higgs, *Phys. Lett.* **12**, 132 (1964); **13**, 508 (1964); *Phys. Rev.* **145**, 1156 (1966); T. W. B. Kibble, *Phys. Rev.* **155**, 1554 (1967); G. S. Guralnik, C. R. Hagen, T. W. B. Kibble, *Phys. Rev. Lett.* **13**, 585 (1964); F. Englert, R. Brout, *Phys. Rev. Lett.* **13**, 321 (1964). Także P. W. Anderson, *Phys. Rev.* **130**, 439 (1963).
- [10] S. L. Adler, *Phys. Rev. Lett.* **14**, 1051 (1965); *Phys. Rev.* **140**, B 736 (1965); W. I. Weisberger, *Phys. Rev. Lett.* **14**, 1047 (1965); *Phys. Rev.* **143**, 1302 (1966).
- [11] M. Gell-Mann, *Physics* **1**, 63 (1964).
- [12] Y. Nambu, G. Jona-Lasinio, *Phys. Rev.* **122**, 345 (1961); **124**, 246 (1961); Y. Nambu, D. Lurie, *Phys. Rev.* **125**, 1492 (1962); Y. Nambu, E. Schrauner, *Phys. Rev.* **128**, 862 (1962); także M. Gell-Mann, M. Lévy, *Nuovo Cimento* **16**, 705 (1960).
- [13] M. L. Goldberger, H. Miyazawa, R. Oehme, *Phys. Rev.* **99**, 986 (1955).
- [14] M. L. Goldberger, S. B. Treiman, *Phys. Rev.* **111**, 354 (1958).
- [15] S. Weinberg, *Phys. Rev. Lett.* **16**, 879 (1966); **17**, 336 (1966); **17**, 616 (1966); **18**, 188 (1967); *Phys. Rev.* **166**, 1568 (1967).
- [16] J. R. Oppenheimer, *Phys. Rev.* **35**, 461 (1930); I. Waller, *Z. Phys.* **59**, 168 (1930); **62**, 673 (1930).
- [17] R. P. Feynman, *Rev. Mod. Phys.* **20**, 367 (1948); *Phys. Rev.* **74**, 939, 1430 (1948); **76**, 749, 769 (1949); **80**, 440 (1950); J. Schwinger, *Phys. Rev.* **73**, 146 (1948); **74**, 1439 (1948); **75**, 651 (1949); **76**, 790 (1949); **82**, 664, 914 (1951); **91**, 713 (1953); *Proc. Nat. Acad. Sci.* **37**, 452 (1951); S. Tomonaga, *Progr. Theor. Phys.* **1**, 27 (1946); Z. Koba, T. Tati, S. Tomonaga, tamże **3**, 276 (1948); Z. Koba, S. Tomonaga, tamże **3**, 290 (1948).
- [18] Wcześniejsze sugestie, że można w ten sposób usuwać nieskończoności w teoriach pól kwantowych, znaleźć można u V. F. Weisskopfa, *Kong. Dansk. Vid. Selsk. Mat. Fys. Medd.* **15**, nr 6 (1936), zwłaszcza str. 34 i 5—6; H. Kramers (nie opublikowane).
- [19] F. J. Dyson, *Phys. Rev.* **75**, 486, 1736 (1949).
- [20] S. Weinberg, *Phys. Rev.* **106**, 1301 (1957).
- [21] S. Weinberg, *Phys. Rev.* **118**, 838 (1960).
- [22] A. Salam, *Phys. Rev.* **82**, 217 (1951); **84**, 426 (1951).
- [23] S. Weinberg, *Phys. Rev. Lett.* **18**, 507 (1967).
- [24] Literatura dotycząca nierenormalizowalności teorii z wewnętrznymi naruszonymi symetriami cechowania: A. Komar, A. Salam, *Nucl. Phys.* **21**, 624 (1960); H. Umezawa, S. Kamefuchi, *Nucl. Phys.* **23**, 399 (1961); S. Kamefuchi, L. O'Raifeartaigh, A. Salam, *Nucl. Phys.* **28**, 529 (1961); A. Salam, *Phys. Rev.* **127**, 331 (1962); M. Veltman, *Nucl. Phys.* **B7**, 637 (1968); **B21**, 288 (1970); D. Boulware, *Ann. Phys.* (N. Y.) **56**, 140 (1970).
- [25] Wzmianka o tej pracy pojawia się w pozycji [23] jako odnośnik 7.
- [26] S. Weinberg, *Phys. Rev. Lett.* **19**, 1264 (1967).
- [27] A. Salam, w *Elementary Particle Physics*, Sympozjum Noblowskie nr 8, pod red. N. Svartholma; Almquist i Wiksell, Sztokholm 1968, str. 367.
- [28] B. de Witt, *Phys. Rev. Lett.* **12**, 742 (1964); *Phys. Rev.* **162**, 1195 (1967); L. D. Faddeev, V. N. Popov, *Phys. Lett.* **B25**, 29 (1967). Także R. P. Feynman, *Acta Phys. Pol.* **24**, 697 (1963); S. Mandelstam, *Phys. Rev.* **175**, 1580, 1604 (1968).

- [29] L. Staller, rozprawa doktorska w M. I. T., nie opublikowana.
- [30] Pierwszą wzmiankę o swojej pracy z cechowaniem unitarnym opublikowałem w *Phys. Rev. Lett.* **27**, 1688 (1971), a szczegółowy opis znajduje się w mojej publikacji w *Phys. Rev.* **D7**, 1068 (1973).
- [31] G.'t Hooft, *Nucl. Phys.* **B35**, 167 (1971).
- [32] B. W. Lee, J. Zinn-Justin, *Phys. Rev.* **D5**, 3121, 3137, 3155 (1972); G.'t Hooft, M. Veltman, *Nucl. Phys.* **B44**, 189 (1972), **B50**, 318 (1972).
- [33] C. Becchi, A. Rouet, R. Stora, *Comm. Math. Phys.* **42**, 127 (1975).
- [34] B. W. Lee, *Phys. Rev.* **D5**, 823 (1972).
- [35] G. Gamow, E. Teller, *Phys. Rev.* **51**, 288 (1937); N. Kemmer, *Phys. Rev.* **52**, 906 (1937); G. Wentzel, *Helv. Phys. Acta* **10**, 108 (1937); S. Bludman, *Nuovo Cimento* **9**, 433 (1958); J. Leite-Lopes, *Nucl. Phys.* **8**, 234 (1958).
- [36] S. L. Glashow, *Nucl. Phys.* **22**, 519 (1961); A. Salam, J. C. Ward, *Phys. Lett.* **13**, 168 (1964).
- [37] S. Weinberg, *Phys. Rev.* **D5**, 1412 (1972).
- [38] D. C. Cundy et al., *Phys. Lett.* **31B**, 478 (1970).
- [39] Pierwsze opublikowane odkrycie prądów neutralnych miało miejsce w komorze pęcherzykowej Gargamelle w CERNie: F. J. Hasert et al., *Phys. Lett.* **46B**, 121, 138 (1973); także P. Musset, *J. Phys.* (France) **11/12 T34** (1973). W tym samym czasie przypadki bez produkcji mionów widziała także grupa HPWF w Laboratorium Fermiego, ale gdy publikacja ich wyników opóźniła się, skorzystali z okazji, by przebudować detektor, i z początku nie uzyskali tego samego sygnału pochodzącego od prądów neutralnych. W pracy A. Benvenuti et al., *Phys. Rev. Lett.* **32**, 800 (1974) opublikowane są dowody doświadczalne na istnienie prądów neutralnych zebrane przez grupę HPWF.
- [40] Przegląd danych doświadczalnych zawiera referat C. Baltaya w Proceedings of the 19th International Conference on High Energy Physics, Tokio 1978. Analizy teoretyczne: L. F. Abbott, R. M. Barnett, *Phys. Rev.* **D19**, 3230 (1979); P. Langacker, J. E. Kim, M. Levine, H. H. Williams, D. P. Sidhu (w druku), i wcześniejsze cytowane tam pozycje.
- [41] C. Y. Prescott et al., *Phys. Lett.* **77B**, 347 (1978).
- [42] S. L. Glashow, H. L. Georgi, *Phys. Rev. Lett.* **28**, 1494 (1972). Także J. Schwinger, *Ann. Phys.* (N. Y.) **2**, 407 (1957).
- [43] S. L. Glashow, J. Iliopoulos, L. Maiani, *Phys. Rev.* **D2**, 1285 (1970). Pracę tę cytowano w pozycji [37] jako źródło możliwego rozwiązania problemu prądów neutralnych zmieniających dziwność. Ale w tym czasie odnosiłem się sceptycznie do modelu kwarków, więc w rachunkach w pracy [37] bariony uwzględniono w teorii w ten sposób, że neutron i proton tworzą dublet $SU(2)$, a cząstki dziwne po prostu pominięto.
- [44] H. D. Politzer, *Phys. Rev. Lett.* **30**, 1346 (1973); D. J. Gross, F. Wilczek, *Phys. Rev. Lett.* **30**, 1343 (1973).
- [45] Zależne od energii efektywne stałe sprzężenia wprowadzili M. Gell-Mann i F. G. Low, *Phys. Rev.* **95**, 1300 (1954).
- [46] E. D. Bloom et al., *Phys. Rev. Lett.* **23**, 930 (1969); M. Breidenbach et al., *Phys. Rev. Lett.* **23**, 935 (1969).
- [47] S. Weinberg, *Phys. Rev.* **D8**, 605 (1973).
- [48] D. J. Gross, F. Wilczek, *Phys. Rev.* **D8**, 3633 (1973); S. Weinberg, *Phys. Rev. Lett.* **31**, 494 (1973). Przed odkryciem swobody asymptotycznej podobną ideę zaproponowali H. Fritzsch, M. Gell-Mann i H. Leutwyler, *Phys. Lett.* **47B**, 365 (1973).
- [49] O. W. Greenberg, *Phys. Rev. Lett.* **13**, 598 (1964); M. Y. Han, Y. Nambu, *Phys. Rev.* **139**, B 1006 (1965); W. A. Bardeen, H. Fritzsch, M. Gell-Mann, w *Scale and Conformal Symmetry in Hadron Physics*, pod red. R. Gatto, Wiley 1973, str. 139, itd.
- [50] G.'t Hooft, *Phys. Rev. Lett.* **37**, 8 (1976).
- [51] Takie „dynamiczne” mechanizmy spontanicznego naruszenia symetrii dyskutowali początkowo Y. Nambu i G. Jona-Lasinio, *Phys. Rev.* **122**, 345 (1961); J. Schwinger, *Phys. Rev.* **125**, 397 (1962); **128**, 2425 (1962); zaś w kontekście nowoczesnych teorii z cechowaniem R. Jackiw i K. Johnson, *Phys. Rev.* **D8**, 2386 (1973); J. M. Cornwall, R. E. Norton, *Phys. Rev.* **D8**, 3338 (1973). Następstwa dynamicznego naruszenia symetrii rozważali S. Weinberg, *Phys. Rev.* **D13**, 974 (1976); **D19**, 1277 (1979); L. Susskind, *Phys. Rev.* **D20**, 2619 (1979).

- [52] S. Weinberg, pozycja [51]. Możliwość istnienia pseudobozonów Goldstone'a zauważył początkowo S. Weinberg, *Phys. Rev. Lett.* **29**, 1698 (1972).
- [53] S. Weinberg, pozycja [51]. Modele uwzględniające takie oddziaływanie rozważał także L. Susskind w poz. [51].
- [54] S. Weinberg, *Phys. Rev.* **135**, B 1049 (1964).
- [55] S. Weinberg, *Phys. Lett.* **9**, 357 (1964); *Phys. Rev.* **138**, B 988 (1965); *Lectures in Particle and Field Theory* pod red. S. Desera i K. Forda, Prentice-Hall 1965, str. 988; także pozycja [54]. Zupełny program wyprowadzenia ogólnej teorii względności z mechaniki kwantowej i szczególnej teorii względności zaproponowali D. Boulware i S. Deser, *Ann. Phys.* **89**, 173 (1975). Podobne idee przedstawił R. Feynman w nie opublikowanych wykładach w Kalifornijskim Instytucie Technologicznym.
- [56] H. Georgi, H. Quinn, S. Weinberg, *Phys. Rev. Lett.* **33**, 451 (1974).
- [57] Przykład prostej grupy cechowania dla oddziaływań słabych i elektromagnetycznych (dla których $\sin^2 \theta = 1/4$) podał S. Weinberg w *Phys. Rev.* **D5**, 1962 (1972). Istnieje pewna liczba konkretnych modeli oddziaływań słabych, elektromagnetycznych i silnych opartych na prostych grupach cechowania, które można znaleźć w pracach: J. C. Pati, A. Salam, *Phys. Rev.* **D10**, 275 (1974); H. Georgi, S.-L. Glashow, *Phys. Rev. Lett.* **32**, 438 (1974); H. Georgi w *Particles and Fields* American Institute of Physics 1975; H. Fritzsch, P. Minkowski, *Ann. Phys.* **93**, 193 (1973); H. Georgi, D. V. Nanopoulos, *Phys. Lett.* **82B**, 392 (1979); F. Gürsey, P. Ramond, P. Sikivie, *Phys. Lett.* **B60**, 177 (1975); F. Gürsey, P. Sikivie, *Phys. Rev. Lett.* **36**, 775 (1976); P. Ramond, *Nucl. Phys.* **B110**, 214 (1976); itd.
- [58] A. Buras, J. Ellis, M. K. Gaillard, D. V. Nanopoulos, *Nucl. Phys.* **B135**, 66 (1978); D. Ross, *Nucl. Phys.* **B140**, 1 (1978); W. J. Marciano, *Phys. Rev.* **D20**, 274 (1979); T. Goldman, D. Ross, preprint CALT 68—704, w druku; C. Jarlskog, F. J. Yndurain, preprint CERN-owski (w druku); M. Machacek, preprint HUTP-79/A021, w druku w *Nucl. Phys.*; S. Weinberg, praca w przygotowaniu. Fenomenologia rozpadu protonu omówiona jest ogólnie w pracach: S. Weinberg, *Phys. Rev. Lett.* **43**, 1566 (1979); F. Wilczek, A. Zee, *Phys. Rev. Lett.* **43**, 1571 (1971).
- [59] E. Gildener, S. Weinberg, *Phys. Rev.* **D13**, 3333 (1976); S. Weinberg, *Phys. Lett.* **82B**, 387 (1979). Występujący tu mechanizm naruszania symetrii opisany był po raz pierwszy w pracy S. Coleman, E. Weinberg, *Phys. Rev.* **D7**, 1888 (1976).
- [60] Problem ten badali ostatnio S. Dimopoulos i L. Susskind, *Nucl. Phys.* **B155**, 273 (1979); E. Eichten i K. Lane, praca w druku w *Phys. Lett.*; S. Weinberg (nie opublikowane).
- [61] S. Weinberg, w *General Relativity — an Einstein Centenary Survey*, pod red. S. W. Hawkinga i W. Israela Cambridge University Press 1979, rozdział 16.

R Ó Ż N E

Jerzy Kołodziejczak

Institut Fizyki PAN
Warszawa

Stan i kierunki rozwoju fizyki w Polsce

Część II. Charakterystyka kierunków badań fizycznych w Polsce *

**Present State and General Trends in Development of Physics in Poland.
Part II. A Characterization of Research in Physics Conducted in Poland**

Abstract: The major topics in research and general trends in development of physical sciences in Poland are described.

Wstęp

Rozwój badań fizycznych w Polsce można podzielić na kilka etapów. Pierwszy, to okres do początku lat dwudziestych, w którym, jak ktoś powiedział „byli wybitni fizycy polscy ale nie było polskiej fizyki”. Drugi etap, to lata międzywojenne. W okresie tym powstały w kraju ośrodki fizyki prowadzące zorganizowane badania naukowe, wśród nich ośrodek warszawski kierowany przez Stefana Pieńkowskiego, człowieka, który stworzył w kraju silną szkołę fizyki a fizykę polską wprowadził na forum międzynarodowe [1—3]. W tym właśnie okresie tkwią korzenie tematyki badań rozwijanych dziś w kraju. W latach wojny okupant zniszczył całą materialną część potencjału badawczego, wyniszczył także większość kadry naukowej. Pozostała jednak garstka doświadczonych, pełnych zapału ludzi, którzy po wojnie potrafili nie tylko odbudować, ale i doprowadzić fizykę w Polsce do takiego poziomu, jaki dziś reprezentuje. Pragnę w tym miejscu, w imieniu młodszych generacji podziękować nestorom polskiej fizyki za ten ogromny trud.

Po wojnie, pierwsze podjęły badania placówki uniwersyteckie, lecz nikłe środki i ogromne obciążenia dydaktyczne uniemożliwiały im rozwinięcie w pełni działalności badaw-

* Część druga referatu wygłoszonego 26 września 1979 r. na XXVI Zjeździe Fizyków Polskich w Toruniu. Część pierwsza ukazała się w *Postęпах Fizyki* 31, 533 (1980). Materiały do referatu zgromadziła i opracowała Mirosława Jastrzębska.

czej. Mimo to one właśnie umożliwiły start tworzonemu później placówkom poza szkołami wyższymi, oddając im w pierwszym okresie swoją skromną aparaturę i najlepszą kadre. Znaczna intensyfikacja badań we wszystkich najważniejszych kierunkach fizyki nastąpiła w latach pięćdziesiątych wraz z powstaniem Instytutu Fizyki PAN, Instytutu Badań Jądrowych i Instytutu Fizyki Jądrowej. Placówki te wraz z placówkami wyższych uczelni podjęły wówczas prace badawcze w najaktualniejszych kierunkach fizyki, włączając się w światowy nurt tej dziedziny nauki. Intensywny rozwój fizyki stymulowało z upływem lat powoływanie nowych, również specjalistycznych placówek. W rezultacie, jak już wspominałem, działa dziś w kraju 68 placówek fizyki.

Fizycy polscy starają się podejmować i rozwijać problemy zgodnie z najnowszymi tendencjami panującymi na świecie. Zasadniczymi jednak kierunkami badań uprawianymi obecnie w kraju są: fizyka jądrowa, obejmująca oddziaływania niskich i średnich energii oraz fizyka cząstek elementarnych, teoria pól, fizyka ciała stałego uwzględniająca fizykę magnetyków, półprzewodników, dielektryków i metali, fizyka atomowa i molekularna, biofizyka, astronomia, fizyka kosmiczna i geofizyka.

TEMATYKA BADAWCZA I JEJ KIERUNKI ROZWOJOWE

Postaram się naszkicować Państwu aktualną tematykę badawczą i jej kierunki rozwojowe w tych dziedzinach nauk fizycznych, które przed chwilą wymieniłem.

Fizyka jądrowa niskich i średnich energii

Mówiąc o fizyce jądrowej niskich i średnich energii mam na myśli badania struktury jąder atomowych, fizykę termojądrową, badania dotyczące wpływu stanu skupienia materii na przebieg procesów jądrowych, wreszcie uzyskiwanie nowych danych o strukturze i dynamice fazy skondensowanej metodami fizyki jądrowej.

Nagromadzony od lat, niezwykle bogaty materiał doświadczalny dotyczący struktury jąder atomowych, ciągle jeszcze nie znajduje wyjaśnienia na gruncie jednolitej teorii, toteż poszukuje się nowych dróg, które doprowadziłyby do wyjaśnienia wielu otwartych problemów i pomogły w stworzeniu teoretycznego modelu jądra, wyjaśniającego całe bogactwo uzyskanych dotychczas wyników eksperymentalnych.

Badania ostatnich lat koncentrują się na badaniach jąder atomowych znajdujących się w stanach bardzo różnych od typowych stanów występujących w przyrodzie.

Aby uzyskać informację o siłach jądrowych i wyznaczyć parametry w ich fenomenologicznym opisie, bada się jądra odległe od jąder trwałych, o dużym nadmiarze lub niedomiarze jednego z rodzajów nukleonów, ich masy oraz stany skupienia, a konfrontacja wyników z modelem teoretycznym pozwala na jego weryfikację. Przedmiotem badań są więc np. jądra bardzo szybko rotujące, ściślej, obserwacja ich stanów metatrwałych o stosunkowo wysokich energiach wzbudzenia, gdyż cechy tych stanów (spin, energia) są bardzo czułe na szczegóły modelu teoretycznego. Obserwuje się pasma rotacyjne jąder zdeformowanych o coraz wyższych stanach spinowych. W badaniach tych oczekuje się potwierdzenia sugestii teoretycznych dotyczących wpływu szybkości obrotu jąder na ich symetrię i rozpad.

Przedmiotem badań są również kolektywne wzbudzenia jąder o wysokich energiach, tzw. rezonanse gigantyczne oraz materia jądrowa w stanach wyższej gęstości. W tym ostatnim przypadku, w następstwie bombardowania jąder innymi jądrami o dużej energii (rzędu 1 GeV/nukleon) oczekuje się powstania w materii jądrowej fal uderzeniowych, w których materia jądrowa ulegnie zagęszczeniu do kilkakrotnej wartości średniej gęstości jąder. Przewidywania teoretyczne sugerują, że pewne określone wartości gęstości materii jądrowej mogą być korzystne energetycznie, co prowadziłoby do pojawienia się tzw. izomerów gęstości.

W wymienionych eksperymentach obserwuje się reakcje jądrowe wywołane przez ciężkie jony przyspieszane do dużych energii (z wyjątkiem rezonansów gigantycznych, które obserwuje się przy bombardowaniu jądra cząstkami alfa). Stosowanie ciężkich jonów przyspieszanych do dużych energii w większości wymienionych eksperymentów stymuluje dokładne badania mechanizmów oddziaływań ciężkich jonów z jądrami.

Baza eksperymentalna w kraju nie pozwala na prowadzenie prac w najbardziej aktualnych kierunkach. Badania takie są więc prowadzone we współpracy z ośrodkami zagranicznymi dysponującymi nowoczesnymi akceleratorami.

W kraju badania struktury jąder atomowych prowadzone są głównie w Krakowie, Świerku i Warszawie oraz, w znacznie mniejszym zakresie, w ośrodku lubelskim, w którym rozwijane są prace teoretyczne.

W Krakowie prace koncentrują się głównie na tradycyjnie już polskiej tematyce, badaniu różnych aspektów oddziaływania cząstek alfa z jądrami. Osiągnięte rezultaty, np. w pracach nad modelem optycznym oddziaływania cząstek alfa, ich anomalnego rozpraszania pod kątami bliskimi 180° , rozpadem cząstek alfa pod wpływem oddziaływania jądrowego w zderzeniach przy energiach 100 MeV, są znane i cenione na świecie. Prowadzone są również badania mające na celu wyjaśnienie struktury jąder z tzw. powłok *f-p* oraz jąder przejściowych. Wymienić należy również badania oddziaływań dostarczających informacji o klastrowej strukturze jąder. Część tych badań prowadzona jest we współpracy z ośrodkami zagranicznymi jak: Julich, Strasburg, Maryland, Louvain-la-Neuve, Heidelberg.

Tematyka prac w Warszawie i Świerku obejmuje m. in. badania mechanizmów wychwytu radiacyjnego protonów i jego zastosowania w badaniach spektroskopowych, badanie mechanizmu reakcji wywołanych przez prędkie neutrony, w szczególności reakcji *n*-alfa, reakcji przekazu nukleonów oraz struktury jąder z tzw. obszaru przejściowego między jądrami sferycznymi i zdeformowanymi. We współpracy z ośrodkami zagranicznymi jak Dubna, Strasburg, Zurych, Grenoble, Bloomington, Groningen, Heidelberg, Lund, Debreczyn, Orsay, Berkeley prowadzone są ponadto prace doświadczalne dotyczące wysokospinowych stanów jąder, rezonansów gigantycznych, przekazu nukleonów w reakcjach przy energiach niższych od bariery kulombowskiej, a także badania struktury jąder z obszaru przejściowego, jąder odległych od jąder trwałych, mechanizmów oddziaływań ciężkich jonów i in.

Niektóre z powyższych tematów zostały wprowadzone do programu badań wymienionych ośrodków zagranicznych z inicjatywy strony polskiej. Wysoko cenione na świecie są prace polskich grup teoretycznych dotyczące kolektywnych ruchów jąder.

Obecną tragiczną sytuację w możliwościach prowadzenia liczących się eksperymentów

w kraju powinno poprawić zakończenie budowy i uruchomienie w ciągu najbliższych kilku lat cyklotronu ciężkich jonów w Warszawie oraz planowane na początku lat 80. unowocześnienie krakowskiego cyklotronu, polegające na zwiększeniu energii przyspieszenia cząstek i umożliwieniu jej regulacji.

Prowadzone są też (w Świerku i Warszawie) prace w zakresie fizyki termojądrowej nad otrzymywaniem supergęstej plazmy drogą wielkoprądowych wyładowań, implozji laserowej i implozji generowanej przy pomocy konwencjonalnych materiałów wybuchowych. Wysoki poziom reprezentują badania teoretyczne dotyczące łańcuchowej syntezy termojądrowej. Oryginalność koncepcji pozwala na utrzymanie światowego poziomu prowadzonych badań mimo niedoskonałej bazy eksperymentalnej.

Nieco odrębną grupę tematyczną stanowią badania wpływu stanu skupienia materii na przebieg procesów jądrowych. Badania te oprócz dążeń czysto poznawczych stymulowane są również potrzebami gospodarki kraju. Prace w tym zakresie rozwijane są głównie w Krakowie, Świerku i Warszawie; uczestniczą w nich również placówki w Częstochowie, Lublinie, Katowicach i Wrocławiu. Rozwinięto szereg metod badawczych, wśród których szczególną rolę odgrywa spektroskopia mössbauerowska dostarczająca informacji zarówno o lokalizacji i mikrodynamice domieszek w sieciach metalicznych, jak i o wewnętrznych polach nadsubtelnych, elektrycznym i magnetycznym, w ciałach stałych. Stosując spektroskopię mössbauerowską uzyskano ważne dla metalurgii informacje dotyczące własności redukcyjnych rud żelaza. Prowadzone są prace nad badaniem własności magnetycznych niektórych związków metalicznych oraz uporządkowaniem atomowym i magnetycznym żelaza w stopach o znaczeniu technicznym. Prace dotyczą również oddziaływań nadsubtelnych domieszek wprowadzonych drogą implantacji do warstw powierzchniowych metali. Można powiedzieć, że stosowane metody spektroskopii mössbauerowskiej pozwalają uzyskać cenne informacje o istotnym znaczeniu zarówno dla elektroniki, metalurgii, jak i dla meteorologii (dane o zanieczyszczeniach powietrza).

Inne metody, jak pomiar zaburzonych korelacji kierunkowych i rozkładu kąтового promieniowania gamma oraz metoda anihilacji pozytonów, stosowane są m. in. w badaniach defektów radiacyjnych.

Przedmiotem badań jest również wpływ mikrodomieszek na procesy jądrowe. W ostatnich latach podjęto prace nad udoskonaleniem technik implantacji jonów, wykorzystywanych głównie w fizyce ciała stałego, a także w elektronice i metalurgii.

Rozwinięto metodę rozpraszania neutronów stosowaną szczególnie w badaniach struktury i dynamiki fazy skondensowanej materii m. in. w badaniach ruchów molekularnych w fazie skondensowanej, ich istoty i roli jaką spełniają w przejściach fazowych. Przedmiotem badań są również aspekty reorientacyjnych stopni swobody w ciekłych kryształach. Prowadzone prace rzuciły nowe światło na fenomenologiczny model oddziaływań międzymolekularnych i stymulowały podjęcie badań teoretycznych nad stworzeniem bardziej fundamentalnej teorii przejść fazowych w układach skondensowanych. Podjęte prace teoretyczne i doświadczalne dotyczące dynamiki fononów w stopach metali oraz badania własności substancji magnetycznych koncentrują się wokół problemów wyznaczania struktur, badania przejść fazowych magnetycznych oraz spektroskopii rozszczepionych polem magnetycznych poziomów jonów paramagnetycznych. Metodą

nieelastycznego rozpraszania neutronów bada się pole krystaliczne i oddziaływania wymienne w stopach międzymetalicznych. Możliwości eksperymentalne rozszerzy ukończenie konstrukcji nowych spektrometrów spolaryzowanych neutronów, zarówno przy reaktorze MARIA w Świerku jak i przy reaktorze Zjednoczonego Instytutu Badań Jądrowych w Dubnej w ZSRR.

W ścisłym związku z programem badań poznawczych, prowadzone są prace nad doskonaleniem aparatury pomiarowej oraz wykorzystaniem opracowanych metod i wyników pomiarów w praktyce. Prowadzona jest działalność kompilacyjna i ewaluacyjna danych jądrowych dla potrzeb inżynierii i dozimetrii reaktorowej oraz technik jądrowych. Szczególną uwagę poświęcono rozwojowi nowoczesnych metod detekcji i spektroskopii promieniowania jądrowego, udoskonalaniu elektronicznej aparatury umożliwiającej bezpośrednio opracowywania otrzymywanych wyników, a także metodom mikroanalizy warstw powierzchniowych przy zastosowaniu reakcji jądrowych i rozproszenia wstecznego cząstek naładowanych. Metody te stosowane są w wielu dziedzinach nowoczesnej technologii, zwłaszcza przy badaniu elementów półprzewodnikowych. Opracowano metodę analizy wzbudzonego protonami promieniowania rentgenowskiego, która dostarcza informacji o zasadniczym znaczeniu dla technologii, medycyny a także ochrony środowiska. Prowadzone są również w szerokim zakresie badania nad opracowaniem metod jądrowych dla poszukiwania i identyfikacji złóż surowców.

Fizyka cząstek elementarnych oraz oddziaływań wysokich energii

Fizyka cząstek elementarnych oraz oddziaływań wysokich energii dokonała w skali światowej w ostatnim dziesięcioleciu olbrzymiego postępu. Ugruntowała się teoria kwantowej struktury hadronów, odkryto szereg cząstek nowego typu oraz zaawansowano prace nad unifikacją teorii oddziaływań słabych i elektromagnetycznych. Polskie placówki badawcze, a mianowicie instytuty uczelniane i instytuty Ministerstwa Energetyki i Energii Atomowej wniosły istotny wkład w tę dziedzinę fizyki. Nie dysponując własnymi akceleratorami cząstek wysokich energii polskie placówki badawcze prowadzą prace na materiałach uzyskiwanych we współpracy z międzynarodowymi organizacjami naukowymi, a przede wszystkim ze Zjednoczonym Instytutem Badań Jądrowych w Dubnej oraz Europejskim Centrum Badań Jądrowych (CERN) w Genewie. Rozwijane są także badania oddziaływań promieniowania kosmicznego. Ważnymi osiągnięciami ostatniego okresu są: dalsza intensyfikacja badań w dziedzinie hiperjader i zbadanie ich wzbudzonych stanów energetycznych (dziedzina fizyki, która została stworzona w Polsce) oraz prace nad wielorodną produkcją cząstek w zderzeniach wysokich energii z cząstkami elementarnymi i jądrami atomowymi. Rozwinięto kwarkową teorię oddziaływań cząstek elementarnych a także odkryto w silnych oddziaływaniach powstawanie cząstek obdarzonych powabem: mezonu D oraz Λ_c .

W przyszłości badania z dziedziny cząstek elementarnych będą koncentrować się na badaniu ich wewnętrznej struktury oraz własności oddziaływań słabych i elektromagnetycznych. Źródłem materiałów do prowadzenia tych badań będzie współpraca z wymienionymi organizacjami międzynarodowymi oraz instytutami zagranicznymi

na zasadzie umów dwustronnych. Z wielką uwagą polskie środowisko fizyków śledzi działania Związku Radzieckiego nad budową nowego potężnego akceleratora na energii 2—3 TeV. Rozpocznie on pracę prawdopodobnie około roku 1990. Już w tej chwili polscy specjaliści uczestniczą w rozwiązywaniu niektórych problemów technicznych dla tego urządzenia przebywając na stażach w Zjednoczonym Instytucie Badań Jądrowych w Dubnej.

Mimo że źródłem materiałów doświadczalnych będą akceleratory ośrodków zagranicznych, polskie placówki naukowe będą dążyć do wykonywania jak największej części prac badawczych w kraju. Dotyczyć to będzie etapu przygotowania aparatury pomiarowo - detekcyjnej oraz analizy materiałów zarejestrowanych w czasie prac z użyciem akceleratorów. Ważnym elementem prac będzie więc budowa aparatury pomiarowej o możliwie najlepszych parametrach. Badania własności reakcji jądrowych przy wysokich energiach, ich interpretacji oraz rozwijanie teorii dla ustalenia praw rządzących elementarnymi składnikami materii prowadzone są w Krakowie, Warszawie, Świerku oraz Łodzi.

Teoria pól

W Polsce ta dziedzina fizyki rozwijana jest w trzech zasadniczych kierunkach. Są to: klasyczna i kwantowa teoria pola, teoria cząstek elementarnych, fizyka statystyczna, choć w wielu przypadkach prowadzone prace bezpośrednio nawiązują także do teorii jądra atomowego i teorii ciała stałego. Można w każdym razie powiedzieć, że wśród najbardziej podstawowych zagadnień współczesnej fizyki nie ma takich, które by nie były przedmiotem zainteresowań polskich fizyków. Dotyczy to zarówno teorii kwantowych, z uwzględnieniem kwantowej teorii pola, jak i fundamentalnych problemów dotyczących grawitacji i kosmologii, badań nad strukturą i oddziaływaniami cząstek elementarnych jak wreszcie zagadnień teorii układów wielu cząstek posługującej się metodami statystycznymi.

Cele, które postawili sobie realizatorzy tych badań, są w zasadzie czysto poznawcze, choć warto dodać, że wiele szczegółowych zagadnień ma odniesienie do praktyki. Można tu wymienić przykładowo pewne problemy optyki kwantowej, zagadnienia wiążące się z przemianami fazowymi czy wreszcie badania nad zachowaniem się i właściwościami jąder atomowych w zderzeniach bardzo wysokich energii.

W wymienionych wyżej dziedzinach skupiona jest większość, a często po prostu całość kadry teoretyków polskich. Oceniam, że w zakresie teorii grawitacji, podstaw kwantowej teorii pola i elektrodynamiki kwantowej można mówić o całkowitej integracji polskiej kadry naukowej. W badaniach, o których mówiłem, bierze udział szereg ośrodków z całej Polski a więc ośrodek wrocławski, krakowski, warszawski, toruński i śląski, a także teoretycy z Gdańska, Rzeszowa i Białegostoku.

Fizyka ciała stałego

Poza fizyką jądrową niezwykle szybko rozwija się na świecie fizyka ciała stałego. Prócz dążeń czysto poznawczych rozwój jej stymuluje w zasadniczej mierze niezwykle szeroki zakres możliwości wykorzystania wyników badań w praktyce. Jednak osiągnię-

cia w tej dziedzinie fizyki byłyby niemożliwe bez ogromnego rozwoju technik badawczych. Dotyczy to szczególnie wszystkich metod spektroskopowych oraz możliwości prowadzenia badań w warunkach ekstremalnych a więc pod wysokimi ciśnieniami, w silnych polach magnetycznych oraz niskich temperaturach.

Omawiając stan badań w fizyce ciała stałego skoncentruję się głównie na następujących kierunkach: fizyka magnetyków, fizyka półprzewodników i metali oraz na badaniach strukturalnych.

Fizyka magnetyków

W fizyce magnetyków, podobnie zresztą jak i we wszystkich badaniach w zakresie fizyki ciała stałego, można wyróżnić dwa nurty o pozornie różnych celach. Celem nurtu pierwszego jest poznanie i zrozumienie podstawowych mechanizmów determinujących właściwości magnetyczne materiałów. Nurt drugi koncentruje się na określonych zjawiskach fizycznych, przy czym sprawa materiału, w którym zjawisko występuje, gra drugorzędną rolę. Obejmuje on badania przejść fazowych i zjawisk krytycznych, które dotyczą nie tylko przemian fazowych w magnetykach czy ferroelektrykach, ale również zmian stanu skupienia, zmian struktury krystalicznej w ciele stałym, przemian przewodnik-nadprzewodnik, przejść do fazy nadciekłej w helu itd. W poszukiwaniach jednolitego opisu przejść fazowych w różnych materiałach należy zdawać sobie sprawę z mechanizmów mikroskopowych, które określają dane konkretne zjawisko. I w tym sensie nurt zjawiskowy badań związanych jest ściśle z nurtem materiałowym.

Odkrycie przezroczystych dla promieniowania widzialnego magnetyków głównie antyferromagnetyków wywołało rozwój prac w zakresie optyki i magnetoptyki materiałów magnetycznych, jednak stosunkowo późne opanowanie technologii wytwarzania tych materiałów spowodowało znaczne opóźnienie wykorzystania metod spektroskopii optycznej w tych badaniach. Skutkiem opóźnienia w samej technologii wytwarzania materiałów magnetycznych dopiero w ostatniej dekadzie zaczęto wykorzystywać znane metody technologii, które po zaadoptowaniu umożliwiły otrzymywanie dużych i prawie bezdefektowych monokryształów i warstw magnetycznych.

Badania magnetyczne ostatnich lat koncentrują się głównie na trzech dużych problemach: przejścia fazowe i zjawiska krytyczne, struktury demonowe oraz układy nieuporządkowane.

W przypadku przejść fazowych i zjawisk krytycznych istotnym osiągnięciem jest opracowanie metody grupy renormalizacyjnej. Metoda ta umożliwiła uzyskanie wielu poważnych wyników, w szczególności dotyczących charakteru osobliwości w punkcie krytycznym.

Badania domen cylindrycznych doprowadziły do zrozumienia mechanizmów determinujących właściwości statyczne i dynamiczne ścianki domenowej. Dodatkowym, chociaż ważnym, efektem tych badań było zbudowanie nowego rodzaju pamięci dla maszyn cyfrowych.

Zainteresowanie fizyką układów nieuporządkowanych jest wspólne dla całej fizyki ciała stałego. Szczególnie wiele w zrozumienie problemów tej dziedziny mogą wnieść badania nieuporządkowanych magnetyków ze względu na fakt, że w materiałach ma-

gnetycznych istnieje możliwość zaburzenia porządku zarówno krystalicznego, jak i magnetycznego lub obu na raz.

Stan badań w fizyce magnetyków w Polsce charakteryzuje się znaczną przewagą prac teoretycznych nad eksperymentalnymi. Taki stan rzeczy wynika z braku dostatecznej bazy eksperymentalnej oraz z niedorozwoju technologii otrzymywania materiałów magnetycznych. W ostatnich latach, w wyniku realizacji w kraju szeregu programów koordynacyjnych, możliwości prac eksperymentalnych znacznie wzrosły. W kilku ośrodkach (Warszawa, Wrocław, Poznań, Katowice) istnieją zespoły dysponujące bazą technologiczną umożliwiającą otrzymywanie praktycznie dowolnych materiałów magnetycznych. Polepszyły się również możliwości pomiarowe.

W Polsce badania magnetyczne prowadzone są głównie w Warszawie, Świerku, Wrocławiu, Poznaniu, Krakowie i Łodzi. Mniejsze grupy istnieją w Częstochowie, Gliwicach, Kielcach, Zabrzu, Toruniu, Radomiu a ostatnio powstała grupa w Białymstoku zajmująca się domenami cylindrycznymi.

Dalszy rozwój fizyki magnetyków w kraju zależy w znacznym stopniu od możliwości rozszerzenia bazy eksperymentalnej, szczególnie w zakresie spektroskopii optycznej. Niezależnie od tego ranga uzyskiwanych wyników zależęć będzie od możliwości skupienia potencjału naukowego w kraju w zakresie fizyki magnetyków na najbardziej aktualnej i ważnej tematyce. Myślę tu przede wszystkim o problematyce układów nieuporządkowanych, która w przypadku materiałów magnetycznych ma nie tylko znaczenie poznawcze ale i istotne znaczenie praktyczne (warstwy amorficzne Gd-Co wykorzystywane są do budowy pamięci magnetycznych, a szkła metaliczne — w elektronice i elektrotechnice). W dziedzinie tej, podobnie jak w zakresie badań nad przejściami fazowymi i zjawiskami krytycznymi w magnetykach, konieczne wydaje się silniejsze sprzężenie prac eksperymentalnych z pracami teoretycznymi prowadzonymi w kraju

Fizyka półprzewodników

Rozwój fizyki półprzewodników jest pochodną rozwoju całej fizyki ciała stałego, a zwłaszcza tej jej gałęzi, która wyrosła z bezpośredniego zastosowania fizyki kwantowej do wytłumaczenia zjawisk zachodzących w fazie skondensowanej, szczególnie w strukturach periodycznych. W chwili obecnej warunek periodyczności coraz częściej przestaje odgrywać rolę, m. in. na skutek rozwoju badań w grupie tzw. półprzewodników amorficznych — półprzewodnikowych ciał stałych, w których bliski porządek jest zachowany, natomiast daleki nie.

Podstawą rozwoju i postępu w fizyce półprzewodników był, wymuszony przez wymagania przemysłowe, gwałtowny postęp technologii tych materiałów, którego miarą jest ogromny postęp w miniaturyzacji obwodów scalonych.

Rozwój teorii półprzewodników stał się możliwy dzięki stosowaniu szybkich komputerów. Coraz bardziej wyrafinowane badania eksperymentalne umożliwiły pojawienie się nowych technik badawczych, zwłaszcza w zakresie spektroskopii. Narzędziami takimi są lasery, a zwłaszcza lasery przestrajalne, nowe silne źródła monochromatyczne w zakresie średniej i dalekiej podczerwieni jak: karcinotrony, lasery submilimetrowe oraz złączowe, półprzewodnikowe lasery przestrajalne, jak również źródła promienio-

wania synchrotronowego. Jednocześnie z rozwojem narzędzi typowo spektroskopowych ogromny postęp osiągnięto w konstrukcji przyrządów elektronicznych do pomiaru i rejestracji zarówno słabych, jak i bardzo szybkich przebiegów elektrycznych. Charakterystyczny jest również ogromny postęp w dziedzinie konstrukcji całych systemów obróbki i przetwarzania danych.

Śledząc rozwój badań w zakresie fizyki półprzewodników na świecie można stwierdzić, że charakteryzuje się on bardzo silnym naturalnym sprzężeniem tzw. badań podstawowych i stosowanych. W niektórych przypadkach jest wręcz niemożliwe poprowadzenie takiej linii podziału. Na podstawie tendencji światowych oraz aktualnego stanu badań krajowych można sądzić, że w najbliższym okresie badania półprzewodników będą koncentrowały się na następujących zagadnieniach:

- a) fizykochemia powierzchni kryształów półprzewodnikowych oraz fizyka zjawisk w obszarze przejściowym w półprzewodnikowych strukturach złączowych (m. in. zjawiska w tzw. warstwie ładunku przestrzennego w strukturach MIS),
- b) zagadnienia struktur dwu- i jednowymiarowych, m. in. w kontekście badań sztucznych półprzewodnikowych struktur krystalicznych tzw. supersieci,
- c) problem sprzężenia drgań sieci i pobudzeń elektronowych takich jak np.: elektron-foton-fonon, plazmon-fonon, etc.,
- d) fizyka efektów spinowych z uwzględnieniem całości problematyki tzw. półprzewodników półmagnetycznych łączących w sobie cechy półprzewodników i magnetyków,
- e) fizyka stanów lokalnych, tzn. domieszek, zwłaszcza głębokich, oraz defektów i ich wpływu na procesy rekombinacji promienistej i bezpromienistej,
- f) fizyka materiałów amorficznych,
- g) badanie nowych materiałów półprzewodnikowych a zwłaszcza półprzewodników wieloskładnikowych,
- h) fizyka ekscytonów, kompleksów ekscytonowych oraz kondensacji ekscytonów.

Najważniejszym obecnie kierunkiem badań stosowanych jest możliwość zastosowania półprzewodników do konstrukcji nowych źródeł energii. Odnosi się to przede wszystkim do grupy przetworników energii słonecznej na elektryczną, tzn. ogniów słonecznych oraz termoogniw, a także do wykorzystania katalicznych właściwości powierzchni półprzewodników do reakcji fotochemicznej rozkładu wody na wodór i tlen.

W Polsce rozwijane są głównie dwa klasyczne już dla fizyki półprzewodników kierunki badań stosowanych, tzn. badanie zjawisk zachodzących w złączowych strukturach elektronicznych pod kątem możliwości dalszej mikrominiaturyzacji obwodów scalonych oraz badania objęte wspólnym hasłem „optoelektronika”. W tej drugiej grupie spodziewać się należy intensyfikacji prac nad rozwojem półprzewodnikowych źródeł światła, a zwłaszcza laserów, głównie pod kątem informatyki i telekomunikacji optycznej a także rozwoju optyki zintegrowanej.

Innym ważnym kierunkiem rozwoju badań stosowanych jest fizyka wzrostu kryształów półprzewodnikowych. Istotnym elementem tej grupy badań są eksperymenty technologiczne w warunkach bezgrawitacyjnych.

W Polsce fizyka półprzewodników rozwijana jest głównie w óśrodku warszawskim. Najwyższą światową rangę naukową uzyskały polskie wyniki w dziedzinie fizyki półprzewodników z wąską przerwą energetyczną. Prace teoretyczne i eksperymentalne w tej

dziedzinie zapoczątkowane pod koniec lat pięćdziesiątych doprowadziły do powstania polskiej szkoły fizyki półprzewodników. Technologia tych półprzewodników zapoczątkowana i rozwijana w Warszawie, do dziś należy do najlepszych na świecie. Kulminacją wieloletnich prac w dziedzinie technologii jest eksperyment kosmiczny *Syrena* przeprowadzony w 1978 r. na stacji Salut 6. Bardzo wysoka jakość otrzymywanych w Polsce kryształów półprzewodnikowych stała się podstawą badań eksperymentalnych zarówno transportowych, jak i spektroskopowych, a także rozwoju teorii zjawisk transportu klasycznego i kwantowego w półprzewodnikach. Ewolucja badań w tej tematyce doprowadziła w ostatnich latach do odkrycia nowej klasy zjawisk z pogranicza fizyki półprzewodników i fizyki magnetyków w tzw. półprzewodnikach półmagnetycznych. Rozwinęły się badania w zakresie fizyki domieszek, zwłaszcza badania domieszek zlokalizowanych oraz badania defektów w półprzewodnikach i ich wpływ na procesy rekombinacji promienistej i bezpromienistej. Należy tu podkreślić wyniki uzyskane w dziedzinie badania stanów rezonansowych oraz domieszkowych stanów elektronowo-jonowych w półprzewodnikach. W badaniach tych niepoślednią rolę odegrał rozwój techniki ciśnień hydrostatycznych.

Znaczące wyniki osiągnięto w zakresie badania zjawisk tzw. hoppingu domieszkowego, stanów ekscytonowych oraz zjawisk nieliniowych w półprzewodnikach.

Obok badań podstawowych rozwinęły się prace nad zastosowaniami prowadzone głównie przez placówki związane ze Zjednoczeniem UNITRA zarówno w zakresie rozwoju technologii materiałów półprzewodnikowych, jak i przyrządów elektronicznych. Sprzężenie jednak pomiędzy badaniami podstawowymi a zastosowaniami jest w naszym kraju zdecydowanie niedostateczne.

Fizyka metali

Rozwój przemysłu hutniczego i metalurgicznego stworzył konieczność podjęcia w kraju podstawowych badań w zakresie fizyki metali. Badania takie rozwinęły się głównie na Śląsku, (w Katowicach i Zabrze) oraz w Krakowie i Wrocławiu. Koncentrują się one na takich zagadnieniach jak: przejścia fazowe, procesy krystalizacji, struktura elektronowa metali. Szczególną uwagę poświęcono rozwojowi metod badawczych.

Badania w zakresie przemian fazowych objęły problemy mechanizmu i kinetyki przemiany $\alpha \rightleftharpoons \gamma$ w stalach oraz procesy wydzieleniowe z roztworów stałych węglików, azotków i faz międzymetalicznych w stalach i stopach miedzi. Dąży się do stworzenia modeli teoretycznych przemian, które pozwoliłyby na przewidywanie jakościowe i ilościowe warunków i rezultatów zachodzących procesów. Badania te posiadają również aspekt użytkowy, gdyż głównie drogą przemian fazowych i procesów wydzieleniowych uzyskuje się pożądane właściwości użytkowe tworzyw metalicznych.

Badania procesów krystalizacji koncentrują się głównie na teorii zarodkowania i wzrostu kryształów metali, technologii procesu krystalizacji, charakterystyce strukturalnej i właściwościach otrzymywanych metali.

Prowadzone są prace nad elektrokryształizacją metali, zmierzające do poznania zależności między warunkami elektrochemicznymi procesu a strukturą i właściwościami otrzymywanych warstw krystalicznych.

Przedmiotem badań są także roztwory stałe pierwiastków międzywęzłowych, jak węgiel i azot w stopach żelaza z glinem, wanadem i tytanem.

Rozwijane są również prace nad wpływem struktury elektronowej metali na przewodnictwo elektronowe i właściwości magnetyczne stopów.

Szczególłą uwagę zwrócono na intensywny rozwój różnorodnych technik badawczych.

Badania strukturalne

Badania strukturalne stanowią wspólną płaszczyznę dla wszystkich dziedzin fizyki ciała stałego; posiadają one niezwykle istotne znaczenie dla nowoczesnej techniki, stanowiąc podstawę dla poszukiwania materiałów o coraz lepszych parametrach.

Krąg zagadnień dotyczących badań strukturalnych jest bardzo szeroki, obejmuje on badania struktury krystalicznej i magnetycznej, badania defektów sieciowych oraz badania dynamiki sieci krystalicznej. Krąg ten objął także przemiany fazowe, problemy niestechiometrii, rolę defektów w uaktywnieniu katalicznym powierzchni ciał stałych oraz obserwację tych zjawisk w warunkach ekstremalnych.

Dobór tematyki prowadzonych w Polsce prac stymulowały cele nie tylko poznawcze, badania strukturalne posiadają bowiem istotne znaczenie dla zastosowań.

W ostatnim pięcioleciu rozwinęły się w kraju intensywnie prace w zakresie neutronografii i rentgenografii oraz spektroskopii fal sprężystych realnych kryształów a także badania, czułych na odstępstwa od doskonałości sieci krystalicznej, własności elektronowych ciał stałych, w szczególności zaś własności elektrycznych, optycznych i termicznych związanych z defektami sieci.

Rozwinięte zostały w Polsce metody elektronomikroskopowe włączając niekonwencjonalne metody badań elektronomikroskopowych oraz metody rezonansowe, szczególnie metody wykorzystujące zjawiska tarcia wewnętrznego. Rozwinęły się również badania teoretyczne w zakresie reprezentacji krystalograficznych grup przestrzennych, teorii dynamicznego rozpraszania promieniowania rentgenowskiego i jej zastosowań do symulacji odwzorowań defektów strukturalnych.

Ze względu na szerokie możliwości wykorzystania w fizyce ciała stałego, badania strukturalne prowadzone są w wielu ośrodkach fizyki w Polsce, głównie jednak w ośrodku wrocławskim, warszawskim i na Śląsku, których wyposażenie w nowoczesną aparaturę badawczą osiągnęło wysoki poziom, zwłaszcza w zakresie rentgenografii oraz metod elektronomikroskopowych.

Przewiduje się dalszy rozwój wymienionych kierunków szczególnie w powiązaniu z programem badawczym w zakresie technologii kosmicznej.

Optyka atomowa

Badania w zakresie optyki atomowej mają w Polsce bogatą tradycję jeszcze z okresu międzywojennego. Pierwsze podjęte po wojnie prace rozpoczęto w zakresie spektroskopii. Znalazło to uzasadnienie merytoryczne w znaczeniu, jakie do chwili obecnej odgrywa fizyka atomowa, a wraz z nią spektroskopia atomowa w ogólnych osiągnięciach fizyki. Badania spektroskopowe stanowią potężną i niezwykle czułą wszechstronną

metodę badania różnego typu mikrostruktur materii, elementarnych procesów wzajemnego oddziaływania między atomami (lub cząsteczkami) oraz między atomami i polem promieniowania.

Tematyka badań w zakresie spektroskopii atomowej w Polsce obejmuje metody rezonansu magnetycznego, zastosowanie metody przecinania poziomów w wyższych stanach wzbudzonych metali alkalicznych do badania oddziaływań z atomami obcymi, zagadnienia mechanizmów wzbudzenia w gazowych mieszaninach laserujących, badania specjalnych efektów w przejściach wielofotonowych wzbudzonych promieniowaniem lasera wielkiej mocy, np. wpływ statystycznej charakterystyki wiązki laserowej na efektywność wzbudzenia wielofotonowego, oraz teoretyczne studia nad oddziaływaniem silnych pól promieniowania z uproszczonymi układami atomowymi, nad propagacją silnych impulsów promieniowania w nieliniowych ośrodkach itp. Badania te prowadzone są w ośrodku warszawskim, toruńskim, krakowskim oraz w Gdańsku.

Tematyka badawcza w zakresie fizyki atomowej wskazuje, że problematyka uprawiana w Polsce jest nowoczesna i w znacznej części leży w głównym nurcie badań światowych w tej dziedzinie fizyki. Uzyskano to wykorzystując ponad granice możliwości posiadaną aparaturę nienajlepszej jakości i omijając dzięki pomysłowości i inwencji braki w wyposażeniu. Przewidywać należy dalsze uprawianie omawianej tematyki i jej ewolucję bez radykalnych cięć i zmian. Przewiduje się również dalsze rozszerzenie i udoskonalenie technik spektroskopii laserowej wysokiej zdolności rozdzielczej, rozwinięcie w ośrodku krakowskim przygotowywanej tam metody spektroskopii wiązka-tarcza (spektroskopia wysoko wzbudzonych jonów), dalsze studia nad mechanizmami relaksacji w zbiorach atomów zorientowanych przez pompowanie optyczne oraz nad efektami spójności stanów i wpływami pól elektromagnetycznych rezonansowych i nieresonansowych. Wydaje się celowe rozciągnięcie badań spektroskopowych na obszar nadfioletu próżniowego (60—200 nm).

Fizyka molekularna

Fizyka molekularna uprawiana w kraju obejmuje szeroki zakres zagadnień takich jak teoria oddziaływań molekularnych, fizyka dielektryków i ferroelektryków, fizyka polimerów, kryształy molekularne, ciekłe kryształy, radiospektroskopia gazów, cieczy i ciał stałych oraz fizyka niskich temperatur. Obecnie blisko 70 placówek naukowych w kraju prowadzi badania w tej dziedzinie fizyki. Szczególnie duża grupa fizyków zajmuje się badaniami molekularnymi w Poznaniu. Uwarunkowane jest to zarówno względami historycznymi jak również obecną specjalizacją produkcyjną i naukową Wielkopolski. Intensywnie rozwija się w Poznaniu badania układów molekularnych metodami radiospektroskopowymi. Tradycyjną tematyką tego ośrodka są również badania nieliniowych efektów dielektrycznych oraz teoretyczne i doświadczalne badania nieliniowych własności optycznych materii. Duże osiągnięcia ma ośrodek poznański w badaniach kryształów ferroelektrycznych i molekularnych. Ostatnio rozwinięto badania własności półprzewodników organicznych oraz ciekłych kryształów.

Problematyka naukowa wrocławskich laboratoriów dotyczy przede wszystkim oddziaływań molekularnych w układach kompleksowych i asocjujących oraz badań wła-

sności fizycznych, szczególnie transportowych i optycznych, kryształów molekularnych, w tym również ich struktur i dynamiki. Niektóre kierunki jak np. badania elektryczne i optyczne kryształów molekularnych, badania dynamiki molekularnej, fizyka polimerów prowadzone są w ośrodkach w Gdańsku, Krakowie i Łodzi. W programie badawczym dominują prace nad naturą oddziaływań molekularnych i elektronowych w ciałach stałych, cieczach i gazach. Oddziaływania międzymolekularne bada się szczególnie intensywnie w asocjowanych cieczach i stałych kompleksach związanych oddziaływaniami charge-transfer lub przez wiązanie wodorowe. W badaniach tych stosuje się głównie metody spektroskopowe, pomiary liniowych i nieliniowych efektów dielektrycznych oraz metody optyki nieliniowej.

Druga grupa problemów dotyczy dynamiki sieci krystalicznej. Szczególnie ważne z punktu widzenia poznawczego są badania przejść fazowych w różnego rodzaju układach molekularnych szczególnie w kryształach ferroelektrycznych. Rozwijają się badania dynamiki molekularnej w cieczach.

Prace nad molekularnymi ciałami stałymi dotyczą ich struktury krystalicznej oraz struktury i właściwości powierzchni. Badania te prowadzone są przede wszystkim metodami rentgenowskimi oraz metodami mikroskopii elektronowej. Struktura elektronowa kompleksów paramagnetycznych badana jest głównie metodami elektronowego rezonansu paramagnetycznego, również w ekstremalnych warunkach ciśnienia i temperatury.

Kolejną grupą zagadnień są problemy mechanizmów molekularnych w układach biologicznie czynnych oraz struktur tych układów. Na uwagę zasługują również badania struktury elektronowej i transportu ładunków elektrycznych w kryształach molekularnych i jonowomolekularnych, a w tym również w quasi-jednowymiarowych półprzewodnikach (metalach organicznych).

Przegląd problematyki badań prowadzonych w kraju byłby niepełny, gdyby nie podkreślić wagi i zasięgu prac nad fizyką układów polimerowych. Rozwinęły się również badania ciekłych kryształów oraz badania w zakresie oddziaływań fotochemicznych i optosonicznych.

Obecny stan kadrowy pozwala przewidywać jeszcze szybszy rozwój badań w tej dziedzinie fizyki. Jest on niezbędny, by dynamicznie rozwijać nowoczesną technologię, przemysł chemiczny i lekki oraz by zgłębić podstawowe zjawiska zachodzące w organizmach żywych.

Biofizyka

Dziedziną nauk fizycznych znajdującą się na pograniczu fizyki molekularnej, chemii molekularnej oraz biologii jest biofizyka. W Polsce prace w tej dziedzinie rozwinęły się głównie w ośrodkach: warszawskim, toruńskim, wrocławskim i łódzkim. Tematyka badań dotyczy między innymi struktur złożonych cząstek biologicznych i konformacji cząstek biologicznych. Prowadzone są również prace teoretyczne dotyczące struktury elektronowej, konformacji i oddziaływań międzycząsteczkowych, a także prace doświadczalne w zakresie genetyki molekularnej, biosyntezy białek w transformacji komórek oraz fizyki i fizykochemii złożonych układów biologicznych. Tematyka prac prowadzo-

nych w kraju w zakresie biofizyki nie może rozwijać się w pełni. Przyczyną hamującą jej rozwój jest brak odpowiedniego zaplecza aparaturowego. Częściowe rozwiązanie tego problemu widzę w zacieśnieniu współpracy z placówkami fizyki i chemii, które posiadają znacznie bogatszą bazę aparaturową.

Fizyka niskich temperatur

Poziom rozwoju fizyki niskich temperatur jest jednym z najbardziej efektywnych wskaźników postępu technicznego w danym kraju. Jak wielkie zmiany zaszły i są wprowadzane przy zastosowaniu niskich temperatur wskazuje fakt, że do r. 1955 tylko nie-liczne wyspecjalizowane placówki naukowe na świecie dysponowały ciekłym helem. Dzisiaj trudno sobie wyobrazić laboratorium fizyczne bez możliwości prowadzenia badań w zakresie niskich lub bardzo niskich temperatur. Także w kraju dokonany już został i projektowany jest dalszy istotny postęp w tej dziedzinie. Szczególne szanse pojawiły się w Polsce po odkryciu zasobów helu i azotu w gazie ziemnym w rejonie Odolanowa i uruchomieniu tam przemysłowej instalacji odzysku helu.

Badania podstawowe w dziedzinie fizyki niskich temperatur prowadzone są głównie w ośrodku wrocławskim, który dysponuje najliczniejszą, wyspecjalizowaną kadrą w kraju. Objęły one problemy nadprzewodnictwa, nadpłynności oraz badania struktury elektronowej metali. Niezależnie od tego prace w zakresie nadprzewodnictwa wodorku palladu i jego stopów rozwijane są w Warszawie.

W dziedzinie fizyki nadprzewodników badaniami objęto zagadnienia elektrodynamiki nadprzewodników, zjawisk dysypatywnych i anizotropowych a także takie materiały jak związki o strukturze A 15 i fazy Chevrela, które są obecnie przedmiotem zainteresowania licznych ośrodków badawczych na świecie. W zakresie tej tematyki uzyskano szereg liczących się w świecie wyników. Rozwinęły się również badania teoretyczne własności faz Chevrela wykazujących unikalne zjawisko współistnienia nadprzewodnictwa i uporządkowania magnetycznego. Prowadzone są prace teoretyczne dotyczące zjawiska nadpłynności m. in. prace w zakresie mikroskopowej teorii mieszaniny ^3He — ^4He , które wykazały, że w warunkach nadpłynności ^3He fale koncentracji tworzą nowy trzeci dźwięk różny od pierwszego i drugiego.

Stosowanie silnych pól magnetycznych (stacjonarnych do 200 kOe oraz impulsowych do 500 kOe) pozwoliły rozwinąć m. in. badania dotyczące nadprzewodników o wysokich parametrach krytycznych.

Bardzo istotnym dla rozwoju fizyki niskich temperatur i jej zastosowań w kraju jest rozwój bazy kriogenicznej, która praktycznie nie istniała do początku lat 70. Prace w tym zakresie prowadzone są we Wrocławiu i w Warszawie. Oprócz badań nad przewodnictwem cieplnym czystych metali, materiałów konstrukcyjnych i układów wielowarstwowych w warunkach niskiej temperatury prowadzi się badania z pogranicza fizyki i techniki, m. in. nad konstrukcją kriostatów, zbiorników na ciecze kriogeniczne i urządzeń pomocniczych a także prace dotyczące niskotemperaturowej termometrii. Interesującym osiągnięciem ostatnich lat jest wykrycie zjawiska prostowania strumienia ciepła w niskich temperaturach.

Astronomia

W Polsce istnieje sześć placówek-uprawiających ten kierunek badań: w Krakowie, Poznaniu, Toruniu, Warszawie i Wrocławiu. Rozwój w kraju badań w zakresie astronomii uwarunkowany jest przez możliwości instrumentalne i kadrowe. Wyposażenie instrumentalne jest bardzo skromne; największy polski teleskop optyczny, reflektor o średnicy 90 cm (używany jako kamera Schmidta o średnicy 60 cm), zlokalizowany jest w obserwatorium w Piwnicach koło Torunia. Obserwatoria w Krakowie, Warszawie i Wrocławiu dysponują teleskopami o średnicy 50—60 cm. W dziedzinie radiowej, obserwatoria w Krakowie i w Toruniu posiadają niewielkie pojedyncze anteny o średnicach 15—25 m. Przy opracowywaniu danych teoretycznych wykorzystywany jest przez wszystkie polskie ośrodki astronomiczne minikomputer PDP 11/45. W sumie wyposażenie obserwacyjne wystarcza dla prowadzenia dydaktyki do prac magisterskich wyłącznie i wyjątkowo tylko pozwala na wykonywanie wartościowych choć niewielkich programów badawczych. Ta niezmienna od lat dysproporcja między potrzebami, poziomem i potencjalnymi możliwościami kadry a realiami krajowej bazy instrumentalnej oraz szczupłość kadry naukowej spowodowały, że na rozwój badań astronomicznych w Polsce składają się: kształcenie kadry na wysokim poziomie, głównie dzięki stażom zagranicznymi umożliwiającym podejmowanie ważnych problemów teoretycznych i obserwacyjnych oraz współpraca z silnymi partnerami zagranicznymi zapewniająca dostęp do dużych, nowoczesnych instrumentów. W tych warunkach tematyka badawcza koncentruje się na zagadnieniach obejmujących teorię budowy i ewolucji gwiazd, badania składu chemicznego i populacji gwiazd, badanie gwiazd pulsujących. Przedmiotem badań jest również heliofizyka, szczególnie problemy aktywności Słońca i związków Słońce—Ziemia. Wreszcie kosmologia i astrofizyka relatywistyczna: badania teoretyczne dotyczące modeli kosmologicznych, gwiazd neutronowych w tym pulsarów a w aspekcie obserwacyjnym interpretacja zaliczeń galatyk, radiogalatyk i kwazarów.

Mimo trudnych warunków polska astronomia posiada szereg osiągnięć, które na trwałe weszły do nauki. Jednak perspektywy rozwoju astronomii w Polsce uzależnione są od zwiększenia liczebności kadry naukowej, rozwinięcia bazy aparaturowej oraz od dalszej współpracy z ośrodkami zagranicznymi.

Fizyka kosmiczna

Prawdziwy rozwój fizyki kosmicznej nastąpił z chwilą nastania ery satelitów, które umożliwiły bezpośrednie pomiary w kosmosie a tym samym weryfikację istniejących hipotez i teorii oraz tworzenie nowych modeli. Jednak stan zaangażowania w badania kosmiczne poszczególnych państw zależy nie tylko od ich potencjału naukowego i technicznego ale także od aktualnej polityki.

W Polsce badania w zakresie fizyki kosmicznej były prowadzone w kilku ośrodkach w sposób nieskoordynowany i z zaangażowaniem środków nieproporcjonalnie małych w stosunku do potencjału naukowego i technicznego Polski. Były to badania w zakresie fizyki jonosfery i propagacji fal elektromagnetycznych oraz prace teoretyczne nad wiatrem słonecznym i materią międzyplanetarną.

Program „Interkosmos” otworzył przed naukowcami polskimi możliwość bezpo-

średniego udziału w badaniach kosmicznych. Pierwszą polską aparaturą w kosmosie był spektroheliograf rentgenowski wystrzelony w 1970 roku na rakiecie Wertikal. Autorem eksperymentu była grupa heliofizyków wrocławskich. Fizycy z ośrodka krakowskiego przeprowadzili na satelicie *Interkosmos 6* badanie wysokoenergetycznego promieniowania kosmicznego z blokiem emulsji. Badaniu promieniowania radiowego Słońca poświęcony był eksperyment przeprowadzony na satelicie *Interkosmos Kopernik 500* w 1973 roku, a opracowany w ośrodku toruńskim. Eksperyment ten przyniósł, poza nowymi danymi o wybuchach radiowych na Słońcu, nieoczekiwane odkrycie nowych fal typu Bersteina w jonosferze Ziemi. W chwili obecnej, na pokładzie wystrzelonego w marcu br. satelity *Interkosmos 19* pracuje radiospektrograf rejestrujący rezonanse i naturalną emisję plazmy jonosferycznej w zakresie 0,6—6 MHz. Utworzenie w 1977 roku Centrum Badań Kosmicznych PAN umożliwiło zintensyfikowanie badań i rozszerzenie zakresu tematycznego prac w dziedzinie fizyki jonosfery i magnetosfery, rozwinięcie badań heliosfery, jej oddziaływania z ośrodkiem międzygwiazdowym oraz badań rentgenowskiego i nadfioletowego promieniowania Słońca, nad modelowaniem i prognozowaniem oddziaływań helio-geograficznych oraz wykorzystaniem naturalnego laboratorium kosmicznego dla prowadzenia aktywnych eksperymentów plazmowych. W badaniach w zakresie fizyki kosmicznej zaangażowanych jest obecnie w Polsce 10 placówek. Nawiązano także współpracę z państwami zachodnimi polegającą na wymianie danych, wspólnych projektach badawczych i stażach zagranicznych.

Z badaniami prowadzonymi w przestrzeni kosmicznej łączy się ściśle rozwój technologii kosmicznych, tj. działów inżynierii materiałowej związanych z wytwarzaniem i badaniem materiałów półprzewodnikowych, stopów, kompozytów pian o „egzotycznych” właściwościach możliwych do otrzymania tylko w warunkach mikrogravitacji a także wysokiej próżni. Dziedzina ta obejmuje zarówno badania podstawowe jak i przygotowanie produkcji niektórych materiałów na stacjach orbitalnych. Jak ważne jest dziś zagadnienie technologii kosmicznej mówi program pierwszego lotu europejskiego laboratorium kosmicznego przygotowany przez European Space Agency (ESA). W programie tym na ogólną liczbę 62 projektowanych eksperymentów naukowych, 40 dotyczy nauk materiałowych, a uczestniczy w tych czterdziestu eksperymentach 10 krajów europejskich spośród 12 biorących udział w przygotowaniu naukowego programu lotu. Fizyka polska i w tej dziedzinie ma już swój dorobek. W 1978 roku na pokładzie radzieckiej stacji orbitalnej przeprowadzony został pierwszy polski eksperyment dotyczący krystalizacji kierunkowej związku CdHgTe z fazy ciekłej, a także z fazy gazowej. Następny przeprowadzony eksperyment obejmował badanie procesów krystalizacji związku PbSeTe z fazy gazowej na monokrystaliczne podłoże. Eksperyment przygotowała grupa fizyków ośrodka warszawskiego. Dokonana została po raz pierwszy analiza procesów kawitacji zachodzących w warunkach krystalizacji bezgrawitacyjnej oraz wpływu szybkości krystalizacji na jakość otrzymywanych kryształów.

Geofizyka

Ostatnie lata przyniosły znaczący rozwój geofizyki. Szczególną rolę odegrały tu badania przeprowadzone w kosmosie. Poważnie rozwinęły się również badania doświadczalne i teoretyczne wewnętrznej dynamiki Ziemi. Teoria płyt litosferycznych zastąpiła

dawną teorię Wegenera ruchu kontynentów i w znacznej mierze wyjaśniła ewolucję Ziemi. Jednocześnie badania planet rozwinięte w ostatnich latach wskazały na różnice i na podobieństwa wielu procesów dynamicznych oraz budowy wewnętrznej Ziemi i planet układu słonecznego.

Sytuacja nauk geofizycznych w Polsce nie może być oceniana w sposób jednoznaczny. Pozytywnie ocenić można postęp w badaniach podstawowych dotyczących fizyki wnętrza Ziemi i badań głębokich struktur, gorzej przedstawia się sprawa w zakresie modernizacji systemów obserwacyjnych, przekazywania i przetwarzania danych. Szczególnie dotyczy to meteorologii, ale i w zakresie obserwacji sejsmologicznych odczuwa się pilną potrzebę modernizacji sieci stacji. Znaczna część badań z zakresu fizyki atmosfery prowadzonych szczególnie w mniejszych zakładach nie spełnia warunków pełnej nowoczesności zarówno w zakresie informatyki jak i możliwości technicznych. Badania w tym kierunku powinny być niewątpliwie zintensyfikowane. Prace z zakresu geofizyki stosowanej poszukiwawczej, górniczej i inżynierskiej rozwijane są głównie w placówkach naukowych w Krakowie, Katowicach i Warszawie oraz w zapleczeniach badawczych przedsiębiorstw geofizycznych. Szczęólnego znaczenia nabrały ostatnio prace dla potrzeb górnictwa. Utworzenie Centrum Badań Kosmicznych PAN stanowiło niewątpliwie impuls do rozwoju badań przestrzeni wokółziemskiej, jednak organizacyjne oddalenie tych badań od badań geofizycznych i geologicznych samej Ziemi i jej wnętrza jest niezgodne z ogólną tendencją panującą obecnie na świecie. Zachodzi potrzeba łączenia badań naszej planety w jeden system. Pomyślnie rozwijają się badania z zakresu oceanografii fizycznej. Przyczyniło się do tego powstanie samodzielnego Zakładu Oceanologii PAN. Równie dobrze rozwijają się geofizyczne badania polarne i morskie. Wśród postulatów na przyszłość dotyczących geofizyki wymienić należy potrzebę dalszego rozwijania podstawowych badań dotyczących procesów zachodzących we wnętrzu Ziemi, w atmosferze i w przestrzeni okołozemskiej. Należy również rozwijać nowe techniki i metody badawcze dla podniesienia efektywności prac z zakresu meteorologii, hydrologii i geofizyki stosowanej. Konieczna jest modernizacja systemów obserwacyjnych zbierania i przekazywania danych.

Zakończenie

Przedstawiłem Państwu w ogromnym skrócie obecny stan oraz kierunki rozwojowe nauk fizycznych w Polsce, dalsze perspektywy w tej dziedzinie zależą od wielu czynników, z których najważniejszymi, choć w małym stopniu zależnymi od nas fizyków, są: finansowanie badań naukowych i import najbardziej nowoczesnej aparatury. Waga tych dwóch czynników sprawia, że mówimy o nich stale przy różnych okazjach.

Istnieje również wiele czynników, mających niebagatelny wpływ na poziom i rozwój nauk fizycznych w kraju, a które zależą od nas samych. Wymienię tu chociażby cały kompleks zagadnień związanych z prawidłową działalnością organizatorską w zakresie nauk fizycznych. Od konieczności zaangażowanego i skutecznego zajmowania się problemami organizacji badań nie sposób uciec w obecnej epoce zinstytucjonalizowania nauki, gdyż zamykanie się wyłącznie w zaciszu laboratoriów nie spowoduje np. dopływu środków

niezbędnych do uprawiania fizyki. Nikt poza samymi fizykami nie będzie walczył o rozwój tej dziedziny wiedzy. Sądzę, że w sprawach, które wymieniłem, konieczna jest znacznie większa od dotychczasowej aktywność naszego środowiska.

Licząc się z trudnościami importowymi również w przyszłości, placówki fizyki winny skoncentrować wysiłki w kierunku rozwijania baz technicznych wytwarzających aparaturę badawczą dla częściowego choćby zaspokajania potrzeb własnych i potrzeb innych ośrodków. Lepszemu wykorzystaniu bazy aparaturowej sprzyjać winna również wymiana pracowników i aparatury między placówkami.

Niezwykle istotną sprawą dla rozwoju nauk fizycznych jest dalsza integracja środowiska fizyków. Możemy to osiągnąć na wiele sposobów: poprzez udoskonalanie koordynacyjnego systemu badań, prowadzenie wspólnych prac badawczych, rozwinięcie wymiany stażowej między ośrodkami fizycznymi w kraju itp. Musimy uświadomić sobie, że fizyka polska będzie tym silniejsza, tym bardziej wyrównana, a więc niezależna od regionu kraju czy ośrodka, będzie poziom prowadzonych badań, im większa będzie integracja naszego środowiska. Musimy zawsze pamiętać, że środowisko bardziej zintegrowane i spójne posiada większą siłę oddziaływania.

W Polsce, jak wszyscy wiemy, istnieje problem pewnego rozdźwięku między fizyką a przemysłem. Jedną z konsekwencji tego stanu rzeczy jest podnoszona wielokrotnie przez nas sama sprawa współpracy a także zatrudnienia fizyków w przemyśle. Sądzę, że jedną — może nie najważniejszą — przyczyną tej anomalii jest zbyt duża hermetyzacja naszego środowiska, a co za tym idzie niewystarczająca popularyzacja fizyki i jej osiągnięć.

Środowisko fizyków, a szczególnie jego oficjalne organa winny również podjąć działania w kierunku zahamowania niezwykle niebezpiecznego procesu, jakim jest drastyczna redukcja zajęć z fizyki na niektórych naszych wyższych uczelniach technicznych. Takie ograniczenia są zaskakujące zważywszy, że wszystkie nauki techniczne można sprowadzić do wspólnego mianownika, którym jest fizyka stosowana. W rezultacie tego rodzaju polityki wyższe uczelnie techniczne opuszczać będą inżynierowie niedouczeni, bo czy można wyobrazić sobie inżyniera **twórczego** bez dobrej znajomości praw rządzących materią? Co więcej, ludzie ci trafią do przemysłu, z nich rekrutować się będzie przyszła kadra decydentów w gospodarce narodowej; czy można się dziwić, że w takiej sytuacji fizyka będzie traktowana jako nauka abstrakcyjna potrzebna chyba samym fizykom dla zaspokajania ich potrzeb intelektualnych.

Od naszej aktywności i osiągnięć nie tylko w rozwiązywaniu problemów naukowych, ale również od aktywności organizatorskiej, od naszej obecności w problemach gospodarczych, od rozhermetyzowania naszego środowiska zależeć będzie przyszła pozycja fizyki w Polsce. Musimy być widziani nie tylko w czasopiśmie naukowych, ale również w życiu społeczno-gospodarczym kraju.

Kończąc pragnę serdecznie podziękować wszystkim kolegom, którzy dopomogli w przygotowaniu tego referatu dostarczając odpowiednie materiały, szczególnie zaś koleżance M. Jastrzębskiej za opracowanie całości.

W części I mego artykułu „Stan i kierunki rozwoju fizyki w Polsce” (*Postępy Fizyki* 31, 533 (1980)) nie umieszczone zostały:

w Uzupełnieniu II „Placówki fizyki w Polsce”, str. 546, pod hasłem „Akademia Górniczo-Hutnicza” (Kraków)

— Zakład Fizyki Ciała Stałego Instytutu Metalurgii

pod hasłem „Wyższa Szkoła Pedagogiczna” w Częstochowie

— Zakład Fizyki Doświadczalnej

zaś w Uzupełnieniu III „Środowiskowe laboratoria”, str. 550

— Środowiskowe Laboratorium Akustyki i Spektroskopii — Uniwersytet Gdański

za co Pracowników wymienionych placówek jak i Czytelników „Postępów Fizyki” serdecznie przepraszam.

Jerzy Kołodziejczak

Literatura

[1] W. Kapuściński, *Postępy Fizyki* 14, 615 (1963).

[2] J. Ehrenfeucht, *ibid.* 14, 639 (1963).

[3] T. Skaliński, *ibid.* 14, 691 (1963).

N O W O Ś C I N A U K O W E

*Iwo Białynicki-Birula*Zakład Fizyki Teoretycznej
Polskiej Akademii Nauk
Warszawa**Czy równanie Schrödingera jest liniowe? *****Is Schrödinger Equation Linear?**

Abstract: The problem of the linearity of the Schrödinger equation is analyzed in the light of new experiments performed at MIT and at the Laue-Langevin Institute. In these experiments slow neutrons were used to place an upper limit on the strength of the logarithmic nonlinear term in the Schrödinger equation introduced in an earlier work by Jerzy Mycielski and the present author.

Przedmiotem mojego referatu jest równanie Schrödingera

$$i\hbar \frac{\partial}{\partial t} \psi(r,t) = \left[-\frac{\hbar^2}{2m} \Delta + U(r) \right] \psi(r,t).$$

Jest ono niewątpliwie jednym z kilku najbardziej podstawowych równań fizyki współczesnej; obok równań Newtona, Maxwella, Boltzmanna, Einsteina i Diraca. Podobnie jak i te równania, równanie Schrödingera jest równaniem przybliżonym. Znamy kilka źródeł poprawek do równania Schrödingera. Przede wszystkim są to poprawki relatywistyczne dające się systematycznie wyprowadzić z równania Diraca, bądź z równania Kleina-Gordona. Dalej będą to poprawki wynikające z kwantowej teorii pola, uwzględniające zjawiska kreacji i anihilacji wirtualnych cząstek. Wszystkie te znane poprawki nie zmieniają jednej podstawowej własności równania Schrödingera: jego liniowości. Równanie to można zawsze zapisać w postaci

$$i\hbar \frac{\partial}{\partial t} \psi = H \psi,$$

* Referat wygłoszony w dniu 21 kwietnia 1980 r. na konwersatorium Instytutu Fizyki Doświadczalnej Uniwersytetu Warszawskiego.

z hamiltonianem H niezależnym od samego ψ , czyli bardziej precyzyjnie: z hamiltonianem H jako operatorem liniowym.

Liniowość równania Schrödingera została nawet podniesiona do rangi podstawowej zasady mechaniki kwantowej, nazwanej zasadą superpozycji stanów. Pierwszy rozdział klasycznego dzieła Diraca *Zasady mechaniki kwantowej* nosi właśnie tytuł „Zasada superpozycji”. Zgodnie z tą zasadą każde dwa dozwolone stany układu można ze sobą superponować otrzymując znowu dozwolone stany układu. Superpozycji tej odpowiada dodawanie rozwiązań równania Schrodingera; dowolna kombinacja liniowa rozwiązań równania Schrödingera jest także rozwiązaniem.

W ciągu ponad pół wieku swojego istnienia, mechanika kwantowa posłużyła do wyjaśnienia i uporządkowania ogromnej liczby zjawisk, obserwacji i doświadczeń, dając w niektórych przypadkach rezultaty zgodne z fantastyczną wprost dokładnością z danymi doświadczalnymi. Mimo tej zgodności, a może także właśnie dzięki niej, mechanika kwantowa pozostaje najbardziej zagadkową teorią fizyczną, a to ze względu na brak pełnego wyjaśnienia wielu zagadnień interpretacyjnych. W przeszłości podejmowano i w dalszym ciągu podejmuje się wiele prób znalezienia zadowalającej interpretacji tej teorii. Większość tych prób ma charakter czysto teoretyczny, niektóre są nawet bardzo spekulatywne. Moim zdaniem, największe szanse powodzenia mają próby oparte na konfrontacji teorii z doświadczeniem.

Ponieważ cały schemat matematyczny mechaniki kwantowej został zbudowany z wykorzystaniem, i to niemal na każdym kroku, zasady superpozycji, czyli liniowości równania Schrödingera, ogromnie ważne dla prób wyjścia poza standardową mechanikę kwantową jest znalezienie odpowiedzi na pytanie: „Jak dokładnie spełniona jest zasada superpozycji?” lub „Z jaką dokładnością można potwierdzić liniowość równania Schrödingera?”.

Na to, by pokusić się o precyzyjną odpowiedź na takie pytanie, trzeba posłużyć się wyraźną koncepcją, wprowadzając określony typ nieliniowości. Nie sposób bowiem badać naruszenia zasady superpozycji, czy też odstępstwa od liniowości równania Schrödingera „tak w ogóle”; zbyt wiele jest tu bowiem różnorodnych możliwości. Bardzo ważne jest też to, aby przy wprowadzaniu nieliniowości jedynie minimalnie naruszyć inne ważne własności mechaniki kwantowej. Chodzi o to, by postępować zgodnie z metodą „jednej różnicy”.

Pewną koncepcję nieliniowości w równaniu opisującym ewolucję w czasie funkcji falowej, wyróżnioną przez zespół fizycznych postulatów i zgodną z wymienionym żądaniem minimalności, wysunęliśmy z Jerzym Mycielskim przed pięcioma z górą laty [1] i rozwinęliśmy szczegółowo później [2—4].

Zanim omówię dokładniej tę koncepcję, chciałbym poświęcić trochę miejsca ogólnej, rzec by można filozoficznej motywacji naszego postępowania.

Historia fizyki uczy, że liniowe teorie stanowią pierwsze przybliżenie rzeczywistości i są w miarę rozwoju danej dziedziny zastępowane przez teorie oparte na równaniach nieliniowych. Przykładów takiego zastępowania liniowości przez nieliniowość jest wiele; wymienię ich tylko kilka.

Pierwszy przykład ma charakter nieco żartobliwy. W starożytności sądzono, że powierzchnia Ziemi jest płaska. Takie liniowe przybliżenie daje dobry opis rzeczywistości

tylko wtedy, gdy możemy pominąć różnicę między kulistą powierzchnią Ziemi a płaszczyzną do niej styczną. Drugi przykład to prawo gazowe Gay-Lussaca mające postać liniowego związku między objętością gazu i jego temperaturą. Po przeprowadzeniu dokładniejszych pomiarów trzeba było prawo to zastąpić przez równanie stanu Van der Waalsa, dające nieliniowy związek między tymi wielkościami. Trzeci przykład dotyczy prawa składania prędkości. Liniowe przybliżenie tego prawa (ograniczę się do ruchu jednowymiarowego) obowiązuje na gruncie mechaniki nierelatywistycznej

$$v = v_1 + v_2.$$

Dokładniejsze prawo, obowiązujące na gruncie mechaniki relatywistycznej, ma charakter nieliniowy

$$v = \frac{v_1 + v_2}{1 + v_1 v_2 / c^2}.$$

Czwarty i ostatni przykład ma charakter bardziej współczesny i dotyczy równań Maxwella. Przed odkryciem elektrodynamiki kwantowej sądzono, że równania opisujące pole elektromagnetyczne w próżni są liniowe. Obecnie wiemy, że w wyniku występowania kreacji i anihilacji par cząstek naładowanych, pojawiają się nieliniowe poprawki do tych równań. Równania Maxwella stanowią oczywiście w dalszym ciągu świetne przybliżenie rzeczywistości i jak dotąd nie udało się bezpośrednio znaleźć odstępstw od teorii liniowej; mimo to jest to tylko przybliżenie.

Z biegiem czasu równania liniowe zostają zatem zastąpione przez lepsze, dokładniejsze równania nieliniowe. Czyżby równanie Schrödingera było tu jedynym wyjątkiem? A nawet, jeżeli z przyczyn, których jeszcze nie znamy, miałoby ono pozostać takim wyjątkiem, powinno się jak najdokładniej zbadać, jaką górną granicę dla nieliniowości dopuszcza doświadczenie. Jak już jednak powiedziałem poprzednio, dla zbadania tego problemu trzeba się zdecydować na przyjęcie określonego rodzaju nieliniowości. A możliwości jest tu co niemiara!

W naszej pracy z Mycielskim ograniczyliśmy najpierw tę swobodę w sposób matematycznie najprostszy, który wydał nam się także fizycznie najbardziej rozsądny, a następnie żądając wypełnienia pewnych fizycznych postulatów wyeliminowaliśmy całkowicie pozostającą swobodę. W ten sposób doszliśmy do równania Schrödingera z logarytmiczną nieliniowością

$$i\hbar \frac{\partial}{\partial t} \psi(\mathbf{r}, t) = \left[-\frac{\hbar^2}{2m} \Delta + U(\mathbf{r}) - b \ln(|\psi|^2 a) \right] \psi(\mathbf{r}, t),$$

gdzie b jest stałą uniwersalną o wymiarze energii, a zaś nieistotną stałą zależną od wyboru początku skali energii. Wektor \mathbf{r} w tym równaniu może oznaczać zarówno jeden wektor wodzący, jak i zbiór wektorów wodzących układu cząstek. W takim ogólnym przypadku zmienia się także znaczenie laplasjanu.

Nie będę podawał tu heurystycznych „wyprowadzeń” logarytmicznego równania Schrödingera (LRS). Podam jedynie kilka ważnych własności tego równania. Każda z nich może posłużyć jako punkt wyjścia do takiego wyprowadzenia.

1. Każde rozwiązanie LRS pozostanie nadal rozwiązaniem po pomnożeniu go przez stałą α , jeżeli zmienimy (nieobserwowalną) fazę funkcji falowej w następujący sposób:

$$\psi(\mathbf{r}, t) \rightarrow \exp\left(\frac{ibt}{\hbar} \ln |\alpha|^2\right) \alpha \psi(\mathbf{r}, t).$$

Własność ta pozwala unormować każde rozwiązanie LRS do jedności, zgodnie z probabilistyczną interpretacją funkcji falowej.

2. Iloczyn rozwiązań LRS dla dwóch cząstek jest rozwiązaniem LRS dla układu złożonego z obu tych cząstek, przy pominięciu oddziaływania między nimi. Dzięki tej własności, nieliniowość nie wprowadza korelacji między odległymi, a zatem nie oddziałującymi częściami układu. Gdyby ta własność, obowiązująca oczywiście także w zwykłej, liniowej mechanice kwantowej, została naruszona, to nie można by było opisać cząstek i ich układów „po kolei”. Zawsze trzeba było od razu opisywać cały Wszechświat.

3. Energia układu, określona jako stała ruchu, pokrywa się z dokładnością do stałej Plancka z częstością dla stanów stacjonarnych opisanych przez unormowane funkcje falowe. Obowiązuje zatem wzór Plancka, będący podstawą całej spektroskopii

$$E[\psi] = \hbar\omega.$$

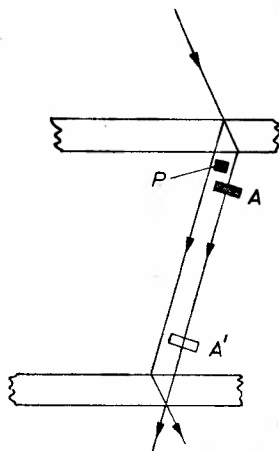
4. Suma energii nieoddziałujących składników układu jest równa całkowitej energii układu, jeżeli tylko między stanami tych składników nie występują korelacje.

Równanie nasze jest więc idealnym narzędziem do badania odstępstw od liniowości w mechanice kwantowej. Nie narusza ono bowiem innych podstawowych własności tej teorii: probabilistycznej interpretacji funkcji falowej, zasady zachowania energii, związku między spinem i statystyką, itp.

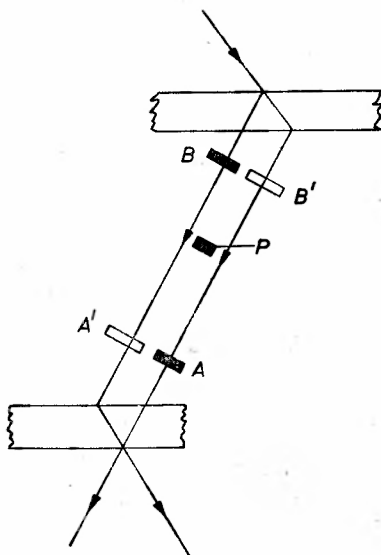
W naszej pracy z Mycielskim oszacowaliśmy górną granicę stałej b wykorzystując wyniki doświadczalne i obliczenia teoretyczne dotyczące przesunięcia Lamba, to znaczy rozszczepienia poziomów $2S_{\frac{1}{2}}$ i $2P_{\frac{1}{2}}$ w atomie wodoru. Zgodność między pomiarami i przewidywaniami elektrodynamiki kwantowej nakłada na stałą b ograniczenie od góry rzędu 10^5 Hz, czyli około 4×10^{-10} eV.

Okazuje się jednak, że pomiary energii nie są najlepszą metodą znalezienia ewentualnych odstępstw od liniowości. W sierpniu ubiegłego roku ukazał się w *Physical Review* artykuł Abnera Shimony'ego [5], w którym zaproponował on doświadczenie z użyciem interferometru neutronowego. Zgodnie z jego oszacowaniem, doświadczenie takie mogłoby poprawić dokładność pomiaru górnej granicy na stałą b o dwa rzędy wielkości. Oto główna idea tego doświadczenia. Monochromatyczna wiązka neutronów pada na interferometr neutronowy zbudowany z dwóch rozsuniętych kryształów (rys. 1). Wiązka neutronów ulega dyfrakcji braggowskiej na przedniej i tylnej powierzchni każdego z kryształów. W rezultacie, funkcja falowa każdego neutronu wiązki zostaje rozszczepiona przez pierwszy kryształ na dwie składowe, które po przejściu przez drugi kryształ interferują ze sobą dając obserwowalne prążki interferencyjne. Shimony zaproponował wstawienie na drodze jednej ze składowych funkcji falowej ruchomego absorbera neutronów. Według liniowego równania Schrödingera, absorber taki dawałby taki sam efekt niezależnie od swojego położenia między kryształami, ale wynik jest zupełnie inny, jeżeli propagacja funkcji falowej opisywana jest przez równanie nieliniowe. Mówiłem już o tym,

że dla równania z logarytmiczną nieliniowością funkcja falowa pomnożona przez stałą uzyskuje dodatkowy czynnik fazowy. Taki czynnik fazowy nie daje żadnych obserwowalnych konsekwencji, jeżeli mnoży on całą funkcję falową. Inaczej jest jednak w do-



Rys. 1 Schemat doświadczenia zaproponowanego przez Shimony'ego. Na rysunku schematycznie zaznaczono położenie dwóch kryształów, ruchomego absorbera neutronów A oraz przesłony P wycinającej z dosyć szerokiej fali neutronowej dwie wiązki na brzegach tej fali



Rys. 2 Schemat doświadczenia przeprowadzonego przez grupę Shulla. Podobnie, jak na rys. 1, zmienne położenie absorberów oznaczono literami nieprimowanymi i primowanymi

świadczeniu Shimony'ego. Absorbpcja zachodzi tylko w części obszaru, przez który propaguje się funkcja falowa i tylko część wiązki ulega osłabieniu. Tylko jedną część funkcji falowej należy zatem pomnożyć przez stałą opisującą absorbpcję i tylko ta część uzyska dodatkowy czynnik fazowy $\exp(ib\Gamma \ln|\alpha|^2/\hbar)$. Jeżeli obie części funkcji falowej spotkają

się później i nastąpi ich interferencja, to wystąpi przesunięcie prążków interferencyjnych proporcjonalne do drogi optycznej (czasu), jaką przebyła absorbowana wiązka po przejściu przez absorber. W swoim artykule Shimony użył do oszacowania przesunięcia prążków danych charakterystycznych dla interferometru z podwójnym kryształem, używanego w Laboratorium Neutronowym MIT i wykazał, że można będzie na tej drodze uzyskać oszacowanie stałej b o dwa rzędy wielkości lepsze od oszacowania uzyskanego przez nas na podstawie przesunięcia Lamba.

Jesienią ubiegłego roku przystąpiono w MIT do doświadczeń nad wyznaczeniem górnej granicy stałej b . Przeprowadzone doświadczenie różniło się w szczegółach od pierwotnej wersji Shimony'ego, ale oparte było na tej samej idei. Doświadczenie przeprowadziła grupa pod kierunkiem Clifforda Shulla i jego opis ukazał się już w *Physical Review Letters* [6]. Użyty w doświadczeniu interferometr neutronowy został wycięty z jednorodnego kryształu krzemu o długości 9 cm. Przerwa między dwoma czynnymi kryształami wynosiła 4,5 cm (rys. 2). Zamiast poruszającego się absorbera użyto dwóch absorberów, które można było na zmianę wstawiać i usuwać z dwóch części wiązki. W rezultacie tej zmiany uzyskano podwojenie czułości pomiarów. W doświadczeniach używano wiązek neutronów o długości fali de Broglie'a równej 1,564 Å, czemu odpowiada energia 33,5 meV i prędkość 250 m/s. Czas przelotu neutronów między pierwszym i drugim absorberem wynosił $1,123 \times 10^{-5}$ s. Przeprowadzono doświadczenia z absorberami z fluorku litu oraz z absorberami kadmowymi. W obu przypadkach przeprowadzono po dwie serie pomiarów. Pierwsza seria różniła się od drugiej tym, że absorbery A i B zostały zamienione miejscami. Dla pierwszej serii przesunięcie fazowe przy przemieszczaniu absorberów z jednej części wiązki do drugiej wynosi

$$\theta_1 = 2\Delta + 2(\phi_A - \phi_B),$$

gdzie Δ jest przesunięciem fazy jakie wystąpiłoby w wyniku wystąpienia logarytmicznej nieliniowości

$$\Delta = \frac{bt}{\hbar} \ln |\alpha|^2,$$

zaś ϕ_A i ϕ_B są przesunięciami fazowymi wywołanymi przez absorbery A i B . Przesunięcia te są duże i zawsze występują, gdyż absorpcji towarzyszy także koherentne oddziaływanie neutronów z absorberem. Dla drugiej serii pomiarów przesunięcie fazowe przy przesuwaniu absorberów z jednej wiązki do drugiej wyniesie

$$\theta_2 = 2\Delta - 2(\phi_A - \phi_B).$$

Przez porównanie θ_1 i θ_2 możemy wyznaczyć Δ , a następnie ze znajomości t i $|\alpha|$ można wyznaczyć stałą b .

W doświadczeniach zmierzono:

$$\text{LiF: } \Delta = 0.08^\circ (\pm 0.30) \quad \phi_A - \phi_B = 2.69^\circ (\pm 0.30)$$

$$\text{Cd: } \Delta = -0.22^\circ (\pm 0.27) \quad \phi_A - \phi_B = -0.52^\circ (\pm 0.27)$$

Odpowiada to następującym wartościom stałej b :

$$\text{LiF: } b = (-1.0 \pm 3.7) \times 10^{-13} \text{ eV}$$

$$\text{Cd: } b = (2.3 \pm 2.9) \times 10^{-13} \text{ eV.}$$

Wyniki doświadczenia są więc zgodne z wartością $b = 0$ i dają bardzo dokładne oszacowanie górnej granicy występowania efektów nieliniowych w równaniu Schrödingera, o rząd wielkości lepsze od oczekiwań Shimony'ego. Dokładności takiej nie udało się w żaden sposób uzyskać obecnie przy pomiarach energii. Co ciekawsze, nie jest to jeszcze granica możliwości doświadczeń sprawdzających liniowość równania Schrödingera przy użyciu wiązek neutronów [7].

Według grupy fizyków pracujących w Instytucie Lauego-Langevina, dokładniejsze oszacowanie górnej granicy wartości stałej b otrzymuje się przez pomiar dyfrakcji Fresnela wiązki neutronów na absorbującej krawędzi. Autorzy tego doświadczenia twierdzą, że analiza przeprowadzonego przez nich doświadczenia daje na stałą b oszacowanie $b < 3.3 \times 10^{-15}$ eV. Moim zdaniem jednak, poczynione w tej analizie założenia upraszczające mogą być źródłem błędów większych od podanej górnej granicy. Nie ulega jednakże wątpliwości, że omówione doświadczenia dowodzą liniowości równania Schrödingera z ogromną dokładnością.

Na zakończenie moich rozważań chciałbym zastanowić się nad tym co by było, gdyby b było równe 10^{-15} eV, czemu nie przeczą obecnie żadne doświadczenia. Czy, mimo tak małej domieszki członów nieliniowych, z logarytmicznego równania Schrödingera wynikałyby ciekawe wnioski? Otóż okazuje się, że tak! Mimo tak fantastycznie małej wartości stałej b w porównaniu ze spotykanymi w zjawiskach fizycznych wartościami energii, logarytmiczna nieliniowość spowodowałaby znaczne zmiany w mechanice kwantowej, ze względu na jakościowo odmienny charakter rozwiązań LRS. Paczki falowe, opisujące w tej teorii ruch cząstek swobodnych, nie rozplywają się wraz z upływem czasu, jak to zachodzi w teorii liniowej. Mają one charakter solitonów — trwałych i zlokalizowanych grudek prawdopodobieństwa poruszających się ze stałą prędkością. Kształt tych funkcji jest gaussowski

$$\psi(\mathbf{r}, t) = N \exp\left(-\frac{i}{\hbar} Et + \frac{i}{\hbar} \mathbf{p} \cdot \mathbf{r}\right) \exp(-(\mathbf{r} - \mathbf{v}t - \boldsymbol{\eta})^2 / 2l^2),$$

zaś ich rozmiary wyznaczone przez parametr $l = \hbar / \sqrt{2mb}$, gdzie m est masą cząstki lub masą układu cząstek opisanych przez funkcję falową środka masy. Nawet dla bardzo małej wartości stałej b charakterystyczne rozmiary gaussonów, jak nazwaliśmy te solitonowo-podobne rozwiązania LRS, mogą być bardzo małe, jeżeli tylko obiekt opisywany przez funkcję falową jest względnie duży. Dla rozważanej wartości stałej b , ruch opiłka żelaza o promieniu 10^{-4} cm będzie opisany przez funkcję falową — gausson o promieniu 3.4×10^{-9} cm. Przy tak małych rozmiarach funkcji falowej w stosunku do rozmiarów samego obiektu, nie wystąpią żadne zjawiska falowe i zgodnie z naszą intuicją ruch takiego obiektu będzie się odbywał według praw mechaniki klasycznej. Z drugiej strony funkcja falowa elektronu, opisująca jego ruch swobodny, będzie miała rozmiary rzędu 0,6 cm, skąd wynika, że ruch elektronu podlega zdecydowanie prawom mechaniki kwantowej; funkcja falowa elektronu jest „dużo większa” od rozmiarów samego elektronu.

Obiekty, których rozmiary własne są równe rozmiarom charakterystycznym ich funkcji falowych, stanowiłyby najciekawszy typ układów. Przyjmując orientacyjnie (dla

wyznaczenia promienia charakterystycznego takich obiektów R_0), że mają one gęstość wody, otrzymujemy

$$R_0 = \left(\frac{3\hbar^2}{8\pi\rho b} \right)^{1/5} = 240 \text{ \AA}.$$

Obiekty o takich rozmiarach byłyby czymś pośrednim między kwantowymi mikrocząstkami a klasycznymi makrocząstkami. Mechanika kwantowa ze stałą b rzędu 10^{-15} eV pełniłaby zatem rolę jednolitej teorii, łączącej mechanikę kwantową i mechanikę klasyczną.

Niezależnie jednak od tego, co przyniesie przyszłość, dzięki doświadczeniom przeprowadzonym w MIT i w Instytucie Lauego-Langevina umiemy obecnie precyzyjnie określić, jak dokładnie spełniona jest zasada superpozycji stanów. Jestem przekonany, że doświadczenia te wejdą do podręczników fizyki kwantowej.

Literatura

- [1] I. Białynicki-Birula, J. Mycielski, *Bull. Acad. Polon. Sci. Ser. Math. Astr. Phys.* **23**, 461 (1975).
- [2] I. Białynicki-Birula, J. Mycielski, *Ann. Phys. N. Y.* **100**, 62 (1976).
- [3] J. Oficjalski, I. Białynicki-Birula, *Acta Phys. Pol.* **B9**, 759 (1978).
- [4] I. Białynicki-Birula, J. Mycielski, *Physica Scripta* **20**, 539 (1979).
- [5] A. Shimony, *Phys. Rev. A* **20**, 394 (1979).
- [6] C. G. Shull, D. K. Atwood, J. Arthur, M. A. Horne, *Phys. Rev. Lett.* **44**, 765 (1980).
- [7] R. Gähler, A. G. Klein, A. Zeilinger, *Neutron Optical Tests of Nonlinear Wave Mechanics*, preprint.

NOWA APARATURA I AUTOMATYZACJA POMIARÓW

Jack Sandweiss

Yale University
New Haven, USA

Komora strimerowa o wysokiej zdolności rozdzielczej *

The High-Resolution Streamer Chamber

Abstract: This relatively new development offers high multitrack efficiency, nearly isotropic response, short memory time and electronic „triggerability”.

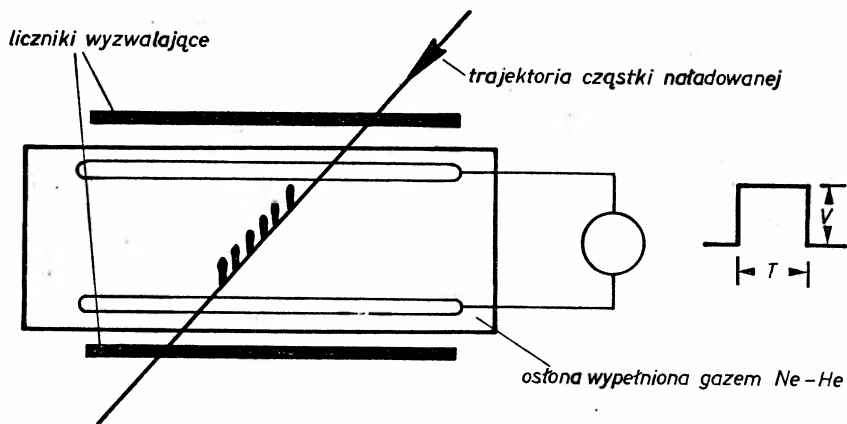
Rodzina detektorów cząstek wykorzystujących zjawiska rozwoju lawin elektronowych w gazach jest rozległa i ważna. Chociaż wysokociśnieniowa komora strimerowa stanowi stosunkowo nowe osiągnięcie, jest to bezpośrednia odrośl jednej z gałęzi drzewa genealogicznego rodziny tych detektorów. (Czytelnik zainteresowany tą genealogią jak też fizycznymi i technicznymi podstawami budowy detektorów, wysoko oceni wyśmienitą książkę Peter Rice-Evansa [1]).

Komorę strimerową wynaleźli we wczesnych latach 60. G. E. Czikowani [2] i B. A. Dołgoszejn [3]. Zasadę jej działania ilustruje rys. 1. Po przejściu cząstki naładowanej, do obszaru komory przykładane jest silne pole elektryczne (przez około $0,5 \mu\text{s}$). Pod wpływem pola, elektrony wyzwolone w wyniku jonizujących zderzeń cząstki są przyspieszane tworząc małe „proto-iskry” czyli strimery, które znaczą trajektorię cząstki. Normalnie komora jest fotografowana poprzez elektrody, złożone zwykle z drucianych krat lub siatek, tzw. metoda rzutowa. Oglądane w ten sposób strimery, w kierunku pola elektrycznego, ukazują się jako małe, okrągłe kropki leżące wzdłuż toru cząstki.

Wykorzystanie komór strimerowych w fizyce wysokich energii ograniczało się, do czasu naszej pracy w Yale, do stosowania komór o dużych objętościach (około 1 m^3), działających pod ciśnieniem atmosferycznym. Wiele z obecnego stanu rozwoju tych komór zawdzięczamy pionierskim pracom Ośrodka Liniowego Akceleratora w Stanford [4].

* Artykuł opublikowany w *Physics Today* 31 (October), 40 (1978) został przetłumaczony za zgodą Autora i Wydawcy [Translated with permission, Copyright ©1978 by the American Institute of Physics] (przyp. Red.).

Takie komory działają zazwyczaj z mieszaninami neonowo-helowymi (90%-10% lub 70%-30%), polami elektrycznymi około 20 kV/cm i czasami trwania impulsów od 10 do 20 ns. Średnice strimerów są typowo około 1 mm, lecz często ze względu na konieczność kompromisów w układzie optycznym (by osiągnąć odpowiednią głębię ostrości)



Rys. 1 Rysunek ilustruje schematycznie zasadę działania komory strimerowej. Gdy liczniki układu wyzwalającego rejestrują przejście cząstki naładowanej, generator impulsów przykładają do elektrod wysokie napięcie V przez czas T . Pole elektryczne przyspiesza elektrony ze zjonizowanego toru, z każdego miejsca pierwotnej jonizacji rozwija się kaskada i powstaje strimer. Czas trwania impulsu jest wystarczająco krótki na to, by układ strimerów dokładnie wyznaczał drogę cząstk²

mają pozorną średnicę kilkunastu milimetrów. Równoległe do pola elektrycznego przykładane jest zwykle pole magnetyczne 1,0—1,5 T, dla pomiaru pędu cząstek naładowanych. Zaletą tych komór jest wysoka efektywność rejestracji wielu torów, prawie izotropowa zdolność detekcji, krótki czas pamięci (1 μ s) z wynikającą stąd możliwością pracy we wiązках 10^6 cząstek na sekundę i wreszcie ważna własność elektronicznego, selektywnego wyzwalania.

Komory strimerowe pod ciśnieniem atmosferycznym stosowano w dwóch zasadniczych klasach eksperymentów. Z dodatkiem małych wewnętrznych tarcz wodorowych były używane jako „sterowalne wodorowe komory pęcherzykowe”, lecz oczywiście bez możliwości bezpośredniej obserwacji wierzchołka oddziaływania. Druga ogólna klasa obejmuje szeroką gamę eksperymentów, w których istotnym elementem jest dający się wyzwalac selektywnie izotropowy detektor śladowy z dobrą efektywnością rejestracji wielu torów dla umożliwienia wizualnego rozpoznawania oddziaływań. Typowa przestrzenna zdolność rozdzielcza dla takich komór wynosi około 300 mikronów. Warto zauważyć, że tak długo, jak mamy do czynienia z cząstkami długożyciowymi, mogącymi przechodzić przez całą komorę, dokładność określenia pędu zależy kwadratowo od długości komory i tylko liniowo od przestrzennej zdolności rozdzielczej. Z tego powodu brakowało w przeszłości motywacji do ulepszania przestrzennej zdolności rozdzielczej komór takimi metodami, które mogłyby prowadzić do ich mniejszych wymiarów.

Po odkryciu cząstek powabnych [5] pojawiło się silne uzasadnienie dla ulepszania przestrzennej zdolności rozdzielczej detektorów śladowych w ogólności, a dających

się wyzwać elektronicznie komór strimerowych w szczególności, do tego stopnia, by tory nowych cząstek mogły być zaobserwowane, a wierzchołki produkcji i rozpadu przestrzennie rozdzielone. Takie metody rejestracji zdarzeń pozwoliłyby na bezpośredni pomiar czasów życia cząstek powabnych, umożliwiłyby poszukiwanie takich cząstek, które przy zastosowaniu zwykłych technik, wymagających rejestracji wszystkich produktów rozpadu, byłyby nie zauważone, a w połączeniu z innymi technikami metody te byłyby niezwykle użyteczne w spektroskopii cząstek powabnych.

Ocenia się, że czasy życia cząstek powabnych są rzędu 10^{-13} s [5]. Chociaż dotychczas nie wyznaczono definitywnie czasu życia cząstek powabnych, to warto zwrócić uwagę na fakt, że jedyny dotychczas przypadek ¹, który może być interpretowany jako produkcja cząstki powabnej (w zderzeniu neutrino-jądro), zarejestrowano w eksperymencie stosującym emulsję jądrową i elektroniczny system „etykietowania” oddziaływań [6]. Nietrwała cząstka w tym przypadku przewędrowała 182 mikronów, co odpowiada czasowi przelotu $6 \cdot 10^{-13}$ s, lub przy przyjęciu rozsądnej interpretacji przypadku (hipoteza produkcji cząstki powabnej) — czasowi własnemu około $2 \cdot 10^{-13}$ s.

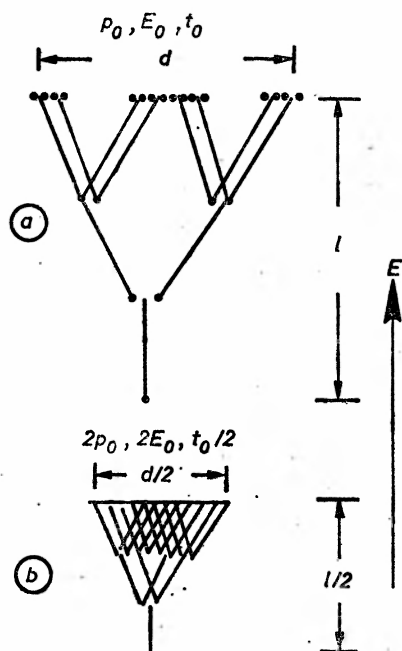
Można się spodziewać, że cząstki powabne, produkowane w oddziaływaniach hadron-hadron, będą miały prędkości laboratoryjne porównywalne z prędkością środka masy układu hadron-hadron. Jeśli cząstka biegnie z prędkością równą prędkości środka masy układu mezon pi lub proton o pędzie $300 \text{ GeV}/c$ — nukleon tarczy spoczywający w laboratorium, to jej współczynnik dylatacji czasu w laboratorium wynosi 12,6. A zatem cząstka o czasie własnym życia 10^{-13} s przebędzie w laboratorium 378 mikronów w czasie równym czasowi życia. Odległość ta wraz z typowymi kątami rozlotu produktów rozpadu, które można oszacować na około 100 mrad, pozwala nam ocenić wymaganą zdolność rozdzielczą. Można w prosty sposób pokazać, że średni błąd standardowy pomiaru odległości pomiędzy punktem produkcji i punktem rozpadu jest w przybliżeniu równy iloczynowi przestrzennej zdolności rozdzielczej i odwrotności średniego kąta rozpadu. Tak więc przestrzenna zdolność rozdzielcza 10—20 mikronów daje zdolność rozdzielczą drogi rozpadu odpowiadającą od 0,26 do 0,53 czasu życia przy 10^{-13} s i jest rozsądną wartością docelową dla komory.

Komora strimerowa z Yale

Zasadą, jakiej używaliśmy w projektowaniu komory strimerowej o dużej zdolności rozdzielczej, jest od dawna znana reguła skalowania rozwoju lawin w gazach. Rozważmy dwie kaskady jonizacyjne jak zilustrowano to na rys. 2. W przypadku *a* ciśnienie gazu jest p_0 , natężenie przyłożonego pola elektrycznego — E_0 , a czas jego trwania — t_0 . W przypadku *b* wartości te są przeskalowane o czynnik 2. Ponieważ E i p są skalowane o ten sam czynnik, to energie elektronów w momentach zderzeń są identyczne w obu przypadkach, a ponieważ gęstość gazu *b* jest dwa razy większa od gęstości gazu *a*, to średnia droga swobodna w przypadku *b* jest dwa razy mniejsza od jej wartości w przypadku *a*. Ponieważ elektrony, średnio rzecz biorąc, będą przebywały w *b* drogi dwa razy mniejsze niż w *a*, lecz z tym samym rozkładem energii, to lawina *b* będzie miała rozmiary

¹ Obecnie światowa statystyka takich przypadków zwiększyła się do kilkudziesięciu (przyp. tłum.).

równe połowie lawiny *a*, przy czym obie lawiny osiągną *taką samą jonizację całkowitą*. Oczywiście, lawina *b* osiągnie daną jonizację całkowitą w połowie czasu, jaki byłby potrzebny w przypadku *a* do uzyskania takiej samej jonizacji. Tę prawidłowość można uogólnić na dowolny czynnik skalujący *s*. Ponieważ dokładność lokalizacji elektronu pierwotnego jest odwrotnie proporcjonalna do średnicy lawiny, to będziemy chcieli uzyskać czynnik skalujący możliwie dużym.



Rys. 2. Zasada skalowania w formowaniu się lawiny jonizacyjnej. W lawinie (a) ciśnienie gazu jest p_0 , przyłożone pole elektryczne — E_0 , czas trwania impulsu — t_0 , a rozmiary lawiny są odpowiednio d i l . W przypadku (b) wielkości te wynoszą $2p_0$, $2E_0$, $t_0/2$, $d/2$ i $l/2$.

Powyższe jest nadmiernie uproszczonym opisem skomplikowanego zjawiska. Na przykład pomija się zjawisko dwustopniowej jonizacji, która może zależeć od czasów życia różnych metatrwałych poziomów atomowych i przez to odgrywać ważną rolę w „szybkiej” lawinie, a nie w „wolnej”. Co najważniejsze, obraz ten zaniedbuje wpływ ładunku przestrzennego, który staje się istotny, gdy poziom jonizacji osiąga taki stopień, że pole ładunku przestrzennego jest porównywalne z przyłożonym polem elektrycznym. W tym stanie, jak dobrze wiadomo, strimer formuje się i rozrasta poprzez różne mechanizmy — na przykład na drodze fotojonizacji. Niemniej ten prosty obraz jest użyteczny i jak doświadczenie pokazało pozwala dość dobrze przewidywać osiągi układów.

Około 3 lata temu, przy poparciu Energy Research and Development Agency (obecnie Department of Energy) oraz Fermi National Accelerator Laboratory, rozpoczęliśmy na Uniwersytecie w Yale realizację programu mającego na celu skonstruowanie wysokociśnieniowej komory strimerowej, której przestrzenna zdolność rozdzielcza mieściłaby się w zakresie 10-20 mikronów. Podstawowym parametrem był czynnik skalu-

jący, którego wartość ograniczono do przedziału 20-40. Dokładniej biorąc, struktury mechaniczne, takie jak układ ciśnieniowy oraz system optyczny, zostały zaprojektowane na ciśnienia do 40 atmosfer. Jednakże system impulsowy ogranicza ciśnienie do wartości nieznacznie przekraczającej 20 atmosfer. Tabela 1 podaje podstawowe parametry, przy założeniu skalowania, wymagane do funkcjonowania komory pod ciśnieniem 20 atmosfer. Tabela 1 przytacza także wartości osiągnięte przez naszą komorę oraz, dla celów porównawczych, wartości odpowiadające typowej komorze strimerowej pracującej pod ciśnieniem atmosferycznym.

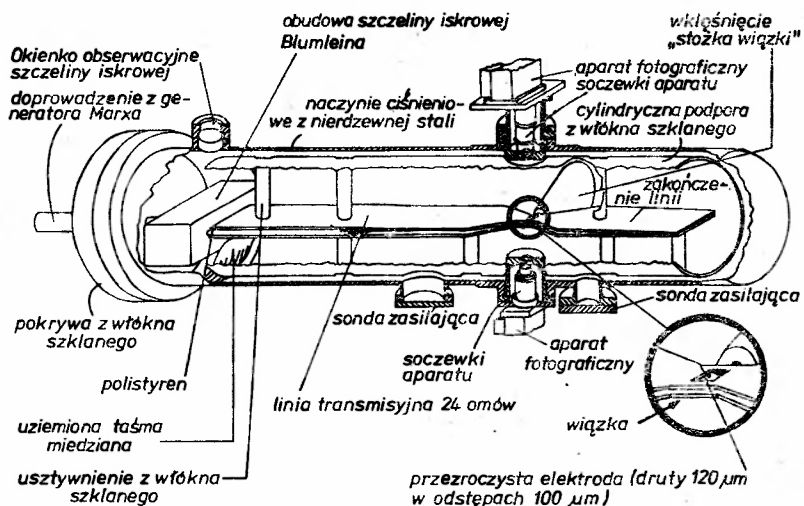
Tablica 1

| Gaz | Parametry komory strimerowej | | |
|--|---|---|---|
| | Standardowa komora 1-atm, neon komory iskrowej (Ne/He = 90/10) | Skalowanie do 20 atm, neon komory iskrowej | Komora z Yale (24 atm) iskrowej |
| Pole elektryczne (kV/cm) | 10—20 | 200—400 | 333 |
| Szerokość impulsu pełna szerokość w połowie wysokości impulsu (ns) | 10—20 | 0,5—1 | 0,5 |
| Czas wzrostu impulsu (ns) | 2—4 | 0,1—0,2 | 0,4 |
| Szerokość szczeliny (cm) | 30 | — | 0,45 |
| Srednica strimerów (mm) | 1 | 0,05 | 0,05 ^a |
| Promień okręgu zdolności roz- dzielczej (mm) | 2—3 | — | 0,05 |

^a Jest to obserwowany rozmiar strimerów, związany częściowo z układem optycznym. Ponadto, chociaż strimer ma 50 mikronów średnicy, to szerokość toru wynosi 150 mikronów, ponieważ elektron pierwotny dyfunduje w czasie upływającym pomiędzy przejściem cząstki a przyłożeniem impulsu wysokiego napięcia.

Rys. 3 przedstawia przekrój komory z Yale. Elektrody komory stanowią integralną część linii transmisyjnej złożonej z dwóch równoległych płyt, utrzymującej stałą impedancję 24 omów na całej swej długości, pomimo zmiennych wymiarów i zmiennej stałej dielektrycznej materiału wypełniającego. Układ Blumleina formujący impulsy, zbudowany z równoległych płyt, wbudowany jest w jeden koniec linii i umieszczony w obudowie z Lexanu i włókna szklanego w atmosferze argonu pod ciśnieniem 800 psia². Linia zwięza się w wysokości (i w szerokości dla utrzymania stałej impedancji) za pomocą odcinków przejściowych prowadzących do i z komory właściwej. W ten sposób silne pole elektryczne występuje tylko tam gdzie jest potrzebne, co minimalizuje problem przebiegów wysokonapięciowych. Energia impulsu pochłaniana jest przez element zamykający, idealnie dopasowany do 24-omowej linii w zakresie pasma o szerokości 1 GHz, by uniknąć odbić impulsów.

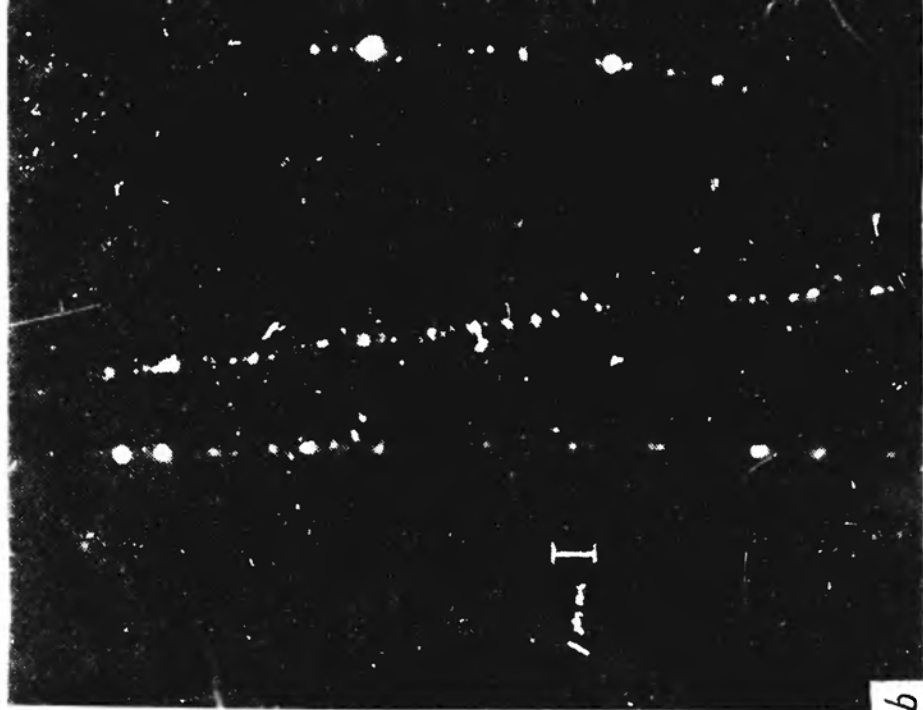
² Anglosaska jednostka ciśnienia 1 psia (1 funt na cal kwadratowy) odpowiada w przybliżeniu ciśnieniu 69 hPa w układzie SI (przyp. tłum.).



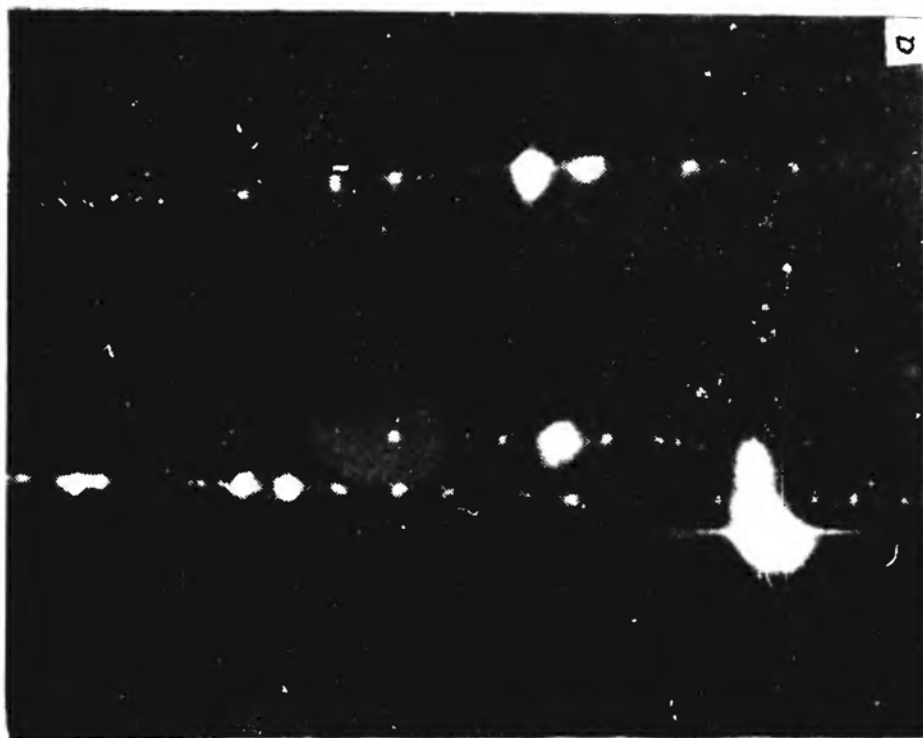
Rys. 3. Wysoko-ciśnieniowa komora strimerowa skonstruowana na Uniwersytecie w Yale, widoczna schematycznie w przekroju. Celem projektu było przeskalowanie osiągnięć komory o ciśnieniu atmosferycznym o czynnik 20 dla uzyskania przestrzennej zdolności rozdzielczej 15 mikronów

Cały układ zamknięty jest w rurze z włókna szklanego, która spoczywa z kolei w pojemniku z nierdzewnej stali wypełnionym mieszkanką gazową He-Ne. Zastosowanie osłony z włókna szklanego pozwala na montaż całej linii na zewnątrz pojemnika ciśnieniowego i następnie wstawienie jej w całości. Składniki komory, które okazały się najmniej standardowe, to układ impulsowy Blumleina, przezroczyste elektrody i element zamykający linię.

Budowa układu impulsowego Blumleina pokazana jest na rys. 4. W przypadku idealnego działania elektroda układu Blumleina jest ładowana do potencjału V i zwierana z dolną elektrodą, kiedy potrzebny jest impuls, na całej swej długości prostopadłej do płaszczyzny rys. 4. W oparciu o znajomość indukcyjności isker i testy z modelami w skali 10-krotnej, z lawinowymi tranzystorami modelującymi szczeliny iskrowe, ustalono, że 4 szczeliny zwierające są wystarczające. Zasadniczy problem przy takim rozwiązaniu polega na uzyskaniu dokładnej synchronizacji wymaganej w zwieraniu czterech szczelin. Ponieważ szerokość impulsu wynosi 0,5 ns, szczeliny muszą „wypalić” w czasie krótkim w porównaniu z 0,5 ns, o ile system Blumleina ma działać poprawnie. Szczelina ładująca wytwarza światło ultrafioletowe, które oświetlając szczeliny zwierające dostarcza początkowych elektronów zapoczątkowując wyładowania. Ponieważ nieokreśloność momentu przebicia szczeliny jest głównie spowodowana „statystycznym oczekiwaniem” na pierwszy elektron, to nieokreśloność ta powinna być, i w rzeczywistości jest, silnie zredukowana. Podobnym rozwiązaniem jest koaksjalny układ Blumleina który, jak wykazała to grupa z Uniwersytetu w Waszyngtonie, daje impulsy o krótkim czasie narastania. Wybór argonu jako gazu dla szczelin układu Blumleina jest uzasadniony jego wysoką wydajnością dla światła ultrafioletowego przy wyładowaniach. Zasadniczym problemem z układem Blumleina były przebicia elektryczne izolującej podstawy elektrody Blumleina. W naszych wcześniejszych rozwiązaniach elektroda ta była bezpo-

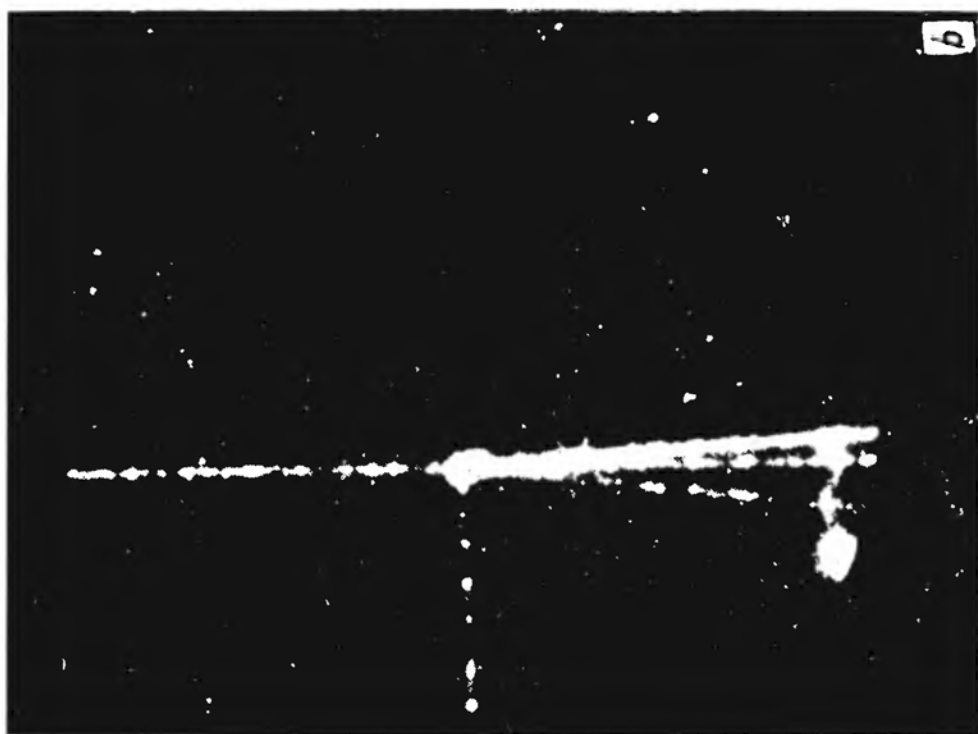


b

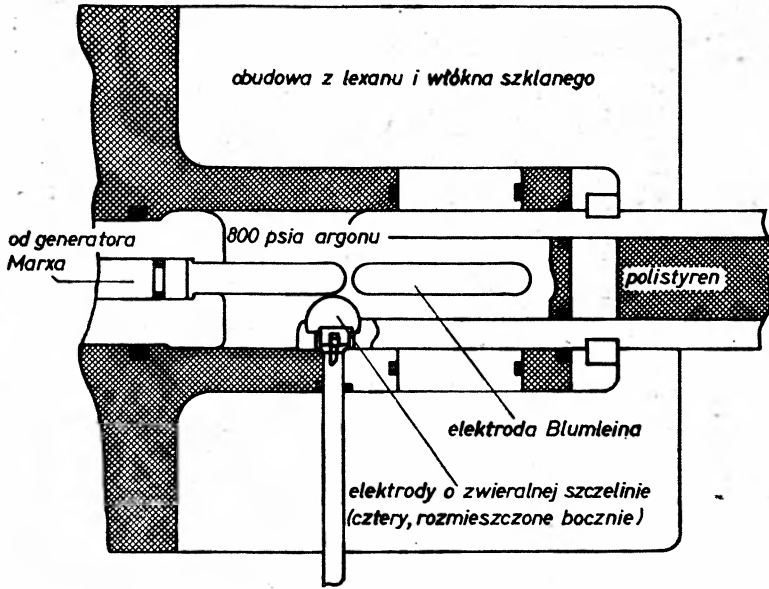


a

Rys. 6. Elektrony z rozpadu ^{106}Ru w komorze. Przy mieszaninie Ne-He pod ciśnieniem 150 psia i bez wzmacniania optycznego (a) powstaje szereg rozbłysków (jasne obszary). Długość toru wynosi tu 4 cm. By zredukować świecenie, usiłowano uzyskać działanie komory przy mniejszej jonizacji na pojedynczy strimer (b). W tym przypadku ciśnienie jest 230 psia, a wzmacnienie optyczne równe 100. W obu sytuacjach stosowano impulsy 140 kV



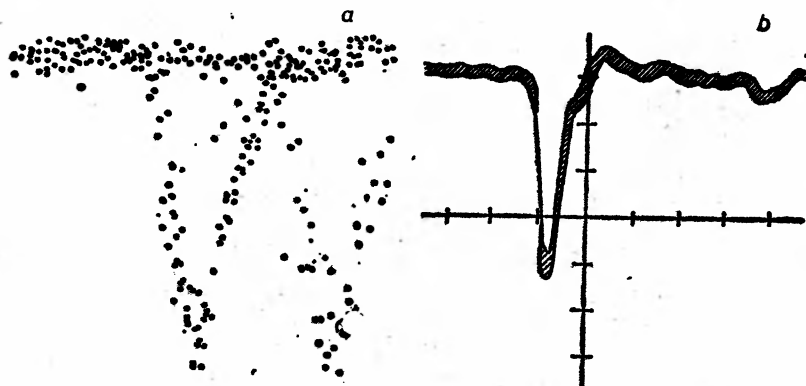
Rys. 7. Ujemny pion oddziałujący w komorze. Silnie jonizujące fragmenty jądrowe pochodzące z oddziaływania mezonu 200 GeV także powodują rozbłyski (a). Dla uzdrowienia tej sytuacji dodano mikrokanalowe wzmacniacze optyczne, by zwiększyć współczynnik wzmocnienia. Polepszone zdjęcie (b) otrzymano przy użyciu mikrokanalowego wzmacniacza optycznego o średnicy 18 mm, dającego wzmocnienie 10 000. Ciśnienie wynosi 370 psia



Rys. 4. Układ impulsowy Blumleina komory z Yale. Elektroda centralna ładowana jest z generatora Marxa poprzez małą szczelinę, powiększoną na tym szkicu

średnio przymocowana do dielektryka pomiędzy płytami. Dielektryk jest potrzebny ze względu na wymagania układu Blumleina, by impedancja linii wyjściowej była dwa razy większa od impedancji linii utworzonej przez powierzchnie elektrody Blumleina i elektrody wyjściowe. Ze względu na skończoną grubość elektrody Blumleina, warunek ten nie mógłby być spełniony bez obciążenia dielektrykiem linii wyjściowej. Jak pokazano na rys. 3, dielektryk z polistyrenu kończy się w sekcji przejściowej, w której zmniejsza się stopniowo odległość między elektrodami dla utrzymania stałej impedancji. Rozwiązanie problemu polegało na podparciu elektrody z boków godząc się na geometrię odbiegającą nieco od idealnej. To rozwiązanie pracowało bardzo dobrze bez dalszych kłopotów z przebiciami wysokonapięciowymi.

Impuls wyjściowy mierzony jest dzielnikiem pojemnościowym wbudowanym w uzienioną elektrodę linii. Dzielnik wykonany jest z warstwy złota o grubości 700 \AA napyłonej na odstępnik (*spacer*) o szerokości 0,001 cala. Rys. 5a pokazuje zapis impulsu wyjściowego uzyskany z oscyloskopu próbkującego. Układ próbkujący ma czas narastania około 70 ps i dzięki temu ukazuje prawdziwy kształt wyjściowego impulsu. Dwa maksima na rys. 5a przedstawiają ten sam sygnał przesunięty o 1,3 nanosekundy dla celów kalibracji podstawy czasu. Amplituda impulsu na rysunku wynosi około 90 kV. System oscyloskopu próbkującego jest dość delikatny i wrażliwy na szумы, wymaga ponadto kilkuset impulsów dla zbudowania użytecznego obrazu. Dla dogodności często stosujemy oscyloskop czasu realnego, którego system ma czas narastania około 0,8 ns. Rys. 5b pokazuje taki obraz czasu realnego dla około 50 impulsów. Amplituda impulsów na rys. 5b jest 150 kV, a prędkość podstawy czasu wynosi 2 ns/cm. Odbicie widoczne przy 9 nanosekundach związane jest z zakończeniem linii, które nie jest doskonale dopasowane.



Rys. 5. Przedstawienie impulsu wyjściowego. Zobrazowanie impulsu 90 kV na oscyloskopie próbkującym (a) ma czas narastania około 70 pikosekund i ukazuje prawdziwy kształt fali. Drugie maksimum na zdjęciu jest tym samym sygnałem, przesuniętym o 1,3 ns dla kalibracji podstawy czasu. Oscyloskop czasu realnego (b) ma czas narastania około 0,8 ns, i jest często stosowany dla wygodę. Zdjęcie pokazuje około pięćdziesięciu impulsów 150 kV; skala czasu jest 2 ns/cm

Przezroczyste elektrody komory muszą wytrzymywać prąd impulsu (w przybliżeniu 6000 A), muszą mieć dobrą geometrię dla zapewnienia jednorodnego pola wymaganego w komorze i muszą być odpowiednio przezroczyste. W naszej konstrukcji stosuje się 25 mikronowe druty z nierdzewnej stali rozmieszczone w odstępach 100 mikronowych. Poważnym problemem było elektryczne połączenie drutów z 24-omową linią. Nie powiodło się nam lutowanie drutów do podtrzymującej je ramki wstawionej do linii, a także stwierdziliśmy, że wiele przewodzących związków epoksydowych zawodzi w przypadku silnych impulsów prądowych. Rozwiązaniem był uszczelniacz indowy: druty ze stali nierdzewnej nawinięte są na druty indowe, które znajdują się w trójkątnych wyżłobieniach w tylnych brzegach ramy elektrody. Po nawinięciu i sklejeniu drutów, indowe druty zostają sprasowane tak, że ind rozplywa się wokół drutów elektrodowych i pomiędzy nimi. Tak zmontowana elektroda jest już gotowa do wstawienia do 24-omowej linii.

Zakończenie linii musi stanowić bezodbiciowe obciążenie linii, zdolne wytrzymać wysokie napięcia i energie impulsów rzędu 0,5 dżula. Nasza konstrukcja jest równoległo-płytowym odpowiednikiem dobrze znanego szerokopasmowego zakończenia koaksjalnego. Zakończenie linii jest w istocie rzeczy zwężającą się linią oporową, w której oporność na jednostkę długości dokładnie kompensuje w każdym punkcie malejącą impedancję udarową. Nie jest dziwne, że opór całkowity zakończenia linii, od jego początku aż do połączenia z uziemioną elektrodą, równy jest charakterystycznej impedancji linii. Główny problem techniczny polegał na wyprodukowaniu elektrody oporowej. Powierzchniowa oporność elektrody musi być niezależna od częstotliwości w szerokim paśmie wymaganym dla szybkich impulsów. Ze względu na efekt naskórkowy, oporność powierzchniowa będzie niezależna od częstotliwości tylko wówczas, gdy warstwa oporowa będzie cienka w porównaniu z głębokością naskórkową przy najwyższych występujących częstotliwościach (to znaczy z jej najmniejszą wartością). Próby użycia cienkich filmów metalicznych o grubości około 2000 Å nie powiodły się, ze względu na podatność filmu na zniszczenie pod wpływem powtarzających się impulsów. Rozwiązaniem były

cienkie filmy oporowe (0,001 cala) wytwarzane komercyjnie według naszych specyfikacji. Ze względu na ograniczone wymiary takich oporników, zakończenie linii wykonano z ośmiu części. Oporniki są zrobione z tego samego materiału, który stosowany jest w produkcji obwodów hybrydowych. Taka konstrukcja zakończenia linii była zadowalająca pod każdym względem. W celu rozpoczęcia testów w przeciągu rozsądnego czasu, użyliśmy zakończenia linii, którego impedancja jest nieco niewłaściwa w naszym przypadku. Powoduje to odbicie po 9 ns (od początku impulsu), co można zobaczyć na rys. 5b.

Komora jest obserwowana poprzez dwie soczewki, które mogą dawać jej obraz bądź to w płaszczyźnie filmu, bądź też na fotokatodach wzmacniaczy optycznych, używanych przez nas obecnie (i o których będzie mowa dalej). Soczewki mają zdolność rozdzielczą 80 linii na milimetr i były pierwotnie zaprojektowane i wykonane w Yale dla systemu PEPR (*Precision Encoding and Pattern Recognition*) skonstruowanego przez korporację Perkin-Elmer, przeznaczonego do analizy zdjęć z komory pęcherzykowej. Te dwie soczewki mają różne ogniskowe (4 i 6 cali), lecz są umieszczone tak, że pracują przy tym samym powiększeniu. Eksploatowane są one zazwyczaj przy przesłonie F/8, co daje okrąg zdolności rozdzielczej o promieniu 50 mikronów w polu widzenia o głębokości 2 mm. Umieszczone kolinearnie soczewki przesunięte są o 2 cm względem wiązki dając kąt widzenia stereo 7 stopni.

Testowanie komory

W początkach testów komory z elektronami ze źródła ^{106}Ru , układ działał bez wzmacniania optycznego. Użyto filmu Kodak S. O. 143. W tych warunkach widoczne tory można było otrzymać przy ciśnieniu 150 psia (Ne-He) i amplitudzie impulsów 140 kV. Zdjęcie 6a jest typowe dla tych parametrów. Widoczne są tu różne cechy charakterystyczne. Zgodnie z naszym oczekiwaniem widać wiele jasnych strimerów. Jednakże, widoczne są również duże jasne obszary, występujące po kilka na pojedynczym torze. Są one wywołane przez strimery, które rozrosły się znacznie ponad przeciętną. Sądzymy, że rozbłyski tego typu powstają z kilku elektronów załączkowych, które znalazły się w promieniu pojedynczej lawiny; to znaczy są to fluktuacje Landaua w stratach energii pierwotnych elektronów.

Zgodnie z tą interpretacją zdecydowaliśmy się pracować z mniejszą jonizacją całkowitą na strimer — przy mniejszych prędkościach wzrostu lawin i strimerów. Daje to w wyniku mniejszą ilość światła, co czyni użycie wzmacniaczy optycznych koniecznością. Zastosowaliśmy dwa typy wzmacniaczy, oba produkowane przez Wydział Produktów Elektro-Optycznych firmy ITT. Pierwszy wzmacniacz (model F 4109) jest diodą bliskiego ogniskowania o współczynniku wzmocnienia około 100 i zdolności rozdzielczej 50 linii na milimetr. W tym przypadku komora mogła funkcjonować pod ciśnieniem 230—250 psia mieszaniny Ne-He. Zdjęcie 6b pokazuje typowy obraz elektronów z rozpadu ^{106}Ru uzyskany w tych warunkach. Widać, że problem rozbłysków przestał istnieć. Daje się także zauważyć, że strimery są rozrzucone wokół „prawdziwego” położenia toru. Rozrzut ten jest wynikiem rozpraszania załączkowych elektronów w czasie około 0.5 μs upływającym pomiędzy przejściem cząstki i przyłożeniem wysoko-napięciowego impulsu. W tej fazie prac komora została przeniesiona do Laboratorium Fermiego i ustawiona na wiązce mezonowej M 1.

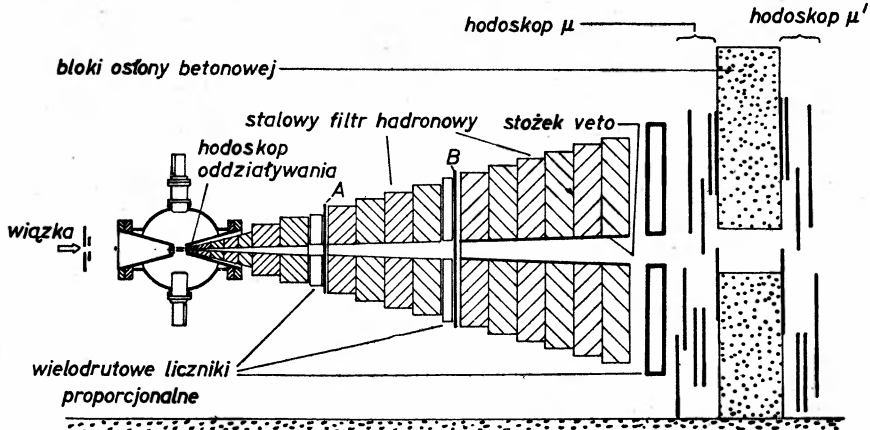
Chociaż praca ze współczynnikiem wzmocnienia optycznego 100 jest doskonała w przypadku cząstek o minimalnej jonizacji, to nie jest to odpowiednie do obserwacji oddziaływań w gazie komory, które prawie zawsze produkują silnie jonizujące fragmenty jądrowe. Rys. 7a przedstawia zdjęcie oddziaływania w komorze ujemnego pionu o energii 200 GeV. Jasny rozbłysk w punkcie oddziaływania przesłania obszar najbardziej interesujący dla badania cząstek krótkożyciowych. Snop światła, rozciągający się od wierzchołka wzdłuż kierunku wiązki, jest spowodowany światłem odbitym od drutów elektrodowych i wpadającym do aparatu fotograficznego.

Wyjście z problemu rozbłysków, tak jak w poprzednim przypadku, polegało na zwiększeniu wzmocnienia optycznego. Obecnie komora działa z mikrokanalowymi wzmacniaczami optycznymi (typu F 4112 tej samej firmy co poprzednio) o współczynniku wzmocnienia 10 000 i zdolności rozdzielczej 26 linii na 1 mm. Rys. 7b pokazuje typowe oddziaływanie pionu o energii 200 GeV w komorze, pracującej ze wzmacniaczem mikrokanalowym, pod ciśnieniem 370 psia mieszanki He-Ne i zasilanej impulsami wysokonapięciowymi 150 kV. Zdjęcie z rys. 7b otrzymano z lampą elektronową o średnicy 18 mm, gdyż tylko taki wzmacniacz mikrokanalowy był dostępny w krótkim terminie do testów komory. Obecnie stosujemy lampy 25 mm, które przy pomniejszeniu 1,5 są odpowiednie do obserwacji komory długości 4 cm. Przy tak dużym wzmocnieniu optycznym, układ prawdopodobnie pracuje bardziej jako komora lawinowa aniżeli komora strimerowa. Przy takim sposobie pracy komory, tory cząstek mają szerokość 150–200 mikronów i mogą być mierzone z teoretyczną dokładnością 15 mikronów. Zauważmy, że efektywna zdolność rozdzielcza komory jest ograniczona przez dyfuzję (termiczną) elektronów w czasie od oddziaływania do pojawienia się impulsu wysokiego napięcia. Podjęto poważne badania nad różnymi domieszkami mogącymi zmniejszyć tę dyfuzję, lecz niczego użytecznego nie znaleziono. Czas pamięci komory daje się z łatwością kontrolować dozując sześćsiufluorek siarki, tak jak się to robi w komorach z ciśnieniem atmosferycznym. Stwierdziliśmy, że 20 psia ciśnienia cząstkowego rozrzedzonego SF₆ (0,1 cząstek SF₆ na milion w Ne-He) daje czas pamięci około jednej mikrosekundy.

Użytkowanie komory

Jako ilustrację wykorzystania komory strimerowej o dużej zdolności rozdzielczej podajemy zwięzły opis eksperymentu [7] prowadzonego obecnie w Laboratorium Fermiego, którego celem jest poszukiwanie cząstek powabnych. Układ eksperymentalny jest zilustrowany na rys. 8. Oddziaływania cząstek w komorze są sygnalizowane przez dwa lub więcej zliczeń w scyntylacyjnym hodoskopie interakcyjnym. Miony z semi-leptonowych rozpadów cząstek powabnych przenikają przez stalowy filtr hadronowy i „zapalają” odpowiednie ciągi liczników w hodoskopach *A*, *B*, μ i μ' . Wysokie napięcie komory wyzwala jest przez wystąpienie następującej kombinacji: dobry tor wiązki, oddziaływanie w komorze i obecny mezon μ . Pomiary wykazały, że zwykle przypadki hadronowe (bez powabu!) wprowadzają w błąd ten sam system wyzwalań w 0,1% oddziaływań. Rachunki Monte Carlo z różnymi rozsądnymi założeniami wskazują, że przypadki z powabem będą wyzwalać układ z efektywnością bliską 3%, tak więc w zarejestrowanych przypadkach oczekujemy wzmocnienia produkcji powabu o czynnik 30.

Komora może pracować z wiązką (około 10^6 cząstek na sekundę) pozwalającą rejestrować jedno oddziaływanie w obszarze czułym komory na 10 pulsów wiązki. Jeśli najnowsze sygnalizowane wartości przekrojów czynnych na produkcję cząstek powabnych są poprawne (w przybliżeniu 10 mikrobarnów dla protonów o energii 400 GeV), to w tym eksperymencie powinniśmy obserwować produkcję mniej więcej 100 dobrych przypadków po jednym miesiącu pracy.



Rys. 8. Poszukiwanie cząstek powabnych. Widoczny tutaj zestaw eksperymentalny używany jest w Narodowym Laboratorium Fermiego. Miony z semi-leptonowych rozpadów cząstek powabnych przenikają stalowy filtr hadronowy. Stosownie do najnowszych ocen przekrojów czynnych, eksperyment powinien dać jeden przypadek z cząstką powabną na każde 100-200 zdjęć wybranych elektronicznie oddziaływań w komorze

Można przewidywać, iż przyszły rozwój nastąpi w dwóch zasadniczych kierunkach. Sama komora może ulegać ciągłym modyfikacjom i usprawnieniom, a towarzyszące wyposażenie może być istotnie ulepszone w porównaniu z podanym powyżej przykładem. Komora mogłaby być użyta ze spektrometrem mierzącym pęd i identyfikującym cząstki naładowane, a także mierzącym kierunki oraz energie fotonów pochodzących z rozpadów neutralnych mezonów π^0 . Taki układ hybrydowy byłby potężnym narzędziem w badaniu systematyki produkcji i rozpadów cząstek powabnych.

W przewidywaniu przyszłej ewolucji samej komory jeden kierunek rozwoju jest bez wątpliwości prawdopodobny — wzrost jej rozmiarów. Usprawnienia w systemie wysokonapięciowych impulsów i we wzmacniaczach optycznych pozwoliłyby na wyższe ciśnienia. Chociaż umiarkowana poprawa (z grubsza o czynnik 1,5 w napięciu i 2 we wzmożeniu optycznym) wydaje się możliwa, to trudno obecnie przewidywać udoskonalenie o rząd wielkości w tych układach. Niemniej komory z kilkakrotnie większą czułością i lepszą zdolnością rozdzielczą wydają się być uzasadnioną ekstrapolacją technologii opisanej w tym artykule. Można mieć nadzieję na uzyskanie z takimi układami próbek około 1000 przypadków produkcji cząstek powabnych w typowych naświetleniach akceleratorowych fizyki wysokich energii. Bardziej spekulatywną możliwością jest użycie krótkich impulsów laserowych w miejsce impulsów wysokonapięciowych, dla uzyskania rozwoju strimerów. Takie impulsy laserowe umożliwiłyby znaczną poprawę zdol-

ności rozdzielczej i szybkości zbierania danych. Rozwój tej komory nie byłby możliwy bez umiejętności i poświęcenia wielu ludzi. Koledzy autora z eksperymentu E-490 (patrz Ref. [7]) dali olbrzymi wkład na wszystkich etapach realizacji projektu. Szczególnie przyjemnie jest nam wyrazić uznanie dla cierpliwości, pomysłowości i mistrzostwa Adriana Disco, Stanleya Ladzinskiego i ich współpracowników z warsztatu przyrządów Gibbs Laboratory w Yale. Gary Cottinham z Brookhaven National Laboratory służył niezbędnymi informacjami i radami dotyczącymi układu Blumleina. Johnowi Cunyemu, Thomasowi Lynchowi i Haroldowi Bakerowi z Wydziału Produktów Elektrooptycznych ITT wyrażamy nasze uznanie za ich wielką i efektywną pomoc, jakiej nam udzielali przy eksploatacji wzmacniaczy obrazu.

Tłumaczył *Adam Jacholkowski*

Instytut Kształcenia Nauczycieli
Warszawa

Literatura

- [1] P. Rice-Evans, *Spark, Streamer, Proportional and Drift Chambers*, Richelieu, London 1974.
- [2] G. E. Chikovani, V. A. Mikhailov, V. N. Roinishvili, *Phys. Lett.* **6**, 254 (1963).
- [3] B. A. Dolgoshein, B. U. Rodionov, B. I. Luchkov, *Nucl. Instrum. Methods*, **29**, 270 (1964).
- [4] F. Bulos, A. Odian, F. Villa, D. Yount, *Streamer Chamber Development*, SLAC Report No. 74 (1967).
- [5] T. Appelquist, R. M. Barnett, K. Lane, *Charm and Beyond*, Annual Review of Nuclear and Particle Physics, **28** (1978).
- [6] A. L. Read et al., *Search for short-lived particles in high-energy neutrino interactions identified using a hybrid emulsion-spark chamber arrangement*, D19, 1287 (1979).
- [7] M. Dine, D. Ljung, T. Ludlam, R. Majka, J. Marx, P. Nemethy, J. Sandweiss, A. Schiz, J. Slaughter, H. Taft, M. Atac, S. Ecklund, *Search for short-lived particles using a high-resolution streamer chamber*, Fermilab proposal No. 490.
- [8] R. Rohrbach, *Proceedings of the International Conference on Instrumentation for High-Energy Physics*, 1973, str. 161.
- [9] *Technique of Microwave Measurements*, C. G. Montgomery, ed., MIT Radiation Laboratory Series, Boston Technical Lithographics, Inc. 1963, str. 725.

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

Szkoła fizyki polimerów, ciekłych kryształów i ciał niskowymiarowych

W dniach 9 kwietnia — 20 czerwca 1980 r. w Międzynarodowym Centrum Fizyki Teoretycznej (ICTP) w Trieście odbył się Spring College on the Physics of Polymers, Liquid Crystals and Low-Dimensional Solids. ICTP, które zostało powołane w roku 1964 w celu popierania rozwoju przede wszystkim fizyki jądrowej w krajach rozwijających się, coraz częściej stara się rozszerzać swą działalność na inne dziedziny fizyki, w szczególności leżące „na styku” różnych dyscyplin.

Badania polimerów uważane były przez długi okres za domenę chemii. Pojęcie „fizyka polimerów” z trudem toruje sobie drogę do umysłów „klasycznych” fizyków. Tymczasem wiele własności fizycznych układów makrocząstkowych (zwanymi właściwie polimerami) często zależy w znacznie większym stopniu od struktury nadmolekularnej, oddziaływań molekularnych, czy dużej liczby wewnętrznych stopni swobody pojedynczej makrocząsteczki, niż od szczegółów budowy chemicznej. A przecież w fizyce ciała stałego sytuacja jest w gruncie rzeczy bardzo podobna, np. kryształy związków różniących się pod względem chemicznym mogą wykazywać niektóre własności fizyczne bardzo podobnie, gdy komórki elementarne tych kryształów należą do tej samej klasy. W przypadku polimerów możliwa jest natomiast znacznie większa różnorodność struktur, tak krystalicznych jak i amorficznych, niż dla związków niskocząstkowych.

Ze względu na specyficzną strukturę molekularną (długie, liniowe lub rozgałęzione łańcuchy makrocząsteczek) wiele polimerów może występować w stanie ciekłokrystalicznym. Polimery mogą również służyć w pewnym sensie za modele ciał jednowymiarowych, gdyż własności (np. przewodnictwo elektryczne) mierzone w kierunku ułożenia głównych łańcuchów makrocząsteczek różnią się istotnie od tychże własności mierzonych w kierunkach prostopadłych. Z tych chyba względów zdecydowali się połączyć w jedną całość trzy dosyć różne grupy zagadnień, wymienione w nazwie Szkoły. Inicjatorem i głównym organizatorem Szkoły był prof. J. M. Ziman (Bristol, Anglia), a z ramienia ICTP organizacją zajmowali się prof. M. Tosi (ICPT) i prof. G. Srivanasan (Raman Res. Inst., Bangalore, India).

Uczestnicy Szkoły (ok. 120 osób o bardzo różnym poziomie przygotowania) mieli możliwość wysłuchania 18 serii wykładów, od 3 do ok. 20 wykładów w serii. Były wśród nich m. in. wykłady ogólne, wprowadzające, np. o teorii wiązania chemicznego (N. H. March, Oxford, Anglia), teorii przejść fazowych (R. B. Stinchcombe, Oxford, Anglia; H. Thomas, Bazylea, Szwajcaria), oddziaływań elektron-elektron (S. Lundqvist, Göteborg, Szwecja), transporcie elektronów i nadprzewodnictwie (S. Strässler, Baden-Dättwille, Szwajcaria).

Z fizyki polimerów A. Keller i E. Atkins (oba z Bristolu), przedstawili w swoich bardzo ciekawych wykładach, co wiemy o nadmolekularnej strukturze polimerów i biopolimerów, zaś J. Vannimenus (Paryż) omówił układy nieuporządkowane i defekty strukturalne. P. G. de Gennes (Paryż) interesująco przedstawił współczesną teorię roztworów polimerów (zastosowanie teorii skalowania, eksponaty krytyczne, przejścia quasifazowe). G. Allegra (Mediolan) omówił teorię sprężystości kauczuku a G. Marrucci (Neapol) — związki struktury nadmolekularnej z technologicznymi procesami przetwórstwa polimerów i wpływ tych procesów na własności uzyskiwanych materiałów. Wreszcie J. Ladik (Erlangen, RFN) omówił zjawiska elektronowe w biopolimerach, m. in. pasjonujący problem związku, jaki wydaje się istnieć między stanami elektronowymi biopolimerów a procesem kancerogenezy (rakiem).

Fizyce ciekłych kryształów poświęcona była długa seria wykładów jednego z najznakomitszych specjalistów w tej dziedzinie S. Chandrasekhara (Bangalore, India). Omówił on wszystkie typy ciekłych kryształów, ich strukturę, własności optyczne, elektryczne i mechaniczne.

Fizyce ciał jedno- i dwuwymiarowych poświęcone były wykłady R. Barisiča (Zagrzeb, Jugosławia) i H. R. Zellera (Baden-Dättwil, Szwajcaria) na temat jednowymiarowych przewodników oraz L. J. Jongha (Lejda, Holandia), F. Sterna (Yorktown Heights, USA) i R. Dingle'a (Murray Hill, USA) na temat struktur warstwowych i ich własności elektrycznych i magnetycznych.

Oprócz słuchania wykładów, uczestnicy sami wygłaszali referaty seminaryjne w mniejszych grupach problemowych. Działy m. in. grupy zajmujące się zagadnieniami przejść fazowych, statystycznej fizyki polimerów, własnościami ciekłych kryształów, przewodnikami jednowymiarowymi oraz biopolimerami. Dużą aktywność wykazywała przy tym grupa polska, licząca 8 osób (druga pod względem liczebności grupa narodowa, po grupie z Indii). Uczestnicy mieli również możliwość korzystania z zainstalowanego w ICTP terminalu komputerowego oraz dobrze zaopatrzonej biblioteki ICTP.

Uczestnicy otrzymali powielone materiały, przygotowane przez wykładowców. Materiały te ukażą się w postaci książkowej.

Na spotkaniu dyskusyjnym, w którym uczestniczył Dyrektor ICTP Abdus Salam (laureat Nagrody Nobla 1979 z fizyki), zostaliśmy m. in. poinformowani, że planowane jest organizowanie przez ICTP dalszych kursów z interdyscyplinarnych problemów fizyki, m. in. biofizyki i fizyki medycznej.

Włodzimierz Klonowski

Centrum Medycyny Doświadczalnej i Klinicznej PAN
Warszawa

Ogólnoeuropejska Konferencja Optyczna w Pont à Mousson

W dniach od 22 do 25 kwietnia 1980 r. odbyła się druga z kolei doroczna Europejska Konferencja Optyczna, zorganizowana przez Narodowy Komitet Optyczny Francji, pod auspicjami Europejskiego Komitetu Optycznego. Na czele komitetu organizacyjnego stali C. Imbert (przewodniczący) i J. Badoz (sekretarz), a komitetowi naukowemu przewodził A. Maréchal, dyrektor naczelny paryskiego Instytutu Optycznego i prezes EKO. W konferencji uczestniczyło około 270 osób, z których 83% przypadało na gospodarzy, a 17% na 10 krajów europejskich i Izrael. Wygłoszono 15 obszernych referatów plenarnych oraz 43 komunikaty naukowe (kilka z nich miało jednak charakter referatów przegładowych). Ponadto 77 komunikatów przedstawiono w formie plakatywnej. Zresztą rozplakatowane również były komunikaty wygłaszane.

Naczelny (hasłowy) tytuł konferencji brzmiał „Horizons de l'Optique” (horyzonty optyki). Jej głównym celem — według intencji organizatorów — było wskazanie na więzy optyki jako nauki z przemysłem. Z tego to względu referaty plenarne w większości oraz w dużej mierze również komunikaty miały aspekt wyraźnie utilitytarny i odnosiło się wrażenie, iż optyka francuska i jej „horyzonty” są mocno osadzone w realiach gospodarki narodowej i ekonomiki Francji, a sfery gospodarcze tego kraju i instytucje odpowiedzialne za rozwój nauki i techniki traktują optykę poważnie i z uznaniem. Wyrazem tego było między innymi to, że konferencję wspierali i jej patronowali: Centrum Państwowe Badań Naukowych — CNRS (mniej więcej jest to odpowiednik Polskiej Akademii Nauk), Centrum Państwowe Badań Kosmicznych, Naczelna Delegatura Badań Naukowych i Technicznych oraz Dyrekcja Badań, Studiów i Techniki w Paryżu.

Konferencja nie była podzielona na sekcje tematyczne, a zatem wszyscy jej uczestnicy mieli możliwość wysłuchania każdego wygłaszanego referatu i komunikatu. Całość tematyki rozłożono na siedem sesji, obejmujących następujące działy optyki i dziedzin pokrewnych (w nawiasie podano liczbę referatów plenarnych, komunikatów wygłaszanych i przedstawionych tylko w formie plakatywnej): optyka kosmiczna (3+22+10), lasery wysokoenergetyczne lub o dużej mocy (1+3+7) oraz biomedyczne zastosowanie laserów (1+0+6), fotografia i kinematografia ultraszybka (3+3+8), światłowody włóknowe i planarna optyka scalona (1+5+11), przetwarzanie promieniowania Słońca na energię cieplną i elektryczną (1+4+4), techniczna i przemysłowa metrologia optyczna (1+4+19), podczerwień bliska i daleka (4+2+12).

Z powyższego wykazu widać, że najobficiej reprezentowana była optyka kosmiczna. W trzech referatach plenarnych dano szeroki przegląd przyrządów i układów optycznych stosowanych w spektrografii

ciał niebieskich, meteorologii kosmicznej, teledetekcji, obserwacjach nieba i ziemi z kosmosu oraz rejestracji (również z kosmosu) obiektów ziemskich i pozaziemskich. Wskazano przy tym na szereg specyficznych wymagań stawianych optycznej aparaturze badawczej wysyłanej w kosmos. Dotyczą one przede wszystkim masy, objętości oraz stabilności termicznej i mechanicznej elementów i układów optycznych. W wyniku dążności do redukcji masy opracowano technologie wytwarzania lekkich zwierciadeł. Technologie europejskie (np. firm „Matra” i REOSC) charakteryzują się tym, że sztywne podłoże szklane powierzchni zwierciadlanej (najczęściej asferycznej) jest porowate jak plaster miodu. Ową strukturę porowatą (komórkowatą) uzyskuje się przez odpowiednie nawiercanie lub ultradźwiękowe frezowanie dziur w bloku szkła, z którego zwierciadło jest wykonywane. Dzięki temu uzyskano 70% redukcję masy zwierciadeł. Natomiast firma amerykańska Corning Glass of Elmira podobny rezultat uzyskała spawając (spiekając) w jedną część odpowiednie fragmenty szkła. Aby uniknąć naprężeń w czasie spawania, stosuje się szkło o niemal zerowym współczynniku rozszerzalności termicznej.

W kosmosie aparatura jest narażona na duże i szybkie zmiany temperatury. Aby zachować wygórowane wymagania co do stabilności termicznej, konstrukcje nośne układów optycznych muszą być wykonywane z materiałów o właściwościach, jakie wykazują inwar i włókna węglowe. Dla przykładu warto wspomnieć, że budowana w Holandii przez Europejską Agencję Kosmiczną kamera do zwierciadlanego teleskopu o średnicy 2,4 m i rozdzielczości kątowej 0,007" w czasie 24 godzin ekspozycji, ma dwumetrową ławę optyczną, której współczynnik rozszerzalności termicznej jest mniejszy niż $2 \cdot 10^{-7}$. Ława ta jest wykonana ze specjalnego tworzywa sztucznego wzmocnionego włóknem węglowym. Wspomniana kamera jest realizowana na zamówienie NASA i będzie zainstalowana wraz z teleskopem na pierwszym statku kosmicznym z serii Orbiter 03, który zostanie wystrzelony w kosmos pod koniec 1983 r.

Inne nietypowe wymagania, jak na warunki ziemskie, wynikają z gwałtownych przyspieszeń przy starcie rakiet i z braku grawitacji w statku krążącym z aparaturą optyczną po orbicie, a jeszcze inne z warunków jej eksploatacji w kosmosie, niezawodności w sytuacjach, kiedy bezpośrednia interwencja mechanika lub justera nie jest możliwa. To wszystko sprawia, iż instrumenty optyczne przeznaczone do badań kosmicznych wymagają spektakularnych i bezprecedensowych rozwiązań konstrukcyjnych. Na takie rozwiązania wskazywano w referatach specjalistycznych, dotyczących nie tylko programów badawczych już zrealizowanych, ale będących dopiero w trakcie realizacji („Spacelab”, „Orbiter 03”, „Hipparcos”, SPOT, „Salut 7”). W programach tych kładzie się duży nacisk przede wszystkim na badania w podczerwieni i ultrafiolecie. Na przykład, głównym zadaniem jednego z teleskopów (typ Schmidta) o średnicy 75 cm, budowanego w ramach programu „Spacelab”, będzie dostarczenie astronomom danych do sporządzenia obrazu (atlasu) całego nieba w ultrafiolecie.

Sesja poświęcona optyce kosmicznej wskazała na dużą aktywność i znakomite już osiągnięcia optyków francuskich w tej dziedzinie. Chociaż Francja jeszcze nie dysponuje tak dalece rozwiniętą rakiętową techniką kosmiczną jak USA i ZSRR, to jednak zajmuje — jak to wynikało z referatów i komunikatów — wielce znaczące miejsce w projektowaniu, konstrukcji i wykonawstwie aparatury optycznej do badań astronomicznych i badań globu ziemskiego z przestrzeni kosmicznej. Prace te wykonywane są na zamówienia NASA i w ramach własnych programów badawczych, realizowanych samodzielnie i w kooperacji z NASA i ZSRR. Przykłady takich prac wystąpiły między innymi w programie „Salut 6” i wystąpią również w programie „Salut 7”, którego realizację przewiduje się na 1982 r.

Ważne osiągnięcia optyków i fizyków francuskich uwiidoczniły się również w sesji „laserowej”. Zastosowanie laserów w technice biomedycznej szło w trzech kierunkach i mniej więcej od 10 lat wzrastało w tempie przyspieszonym. Kierunkami tymi są: chirurgia, analityka laboratoryjna i diagnostyka obrazowa, zwłaszcza trójwymiarowa (holograficzna, echograficzna, tomodensytometryczna). Chirurgiczne zastosowania laserów (CO₂, YAG-Nd, Ar, rubinowych) występują przede wszystkim w okulistyce, otolaryngologii, urologii, gastrologii, neurologii (operacje mózgu) i osteologii. Jeśli zaś chodzi o medyczną analitykę laboratoryjną, to laserowe źródła światła pozwoliły udoskonalić i przyspieszyć (niekiedy z kilku dni do minut) różne rodzaje analiz chemicznych i fizykochemicznych: absorpcyjnych, fluorescencyjnych, opartych na zjawisku Ramana i w ogólności na rozproszaniu światła. Niektóre z tych analiz mogą być przeprowadzane nawet wprost na pacjencie, np. w czasie zabiegu chirurgicznego. Szczególnie korzystne wydają się być perspektywy zastosowań pikosekundowych laserów impulsowych. Stwarzają bowiem możliwość przeprowadzania analiz z przesunięciem czasowym między impulsem laserowym i obserwacją

zjawiska (pomiar), co pozwoli na śledzenie np. zmian biologicznych z biegiem czasu w komórkach a nawet cząsteczkach substancji biologicznych w różnych środowiskach.

Na drugą część tej sesji złożyły się głównie referaty i komunikaty traktujące o zastosowaniach i udoskonaleniach laserów (zwłaszcza ultrafioletowych) w fotochemii selektywnej (separacja izotopów) i w eksperymentach z zakresu fizyki plazmy i termojądrowej mikrosyntezy. Referat plenarny i komunikaty wygłoszone miały charakter przeglądu i zawierały fakty już znane. Natomiast wśród komunikatów przedstawionych w formie tylko plakatowej na uwagę zasługiwała praca grupy badaczy z Politechniki w Palaiseau (Francja), w której wykazano, że krótkofalowe (ultrafioletowe) promieniowanie laserowe jest w ogólności korzystniejsze do uzyskania wysokozjonizowanej i skompresowanej plazmy niż promieniowanie długofalowe. W swych eksperymentach nad oddziaływaniem promieniowania laserowego z materią stosowali oni laser Nd, którego częstość dwukrotnie podwajali za pomocą kryształu KDP, uzyskując z promieniowania o długości fali $\lambda = 1,06 \mu\text{m}$ i mocy 200 GW promieniowanie o długości fali $\lambda = 0,53 \mu\text{m}$ i mocy 100 GW, a następnie o $\lambda = 0,26 \mu\text{m}$ i mocy 45 GW. Wykorzystując pewne dane z tych eksperymentów (absorbpcję promieniowania laserowego, temperaturę elektronów gorących), symulowali numerycznie kompresję mikrobaloników wypełnionych deuterem — trytem i stwierdzili tym większą wydajność neutronów, im mniejsza jest długość fali promieniowania zastosowanego do wspomnianej kompresji.

Na uwagę zasługiwała również praca G. Roosena i C. Imberta (Instytut Optyczny, Orsay k. Paryża) na temat lewitacji optycznej (unoszenia i utrzymywania w spoczynku cząstek materii przez wiązkę promieniowania laserowego). Autorzy zaproponowali zastosowanie tego zjawiska do bezkontaktowego zawieszania mikrobaloników stosowanych w doświadczeniach nad termojądrową syntezą laserową. Takie zawieszenie zezwala bowiem na zachowanie symetrii mikrobalonika, podczas gdy stosowane dotychczas zawieszenia kontaktowe (np. na włóknie) powodują deformacje jego sferyczności. Poza tym zjawisko to może być wykorzystane do hodowli monokryształów w stanie quasi-nieważkim. Można bowiem w odpowiednio intensywnej wiązce laserowej zawiesić kroplę cieczy, nieznacznie zmieniać jej położenie i stabilizować ją, odpowiednio dobierając moc (ciśnienie) promieniowania laserowego.

W ścisłym związku z sesją drugą pozostawała sesja trzecia. Zgrupowano w niej bowiem referaty i komunikaty traktujące o wytwarzaniu nano- i pikosekundowych impulsów laserowych i ich zastosowaniach w diagnostyce szybko zachodzących zjawisk, np. w oddziaływaniu wysokoenergetycznego promieniowania laserowego z materią i w pikosekundowej spektroskopii. Na zakończenie tej sesji wyświetlono film ilustrujący zastosowania ultraszybkich fotografii. Przykłady zaczerpnięto z życia codziennego, sportu, medycyny, biologii. Prezenter filmu w słowie wstępnym podkreślił jednak, że najważniejsze i technicznie najciekawsze zastosowania ultraszybkich fotografii są okryte tajemnicą, gdyż są to zastosowania militarne.

Podstawowy referat otwierający czwartą sesję wygłosił E. Spitz (Centralne Laboratoria Badawcze firmy Thompson, Corbeville, Francja). Traktował on o światłowodach i telekomunikacji optycznej. Z referatu tego, jak i z przedstawionych po nim komunikatów, wynika, że wielce znaczącą rolę spełnia we Francji technologia i wytwarzanie telekomunikacyjnych włókien optycznych. Zostały one w ostatnich latach tak udoskonalone, że w warunkach laboratoryjnych uzyskuje się już włókna, których tłumienność wynosi zaledwie 0,2 dB/km (w „okienku” spektralnym o długości fali $\lambda = 1,6 \mu\text{m}$). Równocześnie znakomicie udoskonalono ostatnio technologię półprzewodnikowych źródeł światła dla celów telekomunikacji światłowodowej, zwłaszcza diod laserowych działających w zakresie spektralnym 0,8 — 1,6 μm . Ich żywotność wynosi już dziesiątki tysięcy godzin. Nawiązując do obecnie funkcjonujących już w wielu krajach doświadczalnych linii telekomunikacji światłowodowej, E. Spitz stwierdził, że przyszłość owej telekomunikacji jest jednak w jednomodowych włóknach optycznych.

Poważnie podchodzi się we Francji do wykorzystania i przetwarzania energii promieniowania słonecznego, o czym świadczyła sesja piąta. Opracowano już generalny projekt dotyczący tego zagadnienia, przedstawiony na początku tej sesji przez J. Robieux, dyrektora naukowego Laboratoriów Marcoussis Centrum Badawczego Naczelnej Ekspozytury Elektryczności (Compagnie Général d'Électricité). Z przytoczonych przez J. Robieux danych wynikało, że we Francji w każdym roku jest niedobór energii, który w przyszłości coraz bardziej będzie się powiększał, jeśli nie zdołędzie się dodatkowych możliwości jego wypełnienia. Największy (trzykrotny w roku 1985 i sześciokrotny w roku 2000 w stosunku do 1980 r.) wzrost produkcji energii nastąpi w wyniku budowy dalszych elektrowni jądrowych. Nie planuje się natomiast żadnego zwiększenia produkcji energii z węgla. Przewiduje się, że w roku dwutysięcznym zapotrzebowanie na energię będzie przekraczało o 15% możliwości jej produkcji z obecnie dostępnych źródeł.

W związku z tym wchodzi w rachubę wypełnienie wspomnianego niedoboru przez przetwarzanie promieniowania Słońca na energię cieplną i elektryczną. Projekty odpowiednich siłowni słonecznych zostały już opracowane (np. THEMIS o mocy 2 MW); małe stacje termiczne i fotowoltaiczne już działają jako doświadczalne. Przed optykami i optoelektronikami stoi jednak wiele problemów technicznych i technologicznych do rozwiązania, by przetwarzanie promieniowania słonecznego na ciepło lub bezpośrednio na prąd elektryczny było efektywne i ekonomicznie na większą skalę opłacalne.

W sesji szóstej dominowały zagadnienia interferometrii laserowej, holograficznej i plamkowej (również z zastosowaniem heterodynowania), technika prążków mory, anemometria laserowa (dopplerowska). Natomiast sesja siódma i ostatnia dała szeroki przegląd ostatnich osiągnięć w technologii i technice podczerwieni, zarówno bliskiej jak i dalekiej. Wśród oryginalnych prac kilka dotyczyło badań różnych kryształów (molekularnych, uwodnionych, BaF_2 : Dy^{3+} i innych) w dalekiej podczerwieni. Prace te wywodziły się z laboratorium dalekiej podczerwieni Uniwersytetu w Nancy. Poza tym zaprezentowano fotometr do badań astronomicznych w dalekiej podczerwieni (w pasmach 80—120 μm , 48—67 μm i 19—30 μm), przetwornik obrazów podczerwonych w paśmie spektralnym 8—12 μm , kamerę do uwidaczniania obrazów podczerwonych za pomocą kryształu ciekłego, charakteryzującego się dużą czułością termooptyczną (zdolność skracająca w sąsiedztwie przejścia między fazą cholesteryczną i izotropową wynosi 20° kątowych na stopień Celsjusza) i zdolną wykrywać zmiany temperatury przedmiotu rzędu 0,1°C ze zdolnością rozdzielczą kilka linii na milimetr; kamerę telewizyjną z fotodetektorem PbS-PbO do badań astronomicznych w atmosferycznych oknach spektralnych 1,2 i 1,6 μm ; skanujący interferometr Fabryego — Pérota do badań spektrometrycznych w dalekiej podczerwieni (λ ponad 100 μm); kwantowe detektory na zakres spektralny 8 — 13 μm ostatnio opracowane w firmie Thomson-CSF (Francja). Na uwagę zasługiwał również komunikat traktujący o właściwościach i zastosowaniach fotorezystu KMR-747 firmy Kodak, czulego na podczerwień w zakresie spektralnym 2—10 μm oraz komunikat dotyczący zastosowań zjawiska optoakustycznego w dalekiej podczerwieni (m. i. w spektroskopii fourierowskiej i laserowej oraz do wytwarzania i obróbki obrazów podczerwonych).

Konferencja zarówno od strony organizacyjnej, jak i naukowej była należycie przygotowana, wszyscy jej uczestnicy otrzymali 150-stronicowy tom starannie i obszernie (z nielicznymi wyjątkami) zredagowanych streszczeń referatów i komunikatów. Miejscem konferencji i częściowo zakwaterowania było stare opactwo (Abbaye des Prémontrés), przekształcone kilkanaście lat temu (po zniszczeniu w czasie pierwszej i drugiej wojny światowej) w centrum kulturalne i szkoleniowo-konferencyjne. Znajduje się ono tuż nad brzegiem Mozeli, niemal w środku uroczego miasteczka Pont à Mousson, które niegdyś (w średniowieczu) spełniało w Lotaryngii bardzo ważną rolę gospodarczą, handlową, a także naukową, posiadało bowiem uniwersytet.

W drugim dniu konferencji przyjęcie dla jej uczestników wydał burmistrz miasta Nancy. Odbyło się ono w przepięknej sali recepcyjnej, noszącej imię Stanisława Leszczyńskiego, naszego króla, a następnie księcia Lotaryngii, uznanego za jej dobroczyńcę, o czym informują inskrypcje na cokole pomnika Leszczyńskiego, wznoszącego się okazale na przepięknym centralnym placu Nancy — Place Stanislas. Miejsc i różnorodnych oznak wyrażających część Leszczyńskiemu jest w Nancy mnóstwo. Świadczą też o tym z pietyzmem zebrane i w regionalnym muzeum wystawione liczne pamiątki po nim i jego rodzinie.

*
* *

W trzecim dniu omówionej konferencji odbyło się zebranie przedstawicieli kilkunastu krajów europejskich, które zgłosiły akces do Europejskiego Komitetu Optycznego (EOC). Na owym zebraniu autor tego sprawozdania reprezentował Sekcję Optyki SIMP i przedstawił ogólne założenia tematyczne IV Ogólnoeuropejskiej Konferencji Optycznej, której organizacji podjęła się wspomniana Sekcja Optyki. Odbędzie się ona w drugiej połowie maja 1983 r. Jej miejscem prawdopodobnie będzie pałac w Rydzynie, związany z rodziną Leszczyńskich, po ostatnich zniszczeniach wojennych odbudowany przez SIMP i przekształcony w centrum szkoleniowo-konferencyjne. Zaproponowany naczelny (hasłowy) tytuł IV Ogólnoeuropejskiej Konferencji Optycznej „Optics in Science and Practice” został przez EOC jednogłośnie i z aprobatą przyjęty. Powstała natomiast dyskusja wokół rozpiętości tematycznej. Zaproponowano dziesięć działów współczesnej optyki stosowanej i fizycznej uprawianych w kraju. Głosy — jak zwykle przy oma-

wianiu programu takiej czy innej konferencji naukowej — były podzielone. Większość jednak (łącznie z prezesem EOC, prof. A. Maréchałem) była za zawężeniem zakresu tematycznego do kilku dziedzin, preferując optykę stosowaną. Ustalono, że ostateczny program tematyczny zostanie przedstawiony do zaakceptowania na podobnym dorocznym zebraniu EOC, jakie odbędzie się w 1981 r. w Grazu (Austria) z okazji XII Kongresu ICO.

Maksymilian Pluta

Centralne Laboratorium Optyki
Warszawa

I Szkoła Fizyki Ferroelektryków w Erice

Centrum Kultury Naukowej „Ettore Majorana” w sycylijskim miasteczku Erice znane jest wielu Polakom. Organizowane w tym ośrodku od 1963 roku szkoły, seminaria i konferencje naukowe z wielu dziedzin przyciągają znanych uczonych i młodych adeptów nauki. Tajemniczy spokój i urok średnio-wiecznych uliczek, podwórek i kościołów oraz balsamiczne powietrze z borów sosnowych porastających zbocza góry stwarzają jedyną w swoim rodzaju atmosferę do spotkań naukowych. Od marca do grudnia zabytkowe i szacowne mury San Rocco — główna siedziba Centrum, San Francesco — internat i San Domenico — duża nowoczesna sala konferencyjna rozbrzmiewają więc wielojęzycznym gwarem. Rocznie odbywa się tutaj około czterdziestu większych i mniejszych szkół i konferencji krajowych (włoskich) i międzynarodowych. Na liście organizowanych imprez figuruje ich jednak około osiemdziesiąt. Połowa dotyczy nauk ścisłych (z tego blisko trzydzieści — różnych działów fizyki), pozostałe to medycyna, nauki o ziemi, biologia i humanistyka. Przewaga nauk fizycznych jest tu zrozumiała, skoro dyrektorem Centrum jest znany fizyk prof. A. Zichichi, a samo Centrum nosi imię wybitnego współpracownika E. Fermiego, Ettore Majorany.

Do najmłodszych imprez w Centrum należy Szkoła Nauk Materiałowych i Technologii, zorganizowana po raz pierwszy latem 1980 roku przez prof. M. Bałkańskiego z Paryża. Dotychczas podobne szkoły organizowano sporadycznie w całej Europie. Europejskie Towarzystwo Fizyczne postanowiło nadać im charakter regularnych szkół letnich odbywających się w tym czasie i właśnie w perle zachodniej Sycylii — Erice. Fundamentalne aspekty fizyki ciała stałego oraz zastosowania, to zagadnienia mające co roku gromadzić na wspólnych zajęciach naukowców z laboratoriów przemysłowych i placówek naukowych całego świata.

Pierwszy kurs w ramach tej najmłodszej szkoły fizycznej poprowadził F. W. Ainger z Plessey Research Ltd. w Casswell (W. Brytania). Temat jej brzmiał: „Przejścia fazowe i zastosowania ferroelektryków i materiałów pokrewnych”.

Uczestnicy reprezentowali 15 krajów z pięciu kontynentów, a ponieważ była nas niewielka gromadka (zaledwie 30 osób), więc kontakty naukowe i osobiste nawiązać można było ze wszystkimi. Stwarzało to wyjątkową, niemal rodzinną, atmosferę. Najliczniejszą, po Anglikach, grupę stanowili Polacy (dr T. Suski z OBR Wysokich Ciśnień PAN „Unipress” w Warszawie, mgr J. Przesławski z IFD Uniwersytetu Wrocławskiego, niżej podpisany oraz inż. S. Witek z Harlow, W. Brytania). Po trzech reprezentantów miały Indie i Hiszpania. Warto zaznaczyć, że blisko połowa uczestników uzyskała stypendium od organizatorów lub od Europejskiego Towarzystwa Fizycznego.

Przez dwa tygodnie (1—14 lipca 1980) wysłuchaliśmy 15 wykładów (25 godzin) przygotowanych przez uczonych z 6 państw oraz uczestniczyliśmy w wielogodzinnych popołudniowych i wieczornych dyskusjach. Blisko połowę czasu poświęcono własnościom i zastosowaniu w nauce i przemyśle ceramiek ferroelektrycznych. Jedna trzecia słuchaczy i połowa wykładowców reprezentowała zresztą laboratoria przemysłowe. Nowa szkoła wymaga specyficznego programu i dlatego wykłady stanowiły zwięźle i ciekawe wprowadzenie chyba we wszystkie procesy i zjawiska, z jakimi mamy do czynienia w ferroelektrykach. Każdy z wykładów był małą monografią, a cała Szkoła świetnym przeglądem dotychczasowego dorobku, a także problemów nie rozwiązanych w badaniach monokryształów, ceramiek i polimerów ferroelektrycznych. Po cennych

wprowadzeniach w istotę ferroelektryczności (L. E. Cross) oraz charakter materiałów ceramicznych (F. Micheron), zapoznaliśmy się ze zjawiskami: piezoelektrycznym (H. Thomann), piroelektrycznym, (S. G. Porter), elektrostrykcją (L. E. Cross), efektem PTC (K. H. Härdtl), fotoferroelektrycznością (A. M. Glass), oraz ferroelastycznością (J. C. Tolédano). Piękny przegląd poglądów na naturę domen w ferroikach przedstawił J. Fousek, a G. H. Jonker zaprezentował związany ze strukturą domenową, a nie zawsze uwzględniany proces starzenia materiałów ferroelektrycznych. Kompozyty piezoelektryczne (L. E. Cross), polimery polarne (F. Micheron) oraz ceramiki elektrooptyczne (K. Diekstatt), to nowe typy materiałów ferroelektrycznych, a więc i nowe kierunki badań. Ale, jak słusznie zauważono, nie powinno to zniechęcać do prac nad starymi, i zdawałoby się wysłużonymi i znanymi, materiałami. I tam drzemią jeszcze nie odkryte możliwości. Przekonał nas o tym m. in. A. M. Glazer omawiając strukturalne przejścia fazowe w ferroelektrykach tlenowych oraz J. C. Tolédano w wykładzie o ferroelektrykach niewłaściwych. Dodatkowo czterech uczestników Szkoły zaprezentowało fragmenty własnych prac.

Ta tematyka i zakres materiału były szczególnie cenne dla młodych pracowników naukowych, pozwoliły w wielu przypadkach na tak potrzebne uporządkowanie wiadomości, terminologii itp. Tym samym powinny zaowocować w przyszłych własnych pracach.

Należy też podkreślić, że mimo niesprzyjającej pory roku (środek włoskiego lata) w samym Erice, położonym na szczycie góry o wysokości 750 m n.p.m. nie odczuwa się prawie zupełnie trudnych do zniesienia upałów panujących na niższych terenach. Zajęcia Szkoły mogły się więc odbywać normalnie. Wycieczki krajoznawczo-historyczne po zachodniej Sycylii (Mozia, Segesta, Selinunte, S. Vito lo Capo) czy wypadki nad Morze Śródziemne, na co dzień wprawdzie podziwiane w pięknych panoramach ale tylko z daleka, pozwoliły uczestnikom Szkoły poznać piękno tych stron, wypocząć po trudach zajęć. Do turystycznych atrakcji wyprawy do Erice należała oczywiście podróż koleją wzdłuż wybrzeży Włoch i całej Sycylii (15 godzin!) wraz ze zwiedzaniem Palermo, Monreale, Neapolu, Rzymu i Watykanu.

Po szkole w Erice pozostaną nie tylko niezapomniane wspomnienia, przeżycia i nawiązane kontakty naukowe, lecz również blisko 400 stron cennych tekstów wykładów i publikacji prezentowanych podczas Szkoły.

Paweł E. Tomaszewski

Instytut Niskich Temperatur
i Badań Strukturalnych PAN
Wrocław

R E C E N Z J E

Waldemar Scharf: *Akceleratory cząstek naładowanych i ich zastosowanie*. PWN, Warszawa 1978, str. 610, cena zł 60.—

Recenzowana książka jest próbą monografii poświęconej akceleratorom cząstek naładowanych oraz ich zastosowaniom zarówno do badań naukowych jak i użytkowych w różnych dziedzinach, np. w medycynie i przemyśle. Książka ta powstała jako kompilacja materiału zawartego w innych monografiach, poświęconych poszczególnym rodzajom akceleratorów oraz, w dużej mierze, wielu artykułów zamieszczonych w specjalistycznej literaturze naukowej i technicznej. Znaczna część materiału wzięta jest również wprost z wcześniejszej książki Autora *Akceleratory cząstek elementarnych* wydanej przez PWN w 1960 r.

Sam Autor, o ile mi wiadomo, nie zajmował się bezpośrednio ani teorią, ani konstrukcją żadnego większego urządzenia przyspieszającego. Fakt ten wpłynął niewątpliwie na dobór materiału książki i sposób jego przedstawienia.

W skrócie można powiedzieć, że książka składa się w znacznej części z opisów: zasady działania poszczególnych akceleratorów, konkretnych realizacji danego typu urządzenia i zastosowań różnych akceleratorów. Brak jest natomiast szerszej analizy teoretycznej i wynikających stąd uogólnień oraz ewentualnych wytycznych konstrukcyjnych. Tym różni się ona od istniejących innych monografii poświęconych poszczególnym rodzajom akceleratorów, jak np. J. J. Livingooda *Principles of Cyclic Particle Accelerators*, J. P. Blewetta i M. S. Livingstona *Particle Accelerators*, A. A. Kołomińskiego i A. N. Lebediewa *Teoria akceleratorów cyklicznych* czy wreszcie pracy zbiorowej pod redakcją P. Lapostolle'a *Linear Accelerators*. Dziwny przy tym wydaje się fakt, że w spisie literatury Autor w ogóle nie wymienia tych monografii, mimo że dla wielu zagadnień z dziedziny fizyki akceleracji stanowią one podstawowe źródła informacji.

W literaturze krajowej nie mamy zbyt wielu pozycji poświęconych akceleratorom. Poza wspomnianą już dość obszerną książką Autora *Akceleratory cząstek elementarnych* i krótkimi ogólnymi opisami akceleratorów w rozdziałach wstępnych takich książek jak *Wstęp do fizyki jądra atomowego* A. Strzałkowskiego, czy *Eksperyment w fizyce jądrowej* W. Kuscha, istnieją tylko artykuły opisujące konstrukcje i zastosowania działających w Polsce akceleratorów. Tak więc ukazanie się w kraju obszernej monografii o akceleratorach i ich głównych zastosowaniach, przeznaczonej dla szerokiego kręgu czytelników zarówno studentów, jak i specjalistów, należy uznać za fakt bardzo pożyteczny.

Zgodnie z tytułem, omawiana książka składa się z dwóch części: budowa akceleratorów i zastosowanie akceleratorów.

Część pierwsza zawiera 8 rozdziałów, opisujących kolejno: ogólne wiadomości wstępne o rodzaju przyspieszonych cząstek, ich źródłach i prawach ich ruchu w polach elektromagnetycznych (rozd. 1), akceleratory liniowe (rozd. 2), cyklotrony i synchrociklotrony (rozd. 3), betatrony (rozd. 4), synchrotrony (rozd. 5), inne rodzaje akceleratorów jak mikrotrony, akceleratory zespołowe (kolektywne) oraz akceleratory oparte na laserowych metodach przyspieszenia (rozd. 6), akcelerator w Polsce, gdzie podane zostały podstawowe parametry oraz zastosowanie działających w Polsce akceleratorów liniowych, cyklotronów i betatronów (rozd. 7) oraz pierścienie akumulacyjne (rozd. 8).

Jak już wspomniano wcześniej, układ treści w każdym z podanych powyżej rozdziałów jest podobny. Na początku opisywana jest zasada działania danego typu akceleratora popierana niekiedy prostymi równaniami opisującymi dynamikę cząstek i ewentualnie stabilność ich ruchu w akceleratorze, następnie przedstawiana jest konstrukcja i podawane podstawowe parametry akceleratorów reprezentujących daną grupę oraz omawiane główne cele i kierunki zastosowań tych akceleratorów. Zasadnicza

jednak dyskusja różnorodnych zastosowań akceleratorów podana jest w części drugiej książki. Poświęcone są temu rozdziały 9, 10, 11 obejmujące ok. 140 stron. Rozdz. 9 omawia zastosowanie akceleratorów w badaniach naukowych, rozdz. 10 — w medycynie i radiobiologii, a rozdz. 11 — w przemyśle i technice. Książkę kończy słowniczek skrótów i nazw stosowanych w technice przyspieszenia cząstek naładowanych.

Jak widać z tego krótkiego wyczerpania treści poszczególnych rozdziałów, książka obejmuje bardzo szeroki zakres problemów dotyczących zarówno akceleratorów, jak i ich zastosowań. Moim zdaniem zakres ten jest nawet zbyt szeroki i niepotrzebnie zbyt rozproszony. Dotyczy to w szczególności dużych akceleratorów i ich zastosowań. Autor chcąc przekazać możliwie dużo informacji o różnych akceleratorach nie postarał się o znalezienie pewnych cech wspólnych, pewnych uogólnień, ale podał po prostu skrócone opisy większości dużych urządzeń, które można znaleźć w sprawozdaniach z konferencji akceleratorowych, w sprawozdaniach rocznych poszczególnych laboratoriów lub np. w czasopiśmie *CERN Courier*. Większość tego materiału można było podać w postaci odpowiednich tablic i zestawień. Byłoby to i krótsze i bardziej przejrzyste. Zresztą, przytoczone przez Autora przykłady nie zawsze najszcześliwiej były dobrane. I tak omawiając akceleratory ciężkich jonów, Autor dużo uwagi poświęcił m. in. akceleratorowi PPA (Pensylvania-Princeton Accelerator), cyklotronowi U-400 w Dubnej i projektowi francuskiemu GANIL, natomiast tylko dosłownie pięć wierszy przeznaczył na opis liniowego akceleratora ciężkich jonów UNILAC w Darmstadt — nie podając zresztą typu tego akceleratora. Tymczasem wszystkim zajmującym się zagadnieniami akceleracji ciężkich jonów było wiadomo, że wówczas (w 1977 r.) UNILAC był jednym z najbardziej uniwersalnych akceleratorów ciężkich jonów — pozostał zresztą takim i do dzisiaj. Natomiast jeżeli chodzi o inne wymienione akceleratory, to PPA tylko bardzo krótko przyspieszał ciężkie jony i został zamknięty w 1974 r., U-400 uruchomiono wstępnie w 1978 r., a GANIL ma szansę być uruchomiony w latach 1982-83.

W związku ze szczegółowym opisem niektórych urządzeń pozostaje również problem aktualności tej informacji. Otóż Autor opierając się na literaturze z czasopism, nie zawsze sprawdził czy dane i parametry zawarte w jakimś projekcie zostały rzeczywiście zrealizowane w wersji końcowej. Jako przykład może posłużyć wspomniany już cyklotron U-400 w Dubnej. Powołując się na publikację A. I. Szelajewa z 1971 r. *Projekt czterochrometrowego izochronnego cyklotrona OIJI*, Autor pisze (w 1977 r.) o tym cyklotronie tak jakoby on był już uruchomiony i podaje jego projektowe parametry z 1971 roku jako rzeczywiście istniejące, mimo że już dużo wcześniej było wiadomo o zmianach konstrukcyjnych, np. o zmianie sektorów ze spiralnych na proste i o wprowadzeniu wiązki przez *stripping* a nie odchylenie elektrostatyczne.

Jeżeli chodzi o zastosowania to uważam, że można było dość znacznie skrócić opis zastosowania akceleratorów w badaniach naukowych, pozostawiając tę sprawę specjalistom z tej dziedziny. Książka zyskałaby również na jasności i zwięzłości, gdyby usunięto z niej informacje tego typu, jak te zawarte w tablicy 8.3, podającej m. in. to, że na stanowisku zderzeń I—2 zachodziła produkcja cząstek, multiplety i korelacje (duże kąty — R205, małe kąty R201 i R202). Oczywiście dane te są bez wartości zarówno dla przeciętnego czytelnika, jak i specjalisty. Zwolnione w ten sposób miejsce można by z dużym większym pożytkiem dla całości zagadnień akceleratorowych wykorzystać dodając rozdział o osłonach radiacyjnych akceleratorów. Sprawy te są praktycznie całkowicie pominięte w książce.

Istotnym mankamentem książki jest dość znaczna ilość błędów. Szczegółowy ich wykaz został podany oddzielnie¹. Tu chciałbym zwrócić szczególną uwagę na pewne z nich. I tak, dwa paragrafy 1.2 i 1.3, które miały służyć jako podstawa do obliczeń dynamiki cząstek w polach elektromagnetycznych, a zatem do obliczeń ruchu cząstek w dowolnym akceleratorze, należy całkowicie zmienić, gdyż większość występujących tam wzorów jest nieprawdziwa. Bieda więc temu Czytelnikowi, który zechciałby przy pomocy tych wzorów coś policzyć!

Podsumowując, należy powiedzieć, że historia akceleratorów, mimo że liczy sobie dopiero 50 lat, jest już niezwykle bogata, a każdy rok przynosi coś nowego. Aby się o tym przekonać, wystarczy przejrzeć, grube, z reguły ponad tysiąc stron liczące sprawozdania z prawie corocznych obecnie konferencji akceleratorowych. Ten gwałtowny rozwój akceleratorów nie sprzyja pisaniu monografii, wymagających pewnych uogólnień

¹ Ze względu na dużą objętość tego wykazu (7 stron), nie zamieszczamy go tutaj, lecz przekazujemy w całości Autorowi i Wydawnictwu (przyp. Red.).

i całościowego opisu danego zagadnienia. Z tego też względu nie ma zbyt wielu książek monograficznych poświęconych akceleratorom.

W języku polskim omawiana książka jest dotychczas pierwszą próbą takiej monografii obejmującej wszystkie typy akceleratorów i ich zastosowania, jeśli nie liczyć poprzedniej książki tego samego Autora o akceleratorach. Dlatego, mimo wszystkich błędów i braków podanych powyżej, książka ta była bardzo potrzebna. Jest ona pożytecznym wprowadzeniem w skomplikowany ale piękny świat akceleratorów.

Stanisław Kuliński

**Institut Badań Jądrowych
Świerk**

K R O N I K A

PTF

Posiedzenie plenarne Zarządu Głównego

Dnia 15 listopada 1980 odbyło się w Warszawie posiedzenie plenarne Zarządu Głównego PTF. Zebranie otworzył Prezes PTF Zdzisław Wilhelmi i odczytał listę zmarłych w roku sprawozdawczym członków PTF. Pamięć zmarłych uczczono minutą ciszy. Następnie wręczono nagrody naukowe, magisterskie i dydaktyczne za r. 1980 (listę nagród za prace naukowe i za prace magisterskie podaliśmy w Kronice 5/80, lista nagród dydaktycznych w oddzielnej notatce poniżej).

Z kolei Prezes złożył sprawozdanie z działalności Zarządu Głównego w okresie 24. 9. 79 — 15. 11. 80. W dziale spraw naukowych Zarząd Główny uznał za najważniejsze przyspieszenie tych badań, które mimo ich ważności są stosunkowo słabo w Polsce rozwijane, stymulowanie badań nad historią fizyki polskiej i rozwój młodej kadry naukowej. PTF był organizatorem bądź udzielał patronatu kilku konferencjom i szkołom, przyznawał nagrody naukowe, udzielał stypendiów na krótkie wyjazdy do krajów RWPG i Jugosławii. Bardzo dużą wagę przywiązuje PTF do spraw dydaktycznych, do podnoszenia sprawności nauczania. Wiele uwagi w ostatnim czasie poświęcono nauczaniu fizyki w wyższych uczelniach technicznych, gdzie sytuacja jest bardzo niezadowolająca. Wspólnie z Komitetem Fizyki PAN organizowano „Dni Wymiany Doświadczeń” dla wykładowców fizyki w tych uczelniach, prowadzi się starania zmierzające do zmiany programów. PTF złożył deklaracje w ministerstwach Oświaty i Wychowania oraz Szkolnictwa Wyższego, Nauki i Techniki określające stanowisko PTF wobec reformy systemu oświaty i wobec ustawy o szkolnictwie wyższym. Nawiązano też kontakty z Instytutem Kształcenia Nauczycieli

w sprawie organizowania letnich kursów dla nauczycieli. PTF patronuje działalności Komitetu Olimpiady Fizycznej i przyznaje nagrody dla wyróżniających się nauczycieli. W związku ze stymulowaniem włączania się fizyków do zagadnień o bezpośredniej ważności dla gospodarki narodowej zorganizowano w Krakowie konferencję „Fizyka dla Przemysłu” (por. Kronika 1/80). Działalność wydawnicza przebiega na ogół pomyślnie; PTF patronuje czterem czasopismom: *Postępy Fizyki*, *Acta Physica Polonica* (wydawane wspólnie z IF PAN), *Reports on Mathematical Physics* (wyd. wspólnie z IF UMK), *Delta* (wyd. wspólnie z PTM i PTA). W zakresie współpracy z zagranicą kontynuowana jest wymiana bezdekwizowa z towarzystwami fizycznymi Bułgarii, Czechosłowacji, NRD, Węgier i Chorwackim Towarzystwem Matematyczno-Fizycznym. W okresie sprawozdawczym wykorzystano na wyjazdy 84 osobodni. Nawiązano wstępne kontakty z Fińskim Towarzystwem Fizycznym i z Austriackim Towarzystwem Fizycznym. Dobrze rozwija się współpraca z Europejskim Towarzystwem Fizycznym. Mamy swoich przedstawicieli w Komitecie Wykonawczym, we wszystkich Komitetach Doradczych i w 8 zarządach poszczególnych wydziałów. Członkami indywidualnymi EPS jest 143 polskich fizyków.

PTF liczy obecnie 2493 członków. Liczbę tę należałoby znacznie zwiększyć — w instytutach naukowobadawczych i w wyższych uczelniach pracuje ok. 4000 fizyków, a 3000 magistrów fizyki jest nauczycielami szkół podstawowych i średnich.

Statut PTF, uchwalony przez Walne Zgromadzenie we wrześniu 1979 w Toruniu, nie jest dotychczas zatwierdzony przez Wydział Prawny Urzędu miasta Warszawy. Głównym zastrzeżeniem Wydziału jest czas trwania kadencji Zarządu Głównego, która według Wydziału powinna trwać co najmniej 3 lata.

Następnie J. Töke, w imieniu nieobecnego Sekretarza Generalnego, złożył sprawozdanie z działalności oddziałów. PTF ma obecnie 17 oddziałów,

skupiających 2493 członków zwyczajnych i 65 członków wspierających. Główną formą działalności naukowej oddziałów było organizowanie odczytów i wykładów oraz organizacja lub współorganizacja konferencji i szkół. Dobrze rozwija się działalność dydaktyczna i popularyzacyjna — organizowane są wykłady dla młodzieży szkolnej, wykłady i seminaria dla nauczycieli, współorganizuje się olimpiady fizyczne i międzyszkolne turnieje fizyczne. Natomiast nadal słabo, w większości oddziałów, przebiega współpraca z przemysłem. Liczbę członków w poszczególnych oddziałach i organizowanych konferencjach podaje poniższa tabelka:

Jubileuszowe XXV Pokazy z Fizyki

W dniach od 17 do 21 września 1980 r. staraniem Oddziału Lubelskiego PTF i Instytutu Fizyki UMCS odbyły się tradycyjne Pokazy z Fizyki. Były to jubileuszowe — XXV Pokazy, pierwsze miały miejsce w 1953 r. Narodziły się one w ośrodku lubelskim z inicjatywy znanego dydaktyka fizyki prof. Wacława Staszewskiego. Ideą przewodnią pokazów jest popularyzacja fizyki i budzenie zainteresowania fizyką w szerokich kręgach społeczeństwa, w szczególności młodzieży szkół średnich. Od początku pokazy cieszyły się dużą frekwencją.

| Oddział | Liczba członków w 1979 | Liczba członków obecne | Konferencje |
|--------------|------------------------|------------------------|-------------|
| Białystok | 45 | 35 | 0 |
| Bydgoszcz | 30 | 41 | 0 |
| Częstochowa | 69 | 79 | 0 |
| Gdańsk | 157 | 158 | 0 |
| Gliwice | 82 | 101 | 0 |
| Katowice | 126 | 138 | 0 |
| Koszalin | 30 | 30 | 1 |
| Kraków | 273 | 315 | 1 |
| Lublin | 151 | 153 | 0 |
| Łódź | 216 | 175 | 0 |
| Opole | 67 | 67 | 0 |
| Poznań | 200 | 205 | 2 |
| Rzeszów | 59 | 59 | 0 |
| Szczecin | 63 | 62 | 0 |
| Toruń | 127 | 132 | 3 + Zjazd |
| Warszawa | 444 | 494 | 1 |
| Wrocław | 249 | 249 | 0 |
| Razem | 2388 | 2493 | |

Nagrody dydaktyczne

Komisja Nagród Dydaktycznych PTF przyznała za rok 1980 nagrody następującym nauczycielom: mgr Józef Olszewski z Torunia (nagroda I stopnia), mgr Tomasz Tratkiewicz z Warszawy (nagroda I stopnia), dr Krzysztof Sokalski z Krakowa (nagroda II stopnia).

Nagrody wręczyli laureatom prezes PTF Zdzisław Wilhemi i przewodniczący Komitetu Nagród Dydaktycznych Franciszek Kaczmarek w dniu 15 listopada 1980, w czasie posiedzenia plenarnego Zarządu Głównego PTF.

cją. Na ostatnich pokazach zarejestrowano stuśięczonego widza.

W jubileuszowych przedstawiono szereg demonstracji w ciągu tematycznym „siły” oraz zaprezentowano eksperymenty z zakresu zjawisk przy niskich temperaturach, widzenia barw i łączności światłowodowej. W pokazach uczestniczyła młodzież szkół średnich podległych Kuratorium Oświaty i Wychowania w Lublinie, Chełmie, Zamościu, Białej Podlaskiej, Radomiu, Kielcach, Tarnobrzegu i Rzeszowie.

Obowiązki kierownika organizacyjnego jubileuszowych pokazów pełnił dr Marek Sowa. Merytorycznym i dydaktycznym przygotowaniem

pokazów zajmowała się komisja pod kierownictwem doc. Danuty Stachórskiej.

Józef Pomorski

Oddział Wrocławski

Dnia 20 listopada 1980 r. odbyło się zebranie sprawozdawczo-wyborcze Wrocławskiego Oddziału PTF, na którym omówiono działalność w okresie od 1. VI. 1978 do dnia zebrania i wybrano nowe władze Oddziału.

Oddział liczy 249 członków, głównie pracowników wyższych uczelni Wrocławia. W okresie objętym sprawozdaniem przyjęto 9 członków. Główne kierunki działalności Oddziału to:

1. Organizowanie posiedzeń naukowych, na które zapraszano specjalistów miejscowych i spoza Wrocławia. Spośród gości zamiejscowych referentami byli kolejno: prof. J. Zimann (Bristol, W. Brytania), dr H. Rechenberg (Monachium, RFN), prof. M. P. Szaskolskaja (ZSRR), prof. G. Białkowski (Warszawa). Posiedzenia te odbywały się często wspólnie z Wrocławskim Towarzystwem Naukowym, z którym współpraca układa się bardzo dobrze.

2. Popularyzacja fizyki w szkołach średnich — członkowie PTF prowadzili zajęcia pozalekcyjne w kilku liceach i technikach Wrocławia, wygłosili cykle wykładów dokształcających dla nauczycieli w ramach akcji prowadzonych przez Kuratorium. Objęto patronatem III LO we Wrocławiu oraz LO w Oleśnicy.

Skład nowo wybranego Zarządu Wrocławskiego Oddziału PTF:

| | |
|--------------------|-----------------------|
| przewodniczący | — Jan Mozrzyimas |
| wiceprzewodniczący | — Józef Sznajd |
| sekretarz | — Wojciech Cegła |
| skarbnik | — Jerzy Hańčkowiak |
| członkowie Zarządu | — Tadeusz Hoffman |
| | — Jacek Kowalski |
| | — Kazimierz Michalski |

Bernard Jancewicz

Nominacje na profesorów

Rada Państwa nadała tytuły profesorskie: tytuł profesora zwyczajnego nauk fizycznych otrzymali Edmund Igras z Wojskowej Akademii

Technicznej i Andrzej Kruszewski z Uniwersytetu Warszawskiego,

tytuł profesora nadzwyczajnego nauk fizycznych otrzymali Jacek Baranowski z Uniwersytetu Warszawskiego, Marian Grynberg z Uniwersytetu Warszawskiego i Lucjan Jarczyk z Uniwersytetu Jagiellońskiego.

Nominacje nowo mianowanym profesorom wręczył w Belwederze w dniu 12 listopada 1980 Przewodniczący Rady Państwa prof. Henryk Jabłoński.

Medal Maxa Borna

Medal Maxa Borna, przyznawany wspólnie przez Niemieckie Towarzystwo Fizyczne i brytyjski Instytut Fizyki, otrzymał w 1980 r. Helmut Faissner, dyrektor Instytutu Fizyki Doświadczalnej Politechniki Reńsko-Westfalskiej w Akwizgranie za „pierwsze eksperymentalne stwierdzenie prądów neutralnych”, zjawiska podstawowego dla teorii oddziaływań elektroslabych.

Phys. Today 33, No 10 (1980)

B. W

Nagroda Maxwella

Thomas H. Stix, zastępca dyrektora laboratorium fizyki plazmy i profesor astrofizyki Uniwersytetu w Princeton, otrzymał od Amerykańskiego Towarzystwa Fizycznego nagrodę Jamesa Clerka Maxwella za rok 1980. Nagroda ta została mu przyznana za „wkład do teorii rozchodzenia się fal w plazmie i za pionierskie badania grzania plazmy częstościami radiowymi”. Jego prace odegrały ważną rolę w zrozumieniu zjawiska rozchodzenia się fal w plazmie i w rozwoju zaawansowanych metod grzania plazmy w urządzeniach do kontrolowanej syntezy jądrowej.

Phys. Today 33, No 10 (1980)

B. W.

Nagroda Wolfa

Trzej fizycy amerykańscy Michael E. Fisher (Uniwersytet Cornell), Leo P. Kadanoff (Uniwersytet Chicagowski) oraz Kenneth G. Wilson

(Uniwersytet Cornell) otrzymali Nagrodę Wolfa w dziedzinie fizyki za rok 1980. To wysokie wyróżnienie, przyznawane przez parlament izraelski 18 września, honoruje dorobek nagrodzonych w dziedzinie fizyki przejść fazowych. Z nazwiskiem M. E. Fishera związane jest wiele prac dotyczących hipotezy skalowania dla potencjałów termodynamicznych w pobliżu punktu krytycznego. Jedną z nierówności spełnianych przez wskaźniki krytyczne została udowodniona przez Fishera i nosi jego imię. Z kolei L. P. Kandróffa oraz K. G. Wilsona uważa się za twórców szeroko obecnie stosowanej w fizyce przejść fazowych metody rachunkowej zwanej metodą grupy renormalizacyjnej. To nowe podejście do zjawisk krytycznych oparte jest na własności niezmienniczości układów (będących w punkcie krytycznym) względem transformacji skalowania. I choć pierwsze kroki w kierunku zastosowania tej idei zostały niewątpliwie uczynione przez Kandróffa, to jednak pełną postać matematyczną nadał tej idei po raz pierwszy właśnie Wilson. Obaj ci fizycy są też twórcami różnorodnych zastosowań metody grupy renormalizacyjnej, poczynając od układów typu Isinga poprzez układy cząstek oddziaływających potencjałem kulombowskim, a kończąc na fizyce cząstek elementarnych, gdzie idee grupy renormalizacyjnej stosowane są do zagadnienia uwięzienia kwarków.

Marek Napiórkowski

Nagroda dla Joliotów

Pierre i Anne Joliotowie otrzymali od paryskiej Akademii Nauk nagrodę ufundowaną przez francuski Urząd Energii Atomowej. Nagrodę tę przyznano im za prace nad mechanizmem fotosyntezy

C. R. Vie Acad., 290, Juin 1980

Komitet Terminologii PAN

Prezydium Polskiej Akademii Nauk powołało w marcu 1979 r. Komitet Terminologii, którego zadaniem ma być wytyczanie kierunków działalności terminologicznej w Polsce oraz koordynowanie

tej działalności we wszystkich dziedzinach nauki, techniki i gospodarki.

Władze Komitetu Terminologii stanowią: prof. Janusz Groszkowski — elektronik (przewodniczący), mgr inż. Bolesław Adamski — metrolog (z-ca przewodniczącego), prof. Jerzy Ignacy Skowroński — elektryk (z-ca przewodniczącego), prof. Mieczysław Szymczak — językoznawca (z-ca przewodniczącego), prof. Witold Nowicki — elektronik (sekretarz naukowy).

20 listopada 1980 roku odbyło się we Wrocławiu kolejne spotkanie Komitetu na temat „Problemy i trudności terminologii nauk ścisłych na przykładzie nauk matematycznych i fizycznych”. Główne referaty na to spotkanie przygotowali: prof. Janusz Charatonik — matematyk z Uniwersytetu Wrocławskiego, oraz doc. Ireneusz Wilk — fizyk z Politechniki Wrocławskiej.

Prof. Janusz Charatonik charakteryzując obecny stan terminologii matematycznej wskazał na brak współczesnego rzetelnego słownika terminów matematycznych. Istniejące słowniki dla młodzieży i naukowców niematematyków mają błędy rzeczowe i redakcyjne. Nie ma również czasopisma, które mogłoby wydrukować dłuższy artykuł na tematy terminologiczne. Wieloznaczności i obojętności terminologiczne trafiają nawet do podręczników reformowanej szkoły podstawowej sprawiając duże kłopoty podczas nauczania matematyki. Język roboczych seminariów naszych naukowców zaczyna natomiast przypominać polsko-angielski żargon naszej emigracji w Chicago. Jako wyjście z tej złej sytuacji prof. Charatonik widzi umożliwienie niektórym pracownikom instytutów matematycznych zajmowania się terminologią i uznanie tego jako pełnoprawnej działalności naukowej.

Doc. Ireneusz Wilk stwierdził, że zasadniczą trudnością słownictwa fizycznego jest jego ogromna mnogość. Rocznie przybywa w tekstach fizycznych od 2 do 5 tysięcy słów. Uporządkowanie terminologii fizycznej jest znacznie trudniejsze niż matematycznej, gdyż musiałoby być poprzedzone uporządkowaniem fizyki. Ponadto fizyka ma terminologię „miękką”, tzn. jej terminy zmieniają swoje znaczenie w historycznym rozwoju nauki. Pełne uporządkowanie terminologii fizycznej zdaniem doc. Wilka jest sprawą beznadziejną, gdyż mogliby się tego podjąć jedynie najlepsi specjaliści, ale oni siłą rzeczy wyżej cenią sobie działalność naukową w ścisłym tego słowa znaczeniu, czyli „robienie fizyki”. W odniesieniu do bieżących publikacji naukowych nie jest celowe

jakiegokolwiek narzucanie jednego spośród kilku równorzędnie używanych terminów, tu rozstrzygać powinno samo życie. Natomiast -dla dzieł typu monografii i podręczników należy opracować „słownik terminów zalecanych”, który mógłby stanowić pomoc dla wydawców w ich rozmowach z autorami.

Po dwóch omówionych wyżej referatach nastąpiła dyskusja, w której głos zabierali fizycy, technicy oraz przedstawiciele wydawnictw naukowych i technicznych. O ile fizycy wypowiadali się raczej za swobodą i oczekiwaniem na rozwiązania przez samo życie, o tyle technicy proponowali rozstrzygnięcia instytucjonalne przez powołanie ciała o dostatecznym autorytecie, wskazując przy tym na istniejące już rozwiązania przyjęte przez stowarzyszenia techniczne. Prof. L. Natanson omówił pokrótce działalność Komisji Nazewnictwa Polskiego Towarzystwa Fizycznego podkreślając mało kategoriyczny charakter ustaleń tej Komisji.

Zdaniem niżej podpisanego fizycy nie powinni zbyt obojętnie traktować działań nowo powstałego Komitetu Terminologii PAN, gdyż w składzie tego ciała nie ma dotąd ani jednego fizyka i może dojść do tego, że porządkowaniem terminologii fizycznej zajmą się technicy, albowiem fizyka jest im bardzo potrzebna.

Bernard Jancewicz

III Seminarium Historii Fizyki

Dnia 17 listopada 1980 r. odbyło się w Toruniu III Seminarium Historii Fizyki zorganizowane przez Komisję Historii Fizyki PTF i Bibliotekę Uniwersytetu Mikołaja Kopernika. Wzięło w nim udział 27 osób. Poprzednie seminaria tego cyklu odbywały się w kwietniu 1977 r. i maju 1979 r. (por. *Postępy Fizyki* 28, 461 (1977); 31, 196 (1980)).

Seminarium otworzył przewodniczący Komisji Historii Fizyki PTF prof. R. S. Ingarden, który powiedział m. in.: „Spojrzenie historyczne i filozoficzne jest jakby samowiedzą i samokrytyką nauki, jest procesem odświeżającym i koniecznym dla zdrowia nauki, oczywiście pod warunkiem, że nie jest działalnością pozorną, ucieczką od samej nauki na jej marginesy. Od początku staraliśmy się nadać naszej działalności w ramach Komisji Historii Fizyki poważny charakter, w ścisłym kontakcie ze specjalistami fizykami, histo-

rykami, filozofami, filologami, bibliotekarzami. Unikaliśmy prac o charakterze powierzchownym i ogólnikowym, chcieliśmy inicjować działalność o trwałej wartości. Stworzenie Pracowni Historii Fizyki w Bibliotece Głównej UMK, wydanie materiałów naszych seminariów w formie powielonej, inicjowanie prac zespołowych, jak obecne opracowanie polskiego wydania *Optyki* Witela, prowadzenie już drugi rok wykładu historii fizyki w UMK i opracowanie skryptu tego wykładu, działalność zbierania wywiadów z wybitnymi fizykami starszego pokolenia, oto przykłady tej działalności”.

Tematyka III Seminarium wiązała się z pracami nad twórczością Witela, inicjowanymi przez Komisję Historii Fizyki oraz z zagadnieniami wynikającymi z wykładu historii fizyki, jaki prowadzi w UMK prof. Ingarden.

L. Jeśmanowicz, prof. matematyki w UMK, mówił o wkładzie Euklidesa i Archimedesesa do nauki. Podstawowe dzieło Euklidesa *Elementy* zachowało się do naszych czasów w całości i odegrało ogromną rolę zarówno jako jedyny poważnie stosowany przez ok. 2000 lat podręcznik geometrii, jak i jako dzieło naukowe. *Elementy* są pierwszą realizacją systemu dedukcyjnego. Aksjomatyzacja innych działów matematyki rozpoczęła się dopiero na przełomie XIX i XX wieku. *Elementy* zarówno pod względem stylu, jak i ujmowania zagadnień nie są jednolite i prawdopodobnie są kompilacją Euklidesa nie tylko z prac własnych, lecz i innych uczniów Arystotelesa. Są one niewątpliwie dziełem matematycznym, ale zawierają jednocześnie wyniki poszukiwań filozoficznych poczynając od nauki Sokratesa o powstawaniu pojęć, poprzez naukę Platona o świecie idei i miejscu geometrii w tym świecie, aż po rozprawę Arystotelesa o kategoriach, sądach, poprawnym wnioskowaniu i budowie teorii naukowej. Natomiast dzieła Archimedesesa w większości zaginęły. Przetrwwały wprawdzie niektóre traktaty matematyczne, ale nie odegrały większej roli w rozwoju matematyki, gdyż przerastały nowością ujęcia i głębokością metod swoją epokę. W jednym z nich, na przykład, Archimedes podał metodę obliczania pól figur płaskich, będącą niczym innym jak obecnie znaną metodą całki oznaczonej. Praca ta była jednak w zupełnym zapomnieniu — rękopis odnaleziono dopiero w początkach XX w., a więc ponad 200 lat po powtórnym wynalezieniu całkowania. Nie zachowało się ani jedno dzieło z mechaniki. Nawet słynne prawo Archimedesesa z hydrostatyki znamy z drugiej ręki —

z przekazu Cycerona. Tak więc umysły wyrastające ponad epokę nie zawsze wywierają wpływ na dalszy rozwój nauki.

Osobie i twórczości polskiego uczonego, prawnika i dyplomaty XIII w. — Witela poświęcony był referat R. S. Ingardena „Znaczenie Witela w historii fizyki”. Prace nad Witelem rozpoczęto przed ponad dwudziestu laty we Wrocławskim Towarzystwie Naukowym. Obecnie zaawansowany jest przekład na język polski jego podstawowego dzieła z optyki *Perspectiva*. R. S. Ingarden przedstawił dane o życiu Witela, jakie udało się dotychczas uzyskać, jak również jego środowisko i pozycję w ówczesnej Europie. Przede wszystkim jednak zajął się kwestią, ile w fundamentalnym dziele optycznym Witela, służącym przez wiele pokoleń, aż do początku XVII w., jako najbardziej zaawansowany w świecie podręcznik optyki, jest własnych idei Witela, a na ile jest ono kompilacją dzieł wcześniejszych uczonych. Nie ulega wątpliwości, że Witelo znał i korzystał z traktatu optycznego Rogera Bacona *De multiplicatione specierum*. Wykorzystał także prace Euklidesa, Ptolemeusza, Herona, a przede wszystkim niektóre traktaty Alhazena, uczonego arabskiego z przełomu X i XI w. Wydaje się jednak, że zupełnie oryginalnym wkładem Witela jest jego interpretacja powstawania tęczy. Witelo zwrócił tu uwagę na rolę załamania światła, aczkolwiek poprawną teorię załamania światła podali dopiero w XVII w. Snell i Kartezjusz.

W dość ścisłym związku z pracami nad Witelem był referat J. Burchardta (Wrocław) „Z badań nad erfurckim rękopisem *De aspectibus Alhazena*”. Chodzi o ustalenia, z jakich prac Alhazena i z jakich wydań mógł korzystać Witelo. Alhazen pisał po arabsku. Jego rękopisy nie przetrwały, ale w XIII w. znane były łacińskie przekłady jego dzieł. W bibliotekach europejskich znajduje się obecnie kilkanaście kopii tych przekładów. Jeden z nich przechowywany jest w bibliotece w Erfurcie. Alhazen miał znaczne osiągnięcia w dziedzinie optyki geometrycznej. Wykazał doświadczalnie, że światło rozchodzi się prostoliniowo. Poznał dokładnie prawa odbicia, obliczał odbicia od powierzchni sferycznych i parabolicznych. *Camera obscura* jest jego wynalazkiem. Zerwał też z poglądem uczonych starożytnych, że oko wysyła promienie i w ten sposób widzi, twierdził natomiast, że oko jest czułe na światło, aczkolwiek uważał błędnie, że światłoczułą częścią oka jest soczewka.

Burchardt przeprowadził wstępną analizę erfur-

ckiej kopii *De aspectibus*. Badania takie mają duże znaczenie dla właściwego komentowania dzieła Witela.

W Uniwersytecie Mikołaja Kopernika prowadzone są od kilku lat badania poziomu nauczania w dawnych gimnazjach pomorskich. Znajomość tego ułatwia lepsze poznanie ogólnego poziomu kultury danej epoki i właściwszą ocenę osiągnięć jednostek wybijających się. M. Pawlak (UMK) przedstawił swoje studia nad nauczaniem fizyki w gimnazjum elbląskim w okresie XVI—XVIII w. Szkoła ta powstała w 1535 r. i miała przygotowywać uczniów do studiów uniwersyteckich. Nauczanie fizyki stało początkowo na niskim poziomie wobec braku wybitniejszych nauczycieli. Znaczna poprawa nastąpiła dopiero po 1727 r., gdy wykłady matematyki, astronomii i fizyki objął J. Woit, który wprowadził do nauczania mechanikę newtonowską. Z jego też inicjatywy mieszczanin elbląski Endersch wykonał dla szkoły model układu słonecznego, w którym planety poruszały się przy pomocy skomplikowanych mechanizmów, po torach eliptycznych.

Po referatach odbyła się interesująca dyskusja. Gościnność gospodarzy i piękne otoczenie Biblioteki Uniwersyteckiej stanowiły miłą oprawę Seminarium toruńskiego.

B. W.

Symposium sieci makromolekularnych w Karlovych Varach

W dniach 15—19 września 1980 r. odbyło się w Karlovych Varach sympozjum „Polymer Networks” (Sieci polimerowe). Usieciowane układy makromolekularne odgrywają ogromną rolę zarówno w układach biofizycznych, jak też w procesach i produktach technologicznych (guma, włókna, tworzywa sztuczne). Doświadczalne i teoretyczne badania usieciowanych polimerów przyciągają coraz większą liczbę naukowców. W 1975 r. utworzono tzw. „Network Group” — nieformalną grupę, posiadającą swoje centrum organizacyjne (sekretariat) w Strasburgu (Francja). Co roku jesienią sekretariat przyjmuje od członków Grupy krótkie raporty o pracach wykonanych w mijającym roku, które powiela i rozsyła wszystkim członkom, co znakomicie ułatwia bieżącą orientację w najważniejszych pracach dotyczących usieciowanych polimerów. Organizowane są również, przeciętnie raz na rok, konferencje naukowe

dotyczące usieciowanych polimerów (Network Group Meetings). Od niedawna Network Group zaczęła ściśle współpracować z Europejskim Towarzystwem Fizycznym. Spotkanie Grupy w 1979 r. odbyło się w Jabłonie k. Warszawy jako „9th Europhysics Conference on Macromolecular Physics—Structure and Properties of Polymer Networks”.

Konferencja w Karlovych Varach była kolejnym, piątym już spotkaniem Grupy. Tym razem odbywało się ono w ramach tradycyjnych, corocznych Prague Meetings on Macromolecules. Głównym organizatorem był znany specjalista z teorii sieci polimerowych dr K. Dušek i koledzy z Instytutu Chemii Makromolekularnej Czesosłowackiej Akademii Nauk. Udział w Konferencji wzięło ok. 150 uczestników z 16 krajów, w tym ok. 50-osobowa reprezentacja Gospodarzy i 15 osób z Polski. Zaprezentowanych zostało 11 wykładów przeglądowych i ok. 60 komunikatów w formie plakatów. Odbyły się także dwie dyskusje panelowe.

Rozważania teoretyczne poświęcone były głównie problemom zastosowania współczesnej teorii przejść fazowych (teoria skalowania, wykładniki krytyczne, teoria perkolacji) do procesów sieciowania (żelowania). Tematom tym poświęcone były m. in. wykłady M. Gordona (Colchester, Anglia), D. Stauffera (Kolonja, RFN), M. Adam (Gif sur Yvette, Francja). Drugą grupę tematyczną stanowiły rozważania na temat sieci modelowych (J. J. Gotlib, Leningrad; E. Olejnik, Moskwa).

Wśród prac doświadczalnych najwięcej uwagi poświęcono syntezie i charakteryzowaniu sieci o ściśle określonych strukturach („taylor-made networks”). Poświęcone tym zagadnieniom były m. in. wykłady J. E. Marka (Cincinnati, USA), C. W. Macosko (Minneapolis, USA), W. Oppermann (Clausthal-Zellerfeld, RFN), H. L. Frischa (New York, USA), W. Burcharda (Freiburg, RFN) i pełniącego funkcję sekretarza Network Group G. Hilda (Strasburg, Francja).

Podobne preferencje tematyczne dało się zauważyć wśród komunikatów, prezentowanych w formie plakatów.

Materiały z Konferencji w formie rozszerzonej będą opublikowane — wykłady plenarne w *Pure and Applied Chemistry* (organ IUPAC, która była jednym ze sponsorów Konferencji), wybrane zaś komunikaty w *Polymer Bulletin*.

Następne spotkanie Network Group planowane jest w 1982 r. w Strasburgu.

Włodzimierz Klonowski

W numerze 12 (1979) *Nauki Polskiej* prof. Zofia Kielan-Jaworowska przedstawia potwornie skomplikowaną procedurę oceny wyników badań naukowych koordynowanych przez PAN i wzywa do zasadniczych uproszczeń. Dotychczas wyniki badań naukowych prowadzonych w problemach węzłowych i międzyresortowych, koordynowanych przez placówki PAN, były oceniane w pięciu instancjach, przy czym w miarę wzrostu stopnia hierarchii instancji zmniejszał się stopień ich kompetencji. System ten powoduje ogromne straty czasu samodzielnych pracowników nauki, którzy uczestniczą w posiedzeniach zespołów różnych szczebli, jak też marnowanie społecznych pieniędzy (koszty delegacji, wynajmowania sal, nadmierne zużycie papieru). Prof. Kielan-Jaworowska postuluje ograniczenie oceny do dwóch instancji rzeczywiście kompetentnych, tj. recenzentów lub wewnętrznych komisji powołanych przez placówki, w których wykonano tematy oraz zespołów koordynujących problemy.

Nawiązując do tego artykułu prof. Henryk Szarski przedstawia w numerze 5 (1980) *Nauki Polskiej* swoje stanowisko, zgadzając się z powyższą krytyką, zwracając jednak uwagę, że ten absurdalny system kontroli jest wynikiem fałszywych założeń, jakie najwyraźniej przyjmują autorzy rozporządzeń i regulaminów. Najważniejsze z tych założeń to: 1) Im obszerniejsze są ciała odpowiedzialne i kontrolujące — tym lepiej; 2) Im więcej ciał zabiera głos w danej sprawie — tym lepiej; 3) Im wyższy stopień hierarchiczny zajmuje dane grono — tym lepiej zna się na rzeczy. Z założeń tych wynikają m. in. nadmiernie liczne składy rad naukowych, rad wydziałowych, senatów wyższych uczelni itp. Duża liczebność ciał zarządzających i duża liczba stopni hierarchicznych stepia poczucie odpowiedzialności. Odpowiedzialność poszczególnego członka zespołu jest w końcu znikoma, stąd dochodzi czasem do zadziwiających decyzji, które nie miałyby nigdy miejsca, gdyby podejmowane decyzje były ostateczne i obciążały poszczególne osoby lub nieliczne, jasno określone grona. „Inną oczywistością jest — pisze prof. Szarski — że zgodność pracy badawczej z harmonogramem jest jej najmniejszą zaletą. Badacz prowadzący poszukiwania powinien stale mieć na uwadze, że może dokonać doniosłego i ważnego spostrzeżenia, a wówczas jego zasadniczym obowiązkiem jest skierowanie na nie swej uwagi...

Prof. Kielan-Jaworowska słusznie pisze, że w naukach podstawowych najistotniejszym sprawdzianem wartości pracy naukowej jest jej oddźwięk w literaturze światowej. Wymaga to niestety nieco czasu, a tymczasem urzędnicy nie chcą czekać". Dalej prof. Szarski proponuje, aby stosować rozwiązanie kiedyś powszechnie przyjmowane, mianowicie, aby dotować prace kierowane przez badaczy, którzy w niedalekiej przeszłości osiągnęli doniosłe wyniki, młodych pracowników zaś włączać do dobrych zespołów, gdzie mieliby okazję udowodnić swoje talenty i pracowitość. Kończy uwagą, że opieranie się przy rozdziale dotacji nie na osiągnięciach przeszłości, lecz na obietnicach i nadziejach jest wielką lekkomyślnością finansową.

Nauka Polska 28, No 5 (1989)

B. W.

Zagadkowy błysk gamma

W przestrzeni kosmicznej krąży 9 sztucznych satelitów (3 należą do ZSRR, 6 do USA), których zadaniem jest monitorowanie przeprowadzanych na powierzchni Ziemi wybuchów jądrowych. W ciągu 10 lat, jakie upłynęły od umieszczenia tych satelitów na orbitach, zarejestrowanych zostało 90 błysków promieniowania gamma pochodzenia pozaziemskiego. Rozmieszczenie prze-

strzenne poszczególnych satelitów notujących bardzo dokładnie czas odbioru sygnałów gamma pozwala na dobrą ocenę odległości źródeł. W przypadku omawianych 90 błysków źródła ich znajdowały się poza układem słonecznym, ale z pewnością w obrębie naszej galaktyki.

Dnia 15 marca 1979 satelity odebrały sygnał dziesięciokrotnie silniejszy od jakiegokolwiek dotychczasowego, przy czym tym razem dane wskazywały na to, że źródło znajduje się poza naszą galaktyką. Po pierwszym sygnale zaobserwowano 22 dalsze stopniowo słabnące aż do poziomu wykrywalności. Następowyły one co 8 s. Przy założeniu, że źródło emituje izotropowo, oceniono, że moc źródła wynosiła 10^{38} W (w przedziale promieniowania gamma). Wydaje się jednak bardziej prawdopodobne, że źródło promieniuje w wąskim stożku i że zaobserwowanie słabnących kolejnych sygnałów wynikało z obrotu osi tego stożka odchylającej się coraz bardziej od kierunku ku układowi słonecznemu. Szczególnej uwagi godny jest fakt, że zidentyfikowano źródło tego promieniowania gamma z obiektem świecącym, czego nie udało się dokonać w przypadku poprzednich 90 zarejestrowanych sygnałów. Obiektem tym jest pozostałość Supernowej N49 w Wielkim Obłoku Magelana. Odległość tego obiektu od Ziemi wynosi 180 000 lat świetlnych. Średnica katowa obszaru źródła wynosiła zaledwie 2'. Co tam zaszło?

Phys. Bl. 38 No 10 (1980)

B. W.

Kalendarz imprez

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

KONFERENCJE 1981

18 — 22 maja 1981, Jabłonna

Międzynarodowe Seminarium Spektroskopii Rentgenowskiej i Elektronowej. Środowiskowe Laboratorium Badań Rentgenowskich i Elektromikroskopowych Instytutu Fizyki PAN, prof. Julian Auleytner, Al. Lotników 32/46, 02-668 Warszawa, tel. 43-60-34

21 — 25 września 1981, Lublin

XXVII Zjazd Fizyków Polskich, PTF, prof. S. Szpikowski, Oddział Lubelski PTF, Pl. Marii Curie-Skłodowskiej 1, 20-031 Lublin, tel. 38-241

październik 1981, Warszawa

Spotkanie Ekspertów d/s Automatyzacji Badań Naukowych, Instytut Fizyki PAN, dr Włodzimierz Zbieranowski, Al. Lotników 32/46, 02-668 Warszawa, tel. 43-70-01

SZKOŁY 1981

14 — 20 września 1981, Cetniewo

III Międzynarodowa Szkoła Optoelektroniki Półprzewodnikowej. Instytut Fizyki PAN, dr Marian Herman, Al. Lotników 32/46, 02-668 Warszawa, tel. 43-70-01

Informacje dla autorów

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

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

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

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

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

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

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

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

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

9. Spis literatury winien być sporządzony według wzoru:

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

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

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

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

10. Autora obowiązuje wykonanie korekty autorskiej, którą należy zwrócić w ciągu 3 dni pod adresem: Państwowe Wydawnictwo Naukowe, Dział Czasopism, ul. Smoleńsk 14, 31-112 Kraków. Przetrzywanie korekty może spowodować przesunięcie artykułu do następnego zeszytu.

11. Autor otrzymuje bezpłatnie 25 egz. odbitek pracy. Dodatkowe odbitki można zamawiać odpłatnie przy przesyłaniu korekty autorskiej. Cena za 1 egz. odbitki o objętości 1—16 s. wynosi zł 8.—

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

POSTĘPY FIZYKI

(dwumiesięcznik)

Warunki prenumeraty czasopisma

Cena prenumeraty: półrocznie zł 45,—
rocznie zł 90,—

Prenumeratę krajową przyjmują Oddziały RSW „Prasa—Książka—Ruch” oraz urzędy pocztowe i doręczyciele w terminach:

do dnia 25 listopada na I półrocze roku następnego i cały rok następny
do dnia 10 czerwca na II półrocze roku bieżącego.

Jednostki gospodarki społecznej, instytucje i organizacje społeczno-polityczne składają zamówienia w miejscowych Oddziałach RSW „Prasa—Książka—Ruch”, w miejscowościach zaś, w których nie ma Oddziałów RSW — w urzędach pocztowych. Prenumeratory indywidualni opłacają prenumeratę wyłącznie w urzędach pocztowych lub u doręczycieli.

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

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

INFORMATION FOR SUBSCRIBERS

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

Tylko prenumerata zapewnia regularne otrzymywanie czasopisma

TREŚĆ

| | |
|---|-----|
| B. Paczyński — Późne stadia ewolucji gwiazd | 107 |
| T. Dietl — Wybrane zagadnienia z fizyki fazy amorficznej | 113 |
| S. Weinberg — Podstawy pojęciowe zunifikowanej teorii oddziaływań słabych i elektromagnetycznych (tłum. M. Staszal) | 135 |
| RÓŻNE | |
| J. Kołodziejczak — Stan i kierunki rozwoju fizyki w Polsce | 151 |
| NOWOSCI NAUKOWE | |
| I. Białyński-Birula — Czy równanie Schrödingera jest liniowe? | 171 |
| NOWA APARATURA I AUTOMATYZACJA POMIARÓW | |
| J. Sandweiss — Komora strimerowa o wysokiej zdolności rozdzielczej (tłum. A. Jachólkowski) | 179 |
| ZE ZJAZDÓW I KONFERENCJI | |
| RECENZJE | |
| KRONIKA | |

CONTENTS

| | |
|---|-----|
| B. Paczyński — Late Stages of Stellar Evolution | 107 |
| T. Dietl — Selected Problems of the Physics of the Amorphous Phase | 113 |
| S. Weinberg — Conceptual Foundations of the Unified Theory of Weak and Electromagnetic Interactions | 135 |
| MISCELLANEA | |
| J. Kołodziejczak — Present State and General Trends in Development of Physics in Poland | 161 |
| SCIENTIFIC NEWS | |
| I. Białyński-Birula — Is Schrödinger Equation Linear? | 171 |
| LABORATORY EQUIPMENT AND DATA HANDLING | |
| J. Sandweiss — The High-Resolution Streamer Chamber | 179 |
| MEETINGS AND CONFERENCES | |
| REVIEWS | |
| CHRONICLE | |